



Etude de l'évaporation d'un liquide répandu au sol suite à la rupture d'un stockage industriel

Serge Forestier

► **To cite this version:**

Serge Forestier. Etude de l'évaporation d'un liquide répandu au sol suite à la rupture d'un stockage industriel. Autre. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 2011. Français. <NNT : 2011EMSE0625>. <tel-00718229>

HAL Id: tel-00718229

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00718229>

Submitted on 16 Jul 2012

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.

NNT : 2011 EMSE 0625

THÈSE

présentée par

Serge FORESTIER

pour obtenir le grade de
Docteur de l'École Nationale Supérieure des Mines de Saint-Étienne

Spécialité : Génie de l'Environnement

ETUDE DE L'EVAPORATION D'UN LIQUIDE REPANDU AU SOL SUITE A LA RUPTURE D'UN STOCKAGE INDUSTRIEL

soutenue à Alès, le 18 Octobre 2011

Membres du jury

Président :	Valérie LAFOREST	Professeur, Ecole des Mines de Saint Etienne, Saint Etienne
Rapporteurs :	Jean-Marie BUCHLIN Jean-Marie FLAUS	Professeur, Institut Von Karman, Bruxelles Professeur, Institut national Polytechnique de Grenoble, Grenoble
Examineurs :	Frédéric HEYMES Laurent PERRIN	Docteur Ingénieur, Ecole nationale Supérieure des Mines d'Alès, Alès Professeur, Ecole nationale Supérieure des Industries Chimiques, Nancy
Directeur de thèse :	Gilles DUSSERRE	Directeur de recherches, Ecole nationale Supérieure des Mines d'Alès, Alès
Invité :	Laurent MUNIER	Docteur Ingénieur, Commissariat à l'Energie Atomique et aux Energies Alternatives, Gramat

Spécialités doctorales :

SCIENCES ET GENIE DES MATERIAUX
 MECANIQUE ET INGENIERIE
 GENIE DES PROCEDES
 SCIENCES DE LA TERRE
 SCIENCES ET GENIE DE L'ENVIRONNEMENT
 MATHEMATIQUES APPLIQUEES
 INFORMATIQUE
 IMAGE, VISION, SIGNAL
 GENIE INDUSTRIEL
 MICROELECTRONIQUE

Responsables :

J. DRIVER Directeur de recherche – Centre SMS
 A. VAUTRIN Professeur – Centre SMS
 G. THOMAS Professeur – Centre SPIN
 B. GUY Maître de recherche – Centre SPIN
 J. BOURGOIS Professeur – Centre SITE
 E. TOUBOUL Ingénieur – Centre G2I
 O. BOISSIER Professeur – Centre G2I
 JC. PINOLI Professeur – Centre CIS
 P. BURLAT Professeur – Centre G2I
 Ph. COLLOT Professeur – Centre CMP

Enseignants-chercheurs et chercheurs autorisés à diriger des thèses de doctorat (titulaires d'un doctorat d'État ou d'une HDR)

AVRIL	Stéphane	MA	Mécanique & Ingénierie	CIS
BATTON-HUBERT	Mireille	MA	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BENABEN	Patrick	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	CMP
BERNACHE-	Didier	PR 0	Génie des Procédés	CIS
ASSOLLANT	Jean-Pierre	MR	Génie des Procédés	SPIN
BIGOT	Essaïd	DR	Sciences de la Terre	SPIN
BILAL	Olivier	PR 1	Informatique	G2I
BOISSIER	Andras	MR	Sciences et Génie des Matériaux	SMS
BORBELY	Xavier	MA	Génie Industriel	G2I
BOUCHER	Marie-Reine	PR 2	Génie Industriel	DF
BOUDAREL	Jacques	PR 0	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BOURGOIS	Christian	DR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
BRODHAG	Patrick	PR 2	Génie industriel	G2I
BURLAT	Philippe	PR 1	Microélectronique	CMP
COLLOT	Michel	PR 0	Génie des Procédés	SPIN
COURNIL	Stéphane	PR 1	Génie industriel	CMP
DAUZERE-PERES	Michel	IGM	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DARRIEULAT	Roland	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
DECHOMETS	Christophe	MA	Mécanique & Ingénierie	SMS
DESRAYAUD	David	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DELAFOSSÉ	Alexandre	PR 1	Génie Industriel	G2I
DOLGUI	Sylvain	PR 2	Mécanique & Ingénierie	SMS
DRAPIER	Julian	DR 0	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
DRIVER	Dominique	PR 2	Génie Industriel	CMP
FEILLET	Bernard	PR 1	Sciences & Génie des Matériaux	CIS
FOREST	Pascal	PR 1	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
FORMISYN	Anna	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
FRACZKIEWICZ	Daniel	MR	Génie des Procédés	SPIN
GARCIA	Jean-Jacques	MR	Informatique	G2I
GIRARDOT	Dominique	MR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
GOEURIOT	Didier	DR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
GRAILLOT	Philippe	MR	Génie des Procédés	SPIN
GROSSEAU	Frédéric	MR	Génie des Procédés	SPIN
GRUY	Bernard	MR	Sciences de la Terre	SPIN
GUY	René	DR	Génie des Procédés	SPIN
GUYONNET	Jean-Michel	PR 2	Génie des Procédés	SPIN
HERRI	Karim	PR 2	Microélectronique	CMP
INAL	Helmut	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
KLÖCKER	Valérie	CR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
LAFORÉST	Rodolphe	CR CNRS	Mécanique et Ingénierie	SMS
LERICHE	Jean-Michel	EC (CCI MP)	Microélectronique	CMP
LI	George Grégory	PR 1	Microélectronique	CMP
MALLIARAS	Jérôme	MA	Mécanique et Ingénierie	SMS
MOLIMARD	Frank	DR 1 CNRS	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
MONTHEILLET	Laurent	PR 2	Génie des Procédés	SPIN
PERIER-CAMBY	Christophe	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Michèle	PR 1	Génie des Procédés	SPIN
PIJOLAT	Jean-Charles	PR 0	Image, Vision, Signal	CIS
PINOLI	Jacques	CR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
STOLARZ	Konrad	MR	Sciences & Génie de l'Environnement	SITE
SZAFNICKI	Gérard	PR 0	Génie des Procédés	SPIN
THOMAS	Assia		Microélectronique	CMP
TRIA	François	MA	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
VALDIVIESO	Alain	PR 0	Mécanique & Ingénierie	SMS
VAUTRIN	Jean-Paul	MR	Génie des procédés	SPIN
VIRICELLE	Krzysztof	DR	Sciences & Génie des Matériaux	SMS
WOLSKI	Xiaolan	PR 1	Génie industriel	CIS
XIE				

Glossaire :

PR 0	Professeur classe exceptionnelle
PR 1	Professeur 1 ^{ère} classe
PR 2	Professeur 2 ^{ème} classe
MA(MDC)	Maître assistant
DR	Directeur de recherche
Ing.	Ingénieur
MR(DR2)	Maître de recherche
CR	Chargé de recherche
EC	Enseignant-chercheur
IGM	Ingénieur général des mines

Centres :

SMS	Sciences des Matériaux et des Structures
SPIN	Sciences des Processus Industriels et Naturels
SITE	Sciences Information et Technologies pour l'Environnement
G2I	Génie Industriel et Informatique
CMP	Centre de Microélectronique de Provence
CIS	Centre Ingénierie et Santé

A mes parents et ma famille.

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer toute ma reconnaissance à Mme Valérie Laforest d'avoir accepté de présider le jury de thèse et à MM. Jean-Marie Buchlin et Jean-Marie Flaus pour avoir évalué et apporté des corrections à ce travail de thèse en acceptant d'en être les rapporteurs. Je remercie également M. Laurent Perrin de m'avoir fait l'honneur d'être membre du jury.

J'adresse également tous les remerciements à M. Gilles Dusserre pour m'avoir accueilli au sein de l'équipe Risques Industriels et Naturels, pour ses conseils, sa confiance et la liberté qu'il m'a accordée durant tout ce travail de thèse.

Je décerne toute ma gratitude à M. Frédéric Heymes pour avoir répondu aux questions quasi quotidiennes que je lui soumettais, sa patience, son soutien et toutes les longues conversations qui ont permis de faire avancer les travaux réalisés. De même, je tiens à remercier MM. Laurent Aprin et Pierre Slangen, qui, sans être mes encadrants m'ont appris (entre autres) à brancher des câbles et à acquérir de jolies images.

Ce travail a été réalisé sur la base d'un contrat de recherche passé entre l'école des Mines d'Alès et le CEA Gramat, je tiens donc à remercier tous les interlocuteurs que j'ai pu rencontrer : M. Emmanuel Lapebie, M. Christian Le Gallic, M. Alain Cayrol et plus particulièrement M. Laurent Munier pour avoir fourni des idées qui se sont révélés des axes de travail et pour avoir accepté d'être membre du jury.

Je remercie chaleureusement tous mes collègues de l'équipe Risques : Aurélia, Jérôme, Laurent, Pierre-Alain, Sophie, David, les deux Pierre, Flo, Benjamin, Boris, Olivier et Roro. Ce fut un plaisir de

Remerciements

travailler avec vous. Je remercie un peu plus chaleureusement ma collègue de bureau, Mélanie et Mirko, juste de passage au laboratoire, pour leur soutien sans faille, les idées échangées sur certains points précis et pour tous les efforts réalisés afin que je ne me terre pas dans le bureau toute la journée. Un grand merci Mélanie et Mirko.

Je remercie également M. Miguel Lopez Ferber pour m'avoir accueilli au sein du LGEI et l'ensemble du personnel de ce laboratoire pour ces trois années passées ensemble. En particulier, merci à M. Thierry Vincent pour m'avoir aidé et avoir validé les essais expérimentaux devant être réalisés.

Enfin, je n'aurai pas pu parvenir jusqu'ici sans la confiance et le soutien que m'ont apporté ma famille et mes amis qui ont vécu la thèse avec moi et qui ont su me soutenir lorsque les doutes commençaient à prendre le pas sur le travail réalisé. Plus particulièrement, je tiens à remercier Léa, qui, en plus d'avoir vécu la thèse, a réussi à s'adapter au rythme très particulier de la rédaction. Un énorme merci à vous tous.

INTRODUCTION GENERALE

Les installations industrielles (extraction, production, stockage, distribution) mettent en œuvre de nombreuses substances pouvant être inflammables et/ou toxiques. Leur libération accidentelle peut donc entraîner de sérieuses conséquences telles qu'un incendie ou une pollution. Le BARPI, organisme recensant les accidents industriels en France, indique que plus de 40% des accidents ayant eu lieu entre 1992 et 2010 ont impliqué un rejet de matières dangereuses.

Certains liquides sont stockés à grande ou très grande échelle (parcs de stockages pétroliers par exemple) et impliquent donc des quantités très importantes de liquide ne devant pas être répandues dans la nature en cas de brèche ou rupture totale de confinement.

En conséquence, certains stockages de liquide dangereux sont obligatoirement entourés de cuvettes de rétention destinées à contenir une éventuelle fuite accidentelle. Les différentes caractéristiques des bassins de rétention sont définies par l'instruction ministérielle du 9 Novembre 1989. Les articles 2, 3 et 4 imposent (Ministère de l'industrie et de l'aménagement du territoire, 1989) le volume minimal, les caractéristiques de tenue au feu des merlons et le coefficient de perméabilité du sol de la cuvette. Celui-ci doit être inférieur à 10^{-8} m.s^{-1} ce qui signifie que la cuvette est étanche.

Lorsque le liquide stocké est volatil, sa mise à l'air libre dans une cuvette de rétention va permettre la formation de vapeurs par évaporation. Celles-ci sont susceptibles d'entraîner les mêmes conséquences qu'une fuite de gaz, à savoir explosion de vapeurs ou propagation d'un nuage toxique. L'analyse du comportement d'une nappe de liquide dans une cuvette de rétention et notamment du débit d'évaporation est donc d'un intérêt majeur dans le cadre de la gestion des risques sur site industriel.

Introduction Générale

L'étude du phénomène d'évaporation a été réalisée dans de différentes configurations mais de nombreuses questions restent ouvertes lorsque les dimensions de la nappe sont importantes. De ce fait, le travail effectué se focalise principalement sur deux points :

- Une nappe de liquide épaisse s'évapore-t-elle de la même manière qu'une nappe de liquide mince ?
- Quelles sont les conséquences sur le débit d'évaporation de la chute du niveau de liquide dans la cuvette de rétention ?

Ce document est divisé en six chapitres. Le premier d'entre eux présente le phénomène d'évaporation d'un point de vue bibliographique. Les différentes relations de transfert de matière, de chaleur et les écoulements au-dessus de la nappe de liquide sont développées. Ce chapitre accorde une place importante au transfert de matière qui est le cœur du phénomène d'évaporation. Les différents mécanismes de transfert et les différentes corrélations présentes dans la littérature permettant de prédire le débit d'évaporation sont présentés en fonction du type d'écoulement d'air au-dessus du liquide.

44 essais ont été réalisés dans le cadre de ce travail. La partie suivante décrit donc les matériels, pilotes et protocoles employés. L'instrumentation et les méthodes de traitement des données sont présentées. Cette partie présente également le type de plan d'expérience retenu pour étudier la thématique.

Les quatre chapitres suivants sont dédiés à l'analyse des résultats. Au fil des chapitres, l'étude se focalise sur les caractéristiques du liquide et de l'écoulement au-dessus de l'interface.

La première partie de résultats propose de présenter le phénomène dans la globalité (dynamique d'évolution) et de s'intéresser à une analyse paramétrique des différentes grandeurs influant le phénomène d'évaporation. On trouvera dans ce chapitre :

- une présentation exhaustive des évolutions de températures et de masses mesurées dans le système pour caractériser le phénomène d'évaporation,
- l'étude de la reproductibilité des mesures effectuées,
- l'exploitation des résultats d'un plan d'expériences en décrivant les différents régimes du débit d'évaporation en fonction du poids de chaque paramètre expérimental.

Introduction Générale

Le chapitre suivant (chapitre IV) analyse les essais réalisés à l'aide des équations bilan régissant le phénomène d'évaporation. Une première section quantifie les écarts présents entre la somme des flux thermiques incidents et la variation d'enthalpie de la nappe de liquide tandis qu'une seconde section se focalise sur l'équation bilan de masse. Dans un premier temps, les prévisions des corrélations empiriques sont comparées aux différents débits enregistrés puis celles-ci sont analysées à l'aide de deux études de sensibilité, l'une globale et l'autre locale. La première établit si le poids attribué aux paramètres expérimentaux par les corrélations est similaire à celui déterminé par le plan d'expériences tandis que la seconde permet de quantifier les erreurs induites sur les résultats des corrélations lorsque les données d'entrées possèdent un écart par rapport aux données réelles.

Le chapitre V propose, quant à lui, une méthode de calcul d'une température de surface en fonction des températures relevées dans le liquide et des flux thermiques enregistrés. A partir de la température de surface déterminée, plusieurs points sont explorés :

- Quels sont les écarts induits sur les équations bilan selon la température employée ?
- Quel est l'impact de la convection naturelle sur le débit d'évaporation ?

Les résultats de ce chapitre invitent à affiner la détermination de la température de la surface et de l'hydrodynamique au-dessus de celle-ci.

Le chapitre VI s'intéresse à ces deux thématiques. Une première section est dédiée à la caractérisation de la distribution de la température à la surface du liquide selon le type d'écoulement et une seconde section vise à établir une relation entre le profil d'écoulement au-dessus de la nappe de liquide et des zones de la surface pour lesquelles la température mesurée est homogène.

Enfin, les principaux résultats de cette étude sont synthétisés et des perspectives de recherche sont proposées.

Table des matières

REMERCIEMENTS	4
INTRODUCTION GENERALE	6
I. BIBLIOGRAPHIE	13
INTRODUCTION	13
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE I	16
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE I	17
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE I	18
1. THERMODYNAMIQUE DU PHENOMENE	21
2. HYDRODYNAMIQUE AU-DESSUS DE LA NAPPE.	22
2.1. ECOULEMENT DE COUCHES LIMITE	24
2.2. ECOULEMENT AU-DESSUS DE CAVITES	34
3. TEMPERATURE DE LIQUIDE	37
3.1. DETERMINATION DE L'EQUATION BILAN THERMIQUE	39
3.2. DETERMINATION DES FLUX THERMIQUES RAYONNES	43
3.3. DETERMINATION DU FLUX DE CHALEUR CONVECTIF AIR - LIQUIDE	44
3.4. DETERMINATION DU FLUX DE CHALEUR ISSU DU SOL	46
4. TRANSFERT DE MATIERE	48
4.1. MODELES DE DIFFUSIVITE	52
4.2. APPORT DE MATIERE DANS L'ECOULEMENT	55
4.3. SYNTHESE	76
5. CONCLUSIONS DU CHAPITRE	78
BIBLIOGRAPHIE	81
II. MATERIELS ET METHODES	88
INTRODUCTION	88
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE II	89
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE II	90
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE II	91
1. DEMARCHE EXPERIMENTALE ETABLIE	92
1.1. PRESENTATION DES PILOTES	93
1.2. CHOIX DU LIQUIDE VOLATIL MODELE	94
2. PLAN D'EXPERIENCES	98
2.1. CONSTRUCTION DU PLAN D'EXPERIENCES DE L'ETUDE	99
3. METROLOGIE MISE EN PLACE	102
3.1. TRANSFERT THERMIQUE AUTOUR DU LIQUIDE.	102
3.2. METROLOGIE DU TRANSFERT DE MATIERE	113
3.3. PROFILS DE VENT	115

Introduction Générale

4. METHODES DE TRAITEMENT DES DONNEES	121
4.1. DEBRUITAGE DES SIGNAUX 1D	121
4.2. TRAITEMENT DES IMAGES	122
5. PROTOCOLES EXPERIMENTAUX DES ESSAIS EN INTERIEUR	127
5.1. ESSAIS REALISES AVEC LES PILOTES DE FAIBLE VOLUME	128
5.2. ESSAIS REALISES AVEC LE PILOTER DE FORTE CAPACITE	129
6. CONCLUSIONS DU CHAPITRE	131
BIBLIOGRAPHIE	134

III. ANALYSE DU PHENOMENE

INTRODUCTION	135
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE III	137
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE III	138
1. PRESENTATION DU PHENOMENE	139
1.1. EVOLUTION DU SYSTEME AU COURT DU TEMPS	139
1.2. REPRODUCTIBILITE DES ESSAIS	162
1.3. CONCLUSION DE LA SECTION	167
2. ANALYSE PARAMETRIQUE DU PHENOMENE D'EVAPORATION	168
2.1. HYPOTHESE DE LINEARITE	170
2.2. VALIDATION DU PLAN D'EXPERIENCE	173
2.3. DETERMINATION DU DEBIT INITIAL.	176
2.4. DETERMINATION DU DEBIT EN REGIME PERMANENT.	177
2.5. DETERMINATION DE LA DUREE DU REGIME TRANSITOIRE.	179
2.6. CONCLUSION DE LA SECTION	181
3. CONCLUSION DU CHAPITRE	181
BIBLIOGRAPHIE	183

IV. EVALUATION DE LA MODELISATION

TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE IV	185
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE IV	186
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE IV	187
1. ETUDE DES FLUX THERMIQUES ET DU DEBIT	188
1.1. EVALUATION DES FLUX DE CHALEUR	188
1.2. EXPRESSION DU DEBIT D'EVAPORATION EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DU LIQUIDE	196
1.3. CONCLUSION DE LA SECTION	198
2. ETUDE DES CORRELATIONS DE PREDICTION DU DEBIT D'EVAPORATION	199
2.1. COMPARAISON ENTRE CORRELATIONS ET DEBITS ENREGISTRES	202
2.2. ANALYSE DE SENSIBILITE	203
2.3. CONCLUSION DE LA SECTION	211
3. CONCLUSION DU CHAPITRE	212
BIBLIOGRAPHIE	214

V. ETUDE DE LA STRATIFICATION DE LA TEMPERATURE DU LIQUIDE **221**

INTRODUCTION	221
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE V	222
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE V	224
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE V	225
1. TRANSFERTS DE CHALEURS DE PART ET D'AUTRE DE L'INTERFACE	226
1.1. FLUX DE CHALEUR DUS A LA CONVECTION THERMIQUE AUTOUR DE L'INTERFACE	226
1.2. CORRELATIONS SEMI EMPIRIQUES DES FLUX ECHANGES AVEC L'INTERFACE.	231
1.3. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	233
1.4. CONCLUSION	236
2. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	237
2.1. SOUS-SYSTEME « CŒUR DE LIQUIDE »	238
2.2. SOUS-SYSTEME « INTERFACE »	240
2.3. CONCLUSION DE LA SECTION	242
3. RESULTATS LIES A LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	243
3.1. VALIDITE DU RESULTAT DU CALCUL DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	244
3.2. COMPARAISON ENTRE TEMPERATURE DE LIQUIDE MESUREE ET TEMPERATURE DE SURFACE CALCULEE	245
3.3. EQUATION BILAN ENERGETIQUE	249
3.4. EQUATION-BILAN DE MASSE	250
3.5. NOMBRES DE RAYLEIGH	253
3.6. FLUX ECHANGE ENTRE LES DEUX SOUS SYSTEMES	256
3.7. CONCLUSION DE LA SECTION	258
4. CONCLUSION DU CHAPITRE	259
BIBLIOGRAPHIE	261

VI. EFFET D'UN ECOULEMENT DE CAVITE SUR L'EVAPORATION **263**

INTRODUCTION	263
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE VI	264
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE VI	265
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE VI	266
1. MESURE DE LA TEMPERATURE DE LA SURFACE A L'AIDE D'UNE CAMERA THERMIQUE	267
1.1. ESSAIS SELECTIONNES ET DONNEES RELATIVES A LA TEMPERATURE DE SURFACE	267
1.2. PRESENTATIONS DES RESULTATS DE L'ETUDE DE LA TEMPERATURE DE LA SURFACE	270
1.3. CONCLUSION DE LA SECTION	283
2 TRANSFERT DE MASSE DANS UNE CAVITE	284
2.1. EVOLUTION DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE MASSE EN FONCTION DE LA HAUTEUR DE MARCHE	285
2.2. CONFIGURATION DE LA PIV	287
2.3. PROFILS DE VITESSE D'ECOULEMENT AU-DESSUS DE L'ECOULEMENT	289
3. CONCLUSION DU CHAPITRE	295
BIBLIOGRAPHIE	297

CONCLUSION **298**

<u>ANNEXE 1 : PLAN D'EXPERIENCES</u>	<u>302</u>
1. CONSTRUCTION D'UN PLAN D'EXPERIENCES	302
2. ALIASES ET CONTRASTES	305
<u>ANNEXE 2 : CAMERA THERMIQUE</u>	<u>308</u>
1. DEFINITIONS DES GRANDEURS DE FLUX THERMIQUE EMIS PAR LA NAPPE	308
3. SOURCES D'ERREUR DANS LA MESURE	312
<u>ANNEXE 3 : PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY</u>	<u>315</u>
1.1 COEFFICIENT DE CORRELATION CROISE	317
1.2 CORRELATION ADAPTATIVE.	319
<u>ANNEXE 4 : PRINCIPE DE L'ANALYSE DE VARIANCE</u>	<u>321</u>

I. BIBLIOGRAPHIE

La problématique du sujet proposé invite à étudier l'influence de différents paramètres géométriques d'une nappe de liquide s'évaporant et de son environnement sur le phénomène d'évaporation. Pour cela, cette partie bibliographique décrit l'état des travaux relatifs à l'évaporation d'une nappe de liquide en atmosphère renouvelée (milieu ouvert) selon les points suivants :

- les mécanismes physiques impliqués par le phénomène d'évaporation,
- les corrélations semi-empiriques visant à prédire le transfert de masse selon les paramètres physico-chimiques de la nappe et de son environnement.

Par définition, l'évaporation correspond au phénomène de changement de phase lent de l'état liquide vers l'état gazeux d'un liquide à une température inférieure à la température d'ébullition à la pression ambiante.

Lorsqu'un liquide est répandu au sol sous forme d'une nappe plus ou moins épaisse, la pression partielle des vapeurs du liquide dans l'air est généralement inférieure à la pression de vapeur saturante à la température d'étude. De ce fait, un déséquilibre thermodynamique apparaît au-dessus de l'interface liquide-gaz. Le transfert des molécules composant le liquide vers un état gazeux correspond alors à un retour vers l'équilibre de concentration au-dessus de la nappe. Ce transfert de masse est influencé par deux paramètres :

- L'hydrodynamique à la surface de la nappe.

Chapitre I : Bibliographie

- L'équilibre liquide – vapeur à l'interface. Celui-ci dépend de la température de la surface qui est une fonction de la température du liquide et des flux thermiques échangés entre la nappe et son environnement.

Ces trois domaines, le transfert de matière, l'hydrodynamique locale et les transferts thermiques, sont décrits dans chacune des sections de ce chapitre bibliographique. Ils interagissent et aucun d'entre eux ne peut être traité indépendamment des autres.

L'écoulement d'air au-dessus du liquide entraîne un déplacement des vapeurs de liquide venant de s'évaporer. Ce phénomène entretient le déséquilibre thermodynamique à l'interface de celui-ci. Deux types d'écoulement peuvent apparaître selon la géométrie de la nappe et des cuvettes de rétention.

- Ecoulement en couche limite dans le cas où la surface du liquide est affleurante avec la surface supérieure des merlons de la cuvette de rétention,
- Ecoulement en cavité s'il existe une différence de hauteur entre les merlons et la surface du liquide.

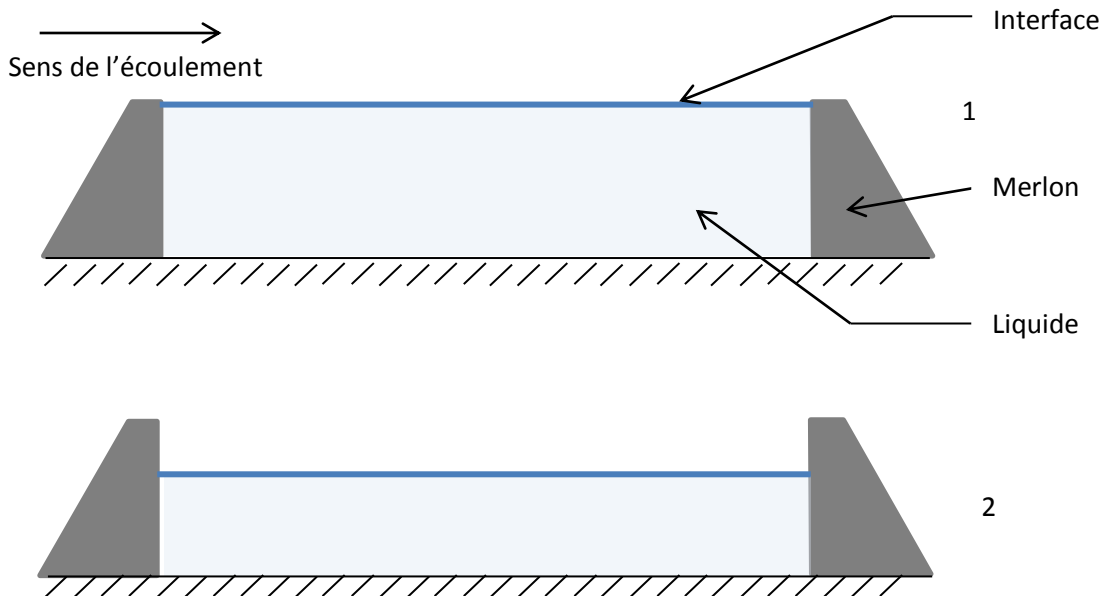


Figure 1: Configurations d'écoulement de couche limite (1) et de cavité (2).

Les transferts thermiques autour de la nappe déterminent la répartition de la température à l'intérieur du liquide. Celle-ci permet de définir de nombreux paramètres physico-chimiques de la substance étudiée.

Chapitre I : Bibliographie

Le cœur du phénomène d'évaporation repose sur le transfert de matière de la phase liquide vers la phase gazeuse. Le flux d'évaporation correspond à la quantité de liquide se transformant en vapeur sur un intervalle de temps sur une surface unitaire. Deux approches différentes sont possibles selon l'échelle d'étude.

- Dans le cas où l'étude du débit d'évaporation est réalisée en fonction de la distance entre le point considéré et le bord d'attaque de la cuvette, il est question de l'étude de l'évaporation d'un point de vue local.
- Dans le cas où il est supposé que la nappe de liquide est une entité uniforme et homogène, il est question de débit d'évaporation global.

De nombreuses études ont eu pour but de prédire le débit d'évaporation en fonction des propriétés physico chimiques des liquides et des caractéristiques du milieu dans lequel la nappe se répand. De ce fait, en plus de la présentation de la phénoménologie de ce transfert, la dernière section de ce chapitre contient la présentation de nombreuses corrélations créées dans le but de quantifier un débit d'évaporation.

Table des matières du chapitre I

I. BIBLIOGRAPHIE	13
INTRODUCTION	13
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE I	16
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE I	17
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE I	18
1. THERMODYNAMIQUE DU PHENOMENE	21
2. HYDRODYNAMIQUE AU-DESSUS DE LA NAPPE.	22
2.1. ECOULEMENT DE COUCHES LIMITE	24
2.1.1. Equations décrivant les couches limites	26
2.1.2. Profils de vitesse et épaisseur d'une couche limite laminaire	27
2.1.3. Profil de vitesse et épaisseur d'une couche limite turbulente	31
2.1.3.1. Introduction de la turbulence dans les équations bilan	31
2.1.3.2. Allure du profil de couche limite turbulente	33
2.2. ECOULEMENT AU-DESSUS DE CAVITES	34
3. TEMPERATURE DE LIQUIDE	37
3.1. DETERMINATION DE L'EQUATION BILAN THERMIQUE	39
3.2. DETERMINATION DES FLUX THERMIQUES RAYONNES	43
3.2.1. Flux thermique rayonné par le soleil	43
3.2.2. Détermination du flux de chaleur rayonné échangé entre la nappe et son environnement.	44
3.3. DETERMINATION DU FLUX DE CHALEUR CONVECTIF AIR - LIQUIDE	44
3.4. DETERMINATION DU FLUX DE CHALEUR ISSU DU SOL	46
4. TRANSFERT DE MATIERE	48
4.1. MODELES DE DIFFUSIVITE	52
4.1.1. Définition du coefficient de diffusion	53
4.1.2. Expressions semi empiriques	53
4.2. APPORT DE MATIERE DANS L'ECOULEMENT	55
4.2.1. Transferts de masse diffusif	55
4.2.2. Couche limite	60
4.2.2.1. Résolution du système d'équations de couche limite	61
4.2.2.2. Approche semi empirique avec écoulement d'air	64
4.2.2.3. Approche adimensionnelle	69
4.2.3. Transferts de matière dans le cas d'un écoulement en cavité	74
4.2.4. Flux de matière de Stephan	75
4.3. SYNTHESE	76
5. CONCLUSIONS DU CHAPITRE	78
BIBLIOGRAPHIE	81

Table des illustrations du chapitre I

Figure 1: Configurations d'écoulement de couche limite (1) et de cavité (2).	14
Figure 2: Diagramme de phase Pression Température.	21
Figure 3: Nappe de liquide remplissant la cuvette de rétention	24
Figure 4: Existence d'une marche entre la surface de la nappe et la cuvette de rétention	24
Figure 5: Allure de couche limite cinématique	25
Figure 6: Profil de vitesse de vent en fonction du paramètre η	31
Figure 7: Allure d'une couche limite cinématique turbulente	33
Figure 8: Caractéristiques géométriques d'une cavité	35
Figure 9: Caractéristiques d'un écoulement de marche. D'après (Zdanski, Ortega, & Fico, 2005)	36
Figure 10: Schématisation des différentes zones de l'écoulement	36
Figure 11: Cellules de convection observées par technique Schlieren lors de la désorption de CO ₂ contenu dans du chlorobenzène	38
Figure 12: Représentation du système de la nappe de liquide.	39
Figure 13: Allure des courbes de concentration d'après la théorie du double film. Cas d'un produit pur.	56
Figure 14: Relations entre les études visant à déterminer le coefficient de transfert de matière	68
Figure 15: Représentation schématique des différentes régions d'un écoulement en cavité	74
Figure 17: Représentation schématique de l'évolution du coefficient de transfert de chaleur dans un écoulement en cavité	74
Figure 17: Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds calculé en fonction de la hauteur de marche. Extrait de Shehata <i>et al.</i>	75
Figure 18: Domaine de validité des corrélations.	78

Table des équations du chapitre I

Équation 1: Equation de conservation de la masse	23
Équation 2: Equation de quantité de mouvement	23
Équation 3: Equation bilan énergétique	23
Équation 4: Equation bilan de concentration	23
Équation 5: Equation de conservation de matière simplifiée.	26
Équation 6: Projection de l'équation de quantité de mouvement suivant l'axe horizontal	26
Équation 7: Equation bilan énergétique simplifiée sous les hypothèses de couche limite	27
Équation 8: Equation bilan de matière simplifiée sous les hypothèses de couche limite	27
Équation 9: Equation de conservation de matière simplifiée.	28
Équation 10: Ordre de grandeur de la vitesse verticale dans la couche limite	28
Équation 11: Equation de quantité de mouvement sans gradient de pression et ses ordres de grandeur projetée sur l'axe de l'écoulement	28
Équation 12: Relation permettant de déterminer l'ordre de grandeur de la vitesse verticale.	29
Équation 13: Variable d'autosimilarité	29
Équation 14: Champ potentiel vecteur	30
Équation 15: Fonction potentiel dans le cas d'un mélange homogène	30
Équation 16: Fonction Ψ	30
Équation 17: Equation de Blasius	30
Équation 18: Equation de la quantité de mouvement, après décomposition de Reynolds et simplifications.	32
Équation 19: profil vertical de vitesse de vent dans la sous couche turbulente.	33
Équation 20: Contrainte de cisaillement	34
Équation 21: Vitesse de friction	34
Équation 22: Application du premier principe à la nappe de liquide	39
Équation 23: Enthalpie du liquide	40
Équation 24: Décomposition du terme de gauche de l'équation 22 à l'aide de l'expression de l'enthalpie (équation 23)	40
Équation 25: Expression du travail élémentaire	40
Équation 26 : Expression de la variation de volume des vapeurs	40
Équation 27 : Enthalpie massique des vapeurs	41
Équation 28: Insertion des enthalpies du liquide et du gaz dans l'équation 22	41
Équation 29: Factorisation de l'équation 28	41
Équation 30: Simplification de l'équation 29	41
Équation 31: Expression de la variation de masse du liquide en fonction de celle des vapeurs	41
Équation 32: Insertion de l'expression de la variation de masse des vapeurs dans l'équation 22	42
Équation 33: Simplification de l'équation 32	42
Équation 34: Expression de la variation d'enthalpie massique du liquide en fonction de la somme des flux thermiques, de l'enthalpie de changement de phase et de la variation de volume du liquide.	42
Équation 35: Expression de la variation d'enthalpie du liquide	42
Équation 36: Définition de la capacité calorifique à pression constante	42
Équation 37: Equation bilan énergétique.	42
Équation 38: Flux thermique solaire incident	43
Équation 39: Expression de la luminance	44
Équation 40: Expression du flux thermique radiatif	44
Équation 41: Flux de chaleur issu de la convection.	45

Chapitre I : Bibliographie

Équation 42: Expression générale du coefficient de transfert de chaleur	45
Équation 43: Nombre de Nusselt	45
Équation 44: Expression générale du nombre de Nusselt	45
Équation 45: Equation de la chaleur générale.	46
Équation 46: Densité de flux de chaleur à la surface dans l'hypothèse d'un sol semi infini.	47
Équation 47: Durée durant laquelle le sol peut être considéré comme semi infini.	47
Équation 48: Equation générale de diffusion de matière.	48
Équation 49: Fraction massique	49
Équation 50: Masse volumique du mélange	49
Équation 51: Vitesse barycentrique du mélange	49
Équation 52: Equation de continuité du i ^{ème} composé.	50
Équation 53: Equation de continuité globale	50
Équation 54: Equation de Fick	51
Équation 55: Relation entre les flux de matière à la surface de la nappe	52
Équation 56: Expression de la vitesse verticale à la surface de la nappe.	52
Équation 57: Equation générale du coefficient de diffusion	53
Équation 58: Expression de la distance intermoléculaire	54
Équation 59: Expression du coefficient de diffusion par Gilliland	54
Équation 60: Equation de diffusion par Fuller <i>et al.</i>	55
Équation 61: Equation de diffusion, seconde loi de Fick.	55
Équation 62: Expression du flux de matière en fonction de k_m	57
Équation 63: Expression du coefficient de transfert de masse.	57
Équation 64: Coefficient de transfert de matière - Whitman	57
Équation 65: Solution de l'équation de diffusion de la matière. Approche statistique.	58
Équation 66: Equation du flux de matière. Théorie du renouvellement de surface.	58
Équation 67: Coefficient de transfert de masse. (Higbie).	58
Équation 68: Temps de renouvellement d'un élément de surface.	59
Équation 69: Equation du flux de matière. Théorie du renouvellement aléatoire de surface.	59
Équation 70: Coefficient de transfert de masse. (Danckwerts)	59
Équation 71: Flux de matière. (Higbie)	60
Équation 72: Flux de matière. (Whitman)	60
Équation 73: Fonction potentiel dans le cas d'un mélange non homogène	61
Équation 74: Equation de transport de masse simplifiée.	62
Équation 75: Equation de advection diffusion résolue par Sutton	63
Équation 76: Nombre de Schmidt.	63
Équation 77: Débit d'évaporation global selon Sutton	64
Équation 78: Débit d'évaporation global selon Brighton	64
Équation 79: Corrélation de Mackay et Matsugu	65
Équation 80: Débit d'évaporation exprimé à l'aide de la masse molaire selon Braun.	66
Équation 81: Débit d'évaporation exprimé à l'aide du nombre de Schmidt selon Braun.	66
Équation 82: Corrélation de débit d'évaporation selon Hummel	67
Équation 83: Corrélation de débit d'évaporation selon Chaineaux	67
Équation 84: Nombre de Sherwood	69
Équation 85: Expression du nombre de Sherwood en fonction des nombres de Reynolds et de Schmidt.	69
Équation 86: Expression du nombre de Sherwood - Raj & Morris	70
Équation 87: Expression du nombre de Stanton	70

Chapitre I : Bibliographie

Équation 88: Nombre de Stanton local. D'après Sharma	70
Équation 89: Coefficient traduisant le profil vertical de concentration. D'après Sharma	71
Équation 90: Nombre de Sherwood moyenné sur toute la plaque	71
Équation 91: Nombre de Sherwood exprimé en fonction des nombres de Schmidt et de Reynolds	72
Équation 92: Expression du nombre de Lewis	72
Équation 93: Nombre de Sherwood	72
Équation 94: Modification de l'expression du coefficient de transfert de masse en fonction de la pression de vapeur saturante du produit étudié	76
Équation 95: Equation bilan thermique.	78
Équation 96: Equation bilan de masse.	78

1. Thermodynamique du phénomène

Le phénomène d'évaporation est, par définition, le processus lent de changement de phase entre la phase liquide et la phase gazeuse d'un liquide à une température inférieure à la température d'ébullition à la pression à laquelle est soumis le fluide. Le processus d'évaporation prend toujours place à une température inférieure à la température d'ébullition du liquide (figure 1).

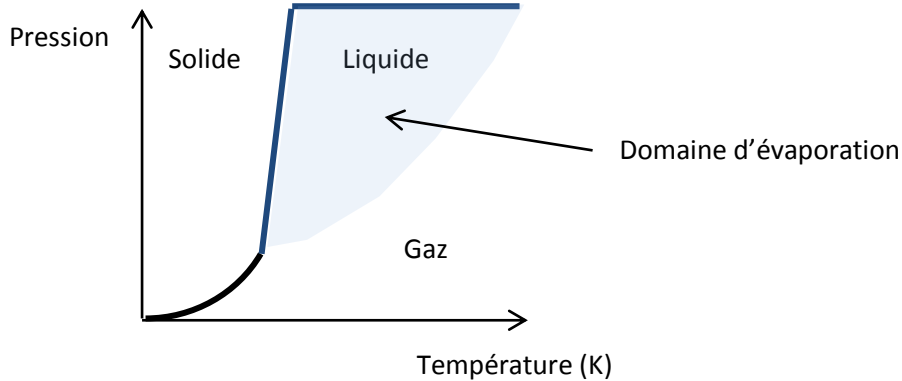


Figure 2: Diagramme de phase Pression Température.

L'évaporation d'un liquide survient lorsque l'équilibre liquide – vapeur à l'interface n'est pas réalisé.

Lorsque cet équilibre est atteint, il y a égalité des potentiels chimiques (notés g) de l'espèce considérée. L'écriture du potentiel d'une espèce chimique dépend du choix de l'état de référence. En prenant pour état de référence l'espèce chimique sous la forme de gaz parfait, à T et $P_{\text{atm}} (P^\circ)$, on peut écrire les deux potentiels chimiques de l'espèce :

- En phase liquide :

$$g_{i_L}(T, P^\circ) = g_i^\circ(T) + RT \ln \left(\frac{f_{i_L}(T, P^\circ)}{P^\circ} \right)$$

- En phase gaz :

$$g_{i_G}(T, P^\circ) = g_i^\circ(T) + RT \ln \left(\frac{f_{i_G}(T, P^\circ)}{P^\circ} \right)$$

g	Potentiel chimique	$J.mol^{-1}$
G	Phase gazeuse	-
L	Phase liquide	-
P	Pression atmosphérique	P
R	Constante des gaz parfaits	$8,314 J.mol^{-1}.K^{-1}$
T	Température	K

Chapitre I : Bibliographie

Sous certaines hypothèses vérifiées dans le cadre de cette étude, le potentiel chimique de l'espèce i s'écrit :

- En phase liquide (liquide pur):

$$f_i(L, T, P^\circ) = P_{vsi}(L, T, P^\circ)$$

- En phase gaz (espèce en mélange avec l'air):

$$f_i(g, T, P^\circ) = P_i = y_i \cdot P^\circ$$

Il découle naturellement que lorsqu'un liquide pur est en équilibre avec sa vapeur en milieu ouvert, à pression constante P° , on a :

$$P_i = P_{vsi}(T) \quad \text{avec } T \text{ la température du liquide}$$

Lorsque l'espèce i passe de l'état liquide à l'état gazeux, son enthalpie change :

$$h_{iL}(T_L, P^\circ) \rightarrow H_{iG}(T_G, P^\circ)$$

La différence $H_{iG}(T_G, P^\circ) - h_{iL}(T_L, P^\circ)$ est positive et correspond à la chaleur nécessaire au changement de phase. Si on suppose que la vapeur reste à la même température que le liquide, il faut donc apporter la chaleur suivante qui n'est autre que l'enthalpie de vaporisation :

$$Q = H_{iG}(T_G, P^\circ) - h_{iL}(T_L, P^\circ) = \Delta H_{vap}(T, P^\circ)$$

L'évaporation est donc une transformation endothermique. Ainsi, lorsqu'une masse m de liquide se vaporise naturellement, il y aura un besoin énergétique correspondant au produit de la masse évaporée et de l'enthalpie de vaporisation : $m\Delta_{vap}H(T, P^\circ)$.

2. Hydrodynamique au-dessus de la nappe.

L'hydrodynamique au-dessus de la nappe est primordiale car elle détermine la dynamique de renouvellement d'air au-dessus de l'interface et par conséquent la dynamique d'évaporation.

Cette section de la bibliographie ne prétend pas présenter exhaustivement tous les travaux liés aux écoulements au-dessus de plaques planes ou de cavités mais de présenter leurs caractéristiques générales. Par convention, les vecteurs sont notés en gras.

Chapitre I : Bibliographie

Les équations de Navier Stokes permettent d'exprimer les évolutions des quantités de mouvement de l'air (vent), de température ou de concentration en fonction du temps et de l'espace dans un écoulement. Ces équations se basent sur l'équation de conservation de la masse :

Équation 1: Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0$$

L'écoulement d'air au-dessus de la nappe est décrit par les équations de quantité de mouvement. Celles-ci expriment l'évolution de la vitesse en fonction de la viscosité cinématique et du gradient de pression.

Équation 2: Equation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{grad}) \rho \mathbf{u} = \mathbf{grad}(P) + \mu \Delta \mathbf{u}$$

La répartition de l'énergie et de la masse dans l'écoulement est obtenue à l'aide de deux équations bilan :

Équation 3: Equation bilan énergétique

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{grad}) h = \text{div}(\lambda \mathbf{grad}(h)) + \text{Source}$$

Équation 4: Equation bilan de concentration

$$\frac{\partial \rho c}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{grad}) \rho c = \text{div}(\rho D \mathbf{grad}(c)) + \text{Source}$$

c	<i>Fraction massique</i>	-
D	<i>Diffusivité massique</i>	$m^2.s^{-1}$
h	<i>Enthalpie du liquide</i>	J
P	<i>Pression atmosphérique</i>	P
t	<i>Temps</i>	s
u	<i>Vecteur vitesse</i>	$m.s^{-1}$
λ	<i>Conductivité thermique</i>	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	<i>Viscosité dynamique de l'air</i>	$Pa.s$
ρ	<i>Masse volumique</i>	$kg.m^{-3}$

Les bilans d'énergie et de masse permettent de déterminer l'évolution de ces grandeurs dans l'écoulement. La proximité entre les équations permet d'établir des analogies entre les flux des grandeurs étudiées.

Ces équations générales peuvent être simplifiées selon la configuration dans laquelle se déroule le phénomène d'évaporation. Deux situations peuvent être rencontrées :

- la nappe est directement soumise à l'écoulement d'air. Ce cas de figure peut être observé dans le cas d'une nappe affleurante avec le bassin de rétention (bassin totalement rempli, figure 3) ou si le liquide est répandu sur une surface plane. Dans cette configuration, aucune marche entre la surface du liquide et le bord du bassin n'est créée et l'écoulement est assimilé à un écoulement de couche limite au-dessus d'une plaque plane.

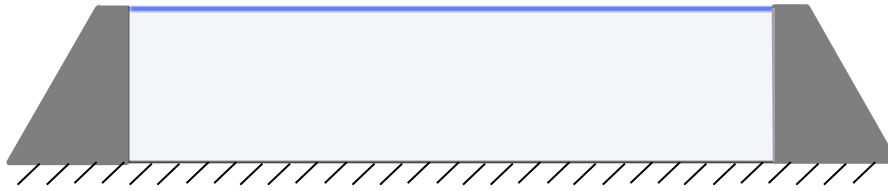


Figure 3: Nappe de liquide remplissant la cuvette de rétention

- la nappe est située derrière un obstacle, comme par exemple un merlon de cuvette de rétention (figure 4). Dans ce cas l'écoulement d'air est perturbé par la marche constituée du merlon (ou mur, ou autre moyen de réaliser une cuvette de rétention). Dans cette configuration la situation est celle d'écoulement au-dessus de cavités.



Figure 4: Existence d'une marche entre la surface de la nappe et la cuvette de rétention

A noter que lorsque le niveau du liquide chute dans le bassin du fait de l'évaporation, l'écoulement pouvant être initialement de type couche limite passe à un écoulement de type cavité.

2.1. Écoulement de couches limite

Prandtl introduit en 1904 le concept de couche limite. Ce concept propose qu'au voisinage d'une surface, une fine zone, dénommée couche limite, serve de zone de transition entre les valeurs prises par une quantité (vitesse d'écoulement, température ou concentration) au voisinage immédiat de cette surface et celles prises dans les zones de l'écoulement non influencées par la présence de cette surface.

Chapitre I : Bibliographie

Dans cette couche, d'épaisseur δ , les forces de viscosité et d'inertie sont du même ordre de grandeur. Il n'est pas possible de négliger l'une par rapport à l'autre.

Pour un même système, il existe trois couches limites différentes:

- **Cinématique** : Gradient de la quantité de mouvement de la surface vers le milieu libre. Cette couche limite apparaît dès qu'un fluide est mis en mouvement près d'une surface. La figure 5 illustre l'allure de cette couche.
- **Thermique** : Gradient de la température de la surface vers le milieu libre. Cette couche limite n'intervient que dans le cas où il existe une différence de températures entre une paroi et un fluide entre la surface et l'atmosphère.
- **Massique** : Gradient de concentration de la surface vers le milieu libre. Cette couche limite n'existe que dans le cas de mélanges d'espèces et de déséquilibres de concentration entre l'écoulement et la surface de la nappe (évaporation, ...)

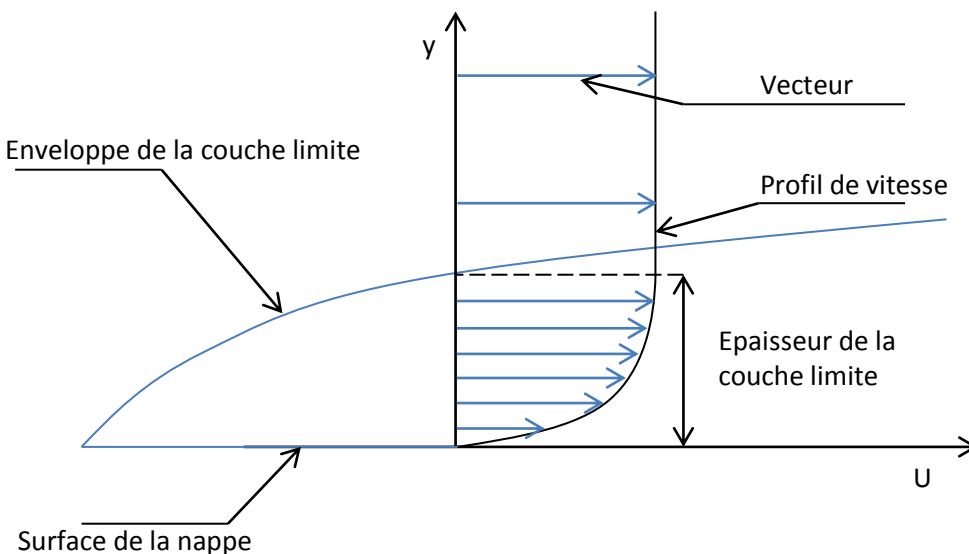


Figure 5: Allure de couche limite cinématique

Aucune des couches n'est indépendante, les couches limites thermique et massique sont fonction des vitesses calculées à l'intérieur de la couche limite cinématique et les effets de la température et des concentrations sont à prendre en compte dans l'établissement du profil de vitesse.

Le concept de couche limite se base sur deux hypothèses :

- L'épaisseur de la couche limite est largement inférieure à la longueur de la nappe de liquide.

Chapitre I : Bibliographie

- Les gradients verticaux sont largement supérieurs aux gradients horizontaux.

La connaissance de la couche limite est donc primordiale dans l'étude du transfert de matière. Nous allons donc détailler leur physique dans les cas laminaire, turbulents et en cavité

2.1.1. Equations décrivant les couches limites

Dans le cas de l'évaporation d'un liquide dans de l'air, plusieurs gaz coexistent. En considérant l'air comme une pseudo espèce chimique unique, on parle alors de couche limite binaire. Ce type de couches limites est décrit dans la section relative au transfert de masse.

Afin de présenter l'allure de l'écoulement, cette sous-section décrit les équations de couche limite lorsque l'écoulement est plan, établi et qu'il n'est composé que d'air. Les hypothèses employées pour définir le concept de couches limites permettent de simplifier les équations de Navier Stokes et de conservation de la masse (équations 1 à 4) :

- L'équation de conservation de la masse ne fait plus apparaître la variation de masse volumique par rapport au temps.

Équation 5: Equation de conservation de matière simplifiée.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

- Les équations de quantité de mouvement se simplifient en ne prenant plus en compte la variation de la vitesse avec le temps et ne comportent que deux composantes. De plus, le terme diffusif fonction de l'axe horizontal est considéré comme négligeable devant le vertical et le gradient de pression dynamique est négligeable. Sous les conditions employées, l'équation 2 devient :

Équation 6: Projection de l'équation de quantité de mouvement suivant l'axe horizontal

$$\rho \left(u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) = \frac{\partial}{\partial y} \left(\mu \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

- L'équation bilan d'énergie ne prend en compte que deux composantes, la conductivité thermique étant indépendante de la position, les opérateurs vectoriels peuvent se simplifier :

Équation 7: Equation bilan énergétique simplifiée sous les hypothèses de couche limite

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}$$

- L'équation bilan de masse se simplifie de la même manière que celle d'énergie étant donné que la diffusivité du produit est indépendante de la position :

Équation 8: Equation bilan de matière simplifiée sous les hypothèses de couche limite

$$\left(u \frac{\partial c}{\partial x} + v \frac{\partial c}{\partial y} \right) = D \frac{\partial^2 c}{\partial y^2}$$

c	<i>Fraction massique</i>	-
D	<i>Diffusivité des vapeurs</i>	$m^2.s^{-1}$
T	<i>Température</i>	K
U	<i>Composante horizontale du vecteur vitesse u</i>	$m.s^{-1}$
V	<i>Composante verticale du vecteur vitesse u</i>	$m.s^{-1}$
α	<i>Diffusivité thermique</i>	$m^2.s^{-1}$
μ	<i>Viscosité dynamique</i>	$Pa.s$
ρ	<i>Masse volumique</i>	$kg.m^{-3}$

Afin de présenter l'allure de l'écoulement, les paragraphes suivants présentent la résolution des équations de Navier Stokes dans le cas d'un écoulement d'air au-dessus de l'interface liquide-gaz.

Dans la situation d'un vent balayant la surface d'un liquide répandu, la très faible viscosité de l'air et l'échelle spatiale du système assez grande impliquent que l'écoulement est systématiquement turbulent. Cependant, selon le bord d'attaque rencontré par l'écoulement, il est possible qu'une couche limite laminaire se développe à sa suite.

2.1.2. Profils de vitesse et épaisseur d'une couche limite laminaire

L'un des ouvrages de référence traitant des couches limites est celui de Schlichting (Schlichting, Boundary Layer theory, 1963). L'allure de la couche limite dépend de nombreux paramètres et notamment de la nature de l'écoulement.

La couche limite cinématique est caractérisée par son épaisseur. Celle-ci est usuellement choisie lorsque la vitesse de l'écoulement vaut 99% de la valeur de la vitesse en régime établi et son ordre de grandeur peut être déterminé en fonction de ceux des quantités impliquées dans les équations 5 et 6 (tableau 1).

Chapitre I : Bibliographie

Tableau 1: Ordre de grandeur des différents paramètres des équations de couche limite

Paramètre	Variable	Ordre de grandeur	Unité
Longueur de nappe	x	L	m
Vitesse non influencée par l'obstacle	U	U_∞	$m.s^{-1}$
Épaisseur de couche limite	y	δ	m

L'ordre de grandeur de la vitesse verticale peut être déterminé à l'aide de l'équation 5, qui permet d'exprimer la vitesse verticale en fonction de la vitesse de l'écoulement, de la longueur de la plaque et de l'épaisseur de la couche limite

Équation 9: Equation de conservation de matière simplifiée.

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0$$

$$\frac{U}{L} \quad \frac{V}{\delta}$$

Ce qui implique

Équation 10: Ordre de grandeur de la vitesse verticale dans la couche limite

$$V \sim \frac{U_\infty \delta}{L}$$

L	Longueur de la nappe de liquide	m
U_∞	Vitesse hors de l'écoulement	$m.s^{-1}$
V	Vitesse projetée sur l'axe y	$m.s^{-1}$
δ	Épaisseur de la couche limite	m

L'expression de l'ordre de grandeur de l'épaisseur de la couche limite cinématique est déterminée en introduisant l'ordre de grandeur de la vitesse verticale (équation 10) dans les équations de quantité de mouvement.

Équation 11: Equation de quantité de mouvement sans gradient de pression et ses ordres de grandeur projetée sur l'axe de l'écoulement

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\nu \frac{\partial u}{\partial y} \right)$$

$$\frac{U_\infty^2}{L} \quad \frac{U_\infty^2}{L} \quad \nu \frac{U_\infty}{\delta^2}$$

L	Longueur de la nappe de liquide	m
-----	---------------------------------	-----

U_{∞}	Vitesse hors de l'écoulement	$m.s^{-1}$
U	Vitesse sur l'axe y	$m.s^{-1}$
V	Vitesse sur l'axe x	$m.s^{-1}$
δ	Épaisseur de la couche limite	m
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$

De ce fait, il apparait que l'ordre de grandeur de l'épaisseur de couche limite est lié à la vitesse de l'écoulement loin de l'obstacle, la longueur de celui-ci et la vitesse verticale.

Équation 12: Relation permettant de déterminer l'ordre de grandeur de la vitesse verticale.

$$\nu \frac{U_{\infty}}{\delta^2} \sim \frac{U_{\infty}^2}{L}$$

$$\delta \sim \sqrt{\frac{\nu L}{U_{\infty}}} = \frac{1}{L} \sqrt{\frac{1}{Re}}$$

L	Longueur de la nappe de liquide	m
Re	Nombre de Reynolds	-
U_{∞}	Vitesse hors de l'écoulement	$m.s^{-1}$
δ	Épaisseur de la couche limite	m
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$

Le profil de vitesse de vent dans la couche limite est autosimilaire, c'est-à-dire qu'il est possible de définir une variable adimensionnelle regroupant les deux variables spatiales x et y tout en pouvant exprimer le profil de vitesse de vent dans toute la couche limite. La variable choisie est proportionnelle au rapport entre l'ordonnée du point considéré et l'épaisseur de la couche limite à cette abscisse (équation 13).

Équation 13: Variable d'autosimilarité

$$\eta = \frac{y}{x} \sqrt{\frac{U_{\infty} x}{\nu}} \sim \frac{y}{\delta}$$

U_{∞}	Vitesse hors de l'écoulement	$m.s^{-1}$
X	Abscisse cartésienne	m
Y	Ordonnée cartésienne	m
δ	Épaisseur de la couche limite	m

ν	<i>Viscosité cinématique</i>	$m^2.s^{-1}$
-------	------------------------------	--------------

Cette variable peut être introduite dans les équations 1 à 4 mais la démarche usuelle rapportée par Schlichting (Schlichting, Boundary Layer theory, 1963) consiste à employer la propriété selon laquelle une divergence est nulle dans l'équation de conservation de la masse (équation 5). Ceci implique l'existence d'un champ de vecteurs potentiel Ψ tel que :

Équation 14: Champ potentiel vecteur

$$\mathbf{u} = \text{rot}(\Psi)$$

De ce fait, les composantes u et v du vecteur vitesse \mathbf{u} prennent la forme suivante :

Équation 15: Fonction potentiel dans le cas d'un mélange homogène

$$u = \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$

$$v = -\frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

Les valeurs délivrées par cette fonction sont exprimées en $m^2.s^{-1}$. La fonction Ψ choisie (Schlichting, Boundary Layer theory, 1963) est fonction de la viscosité de l'air, de la position après le bord d'attaque, de la vitesse établie dans l'écoulement et d'une fonction f à définir.

Équation 16: Fonction Ψ

$$\Psi = \sqrt{\nu x U_\infty} f(\eta)$$

Ψ	<i>Fonction potentiel de \mathbf{u}</i>	$m^2.s^{-1}$
U_∞	<i>Vitesse loin de la surface de la nappe</i>	$m.s^{-1}$
U	<i>Vitesse sur l'axe d'écoulement</i>	$m.s^{-1}$
V	<i>Vitesse verticale</i>	$m.s^{-1}$
X	<i>Abscisse dans le repère cartésien</i>	m
Y	<i>Ordonnée dans le repère cartésien</i>	m
ν	<i>Viscosité cinématique</i>	$m^2.s^{-1}$

L'introduction de cette fonction dans l'équation 6 permet d'obtenir l'équation de Blasius établissant une équation différentielle non linéaire du troisième ordre de la fonction inconnue f .

Équation 17: Equation de Blasius

$$ff'' + 2f''' = 0$$

Les conditions initiales dans le cas d'une plaque plane sont les suivantes :

$\eta = 0$	$f = 0$	$f' = 0$
$\eta \rightarrow \infty$	$f = 1$	

La détermination de f et de f' permet de connaître les variations de η et de ce fait celles des vitesses horizontales et verticales dans la couche limite. La figure 6 permet de déterminer la vitesse dans la couche limite en tout point. L'épaisseur de la couche limite est voisine de 5 fois le paramètre η (Schlichting, Boundary Layer theory, 1963)

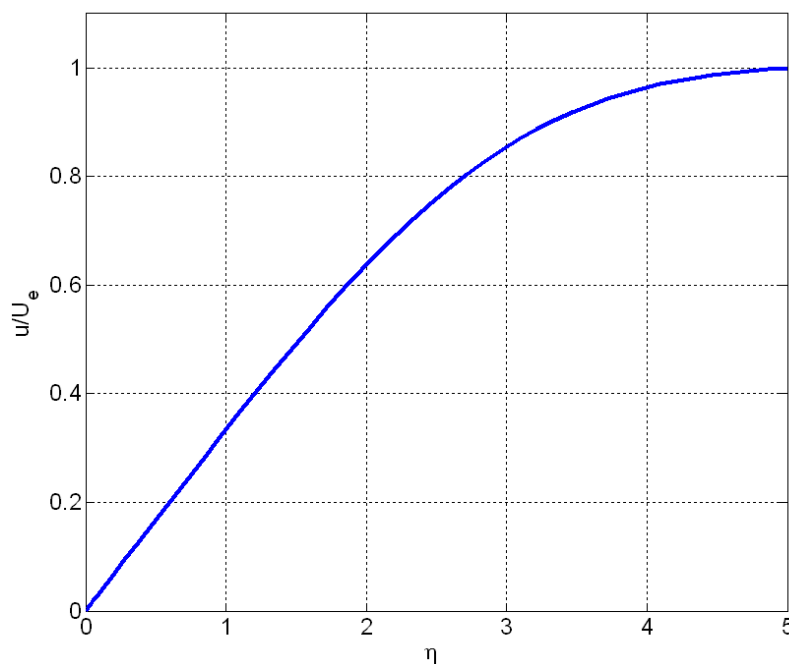


Figure 6: Profil de vitesse de vent en fonction du paramètre η

2.1.3. Profil de vitesse et épaisseur d'une couche limite turbulente

Au fil de l'écoulement sur la nappe, la couche limite s'élargit et les forces d'inertie deviennent prépondérantes aux forces de viscosité, le régime d'écoulement dans la couche limite passe donc de laminaire à turbulent.

2.1.3.1. Introduction de la turbulence dans les équations bilan

A la différence d'un écoulement laminaire, il n'existe pas de solution analytique du profil de vent dans une couche limite turbulente. Plusieurs méthodes de modélisations existent pour appréhender ces couches limites (Lallemand). La plus simple est la décomposition de Reynolds visant à décomposer une

Chapitre I : Bibliographie

quantité instantanée en une valeur moyenne et une valeur fluctuante représentant la turbulence (équation 18).

Équation 18: Equation de la quantité de mouvement, après décomposition de Reynolds et simplifications.

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y} \left(\underbrace{\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)}_1 - \underbrace{\rho \langle u'v' \rangle}_2 \right)$$

ρ	Masse volumique	$kg.s^{-1}$
u	Moyenne de la vitesse projetée sur l'axe x	$m.s^{-1}$
v	Moyenne de la vitesse projetée sur l'axe y	$m.s^{-1}$
u'	Composante fluctuante de la vitesse horizontale	$m.s^{-1}$
v'	Composante fluctuante de la vitesse verticale	$m.s^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$Pa.s$
t	Temps	s

Le terme de droite de l'équation 18 contient deux types de contributions :

- la première (1) est due aux forces de dissipation visqueuses dues à la diffusion moléculaire. Ce terme est au cas d'un écoulement laminaire.
- la seconde (2) à la perturbation de la turbulence sur l'écoulement. Ce terme ajoute des variables au système d'équations et empêche donc leur résolution analytique directe.

Des termes similaires apparaissent dans les expressions de l'équation de masse et de l'équation énergétique. Ils permettent d'introduire les quantités turbulentes de diffusivité massique et de diffusivité thermique. L'estimation de ces quantités turbulentes ne peut se faire qu'à l'aide d'équations de fermeture qui visent à établir l'évolution de la turbulence au sein de l'écoulement. Le lecteur peut consulter l'article de Lallemand (Lallemand) pour une présentation de ces différents modèles. Ce terme supplémentaire s'apparente à un terme de viscosité et de ce fait l'allure de la couche limite turbulente est différente de la laminaire :

- L'épaisseur de la couche limite est proportionnelle à $Re^{-1/5}$ (Schlichting, Boundary Layer theory, 1963)
- Le terme supplémentaire de viscosité apparente augmente l'épaisseur de la couche limite.

2.1.3.2. Allure du profil de couche limite turbulente

Plusieurs approches ont été réalisées pour décomposer une couche limite turbulente. La plus réaliste (Schlichting, Boundary Layer theory, 1963) consiste à la décomposer en trois zones distinctes :

- Une sous-couche laminaire,
- Une zone de transition très fine,
- Une zone purement turbulente.

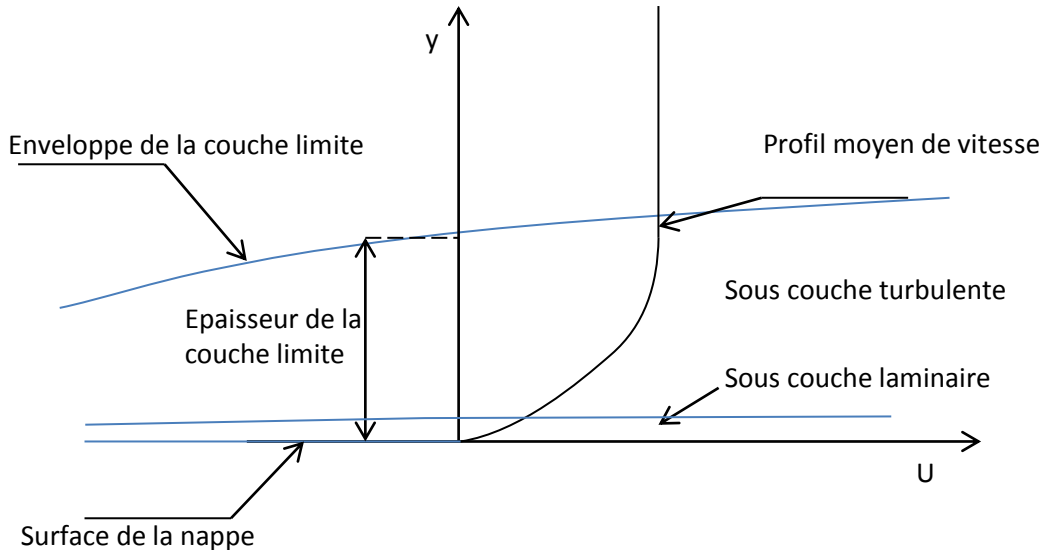


Figure 7: Allure d'une couche limite cinématique turbulente

La vitesse dans la couche limite dépend de la sous-couche qui est considérée. Lorsqu'il s'agit de la sous-couche turbulente, le profil de vitesse peut être approché par une loi de type puissance (Schlichting, Boundary Layer theory, 1963).

Équation 19: profil vertical de vitesse de vent dans la sous couche turbulente.

$$\frac{u}{u_e} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}}$$

Au voisinage de la surface et dans la sous-couche laminaire, il est possible de déterminer les forces de cisaillement, de vitesse de friction et de contrainte de cisaillement. Cette dernière est liée à la rugosité du terrain et se calcule en fonction du gradient vertical de vitesse :

Équation 20: Contrainte de cisaillement

$$\tau = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}$$

La vitesse de friction représente la vitesse due à la rugosité du milieu. Elle est notée en fonction de la contrainte de cisaillement.

Équation 21: Vitesse de friction

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$$

ρ	<i>Masse volumique</i>	$kg.m^{-3}$
U	<i>Vitesse moyenne dans la couche limite</i>	$m.s^{-1}$
u_e	<i>Vitesse moyenne de l'écoulement</i>	$m.s^{-1}$
V	<i>Moyenne de la vitesse projetée sur l'axe y</i>	$m.s^{-1}$
Y	<i>Hauteur</i>	M
δ	<i>Épaisseur de couche limite</i>	M
μ	<i>Viscosité dynamique</i>	$Pa.s$
ρ	<i>Masse volumique</i>	$kg.m^{-3}$
τ	<i>Contrainte de cisaillement</i>	$kg.m^{-1}.s^{-2}$
T	<i>Temps</i>	S

Ces deux paramètres sont employés dans les corrélations visant à exprimer le débit d'évaporation en régime turbulent.

2.2. Écoulement au-dessus de cavités

Durant l'évaporation, la surface du liquide chute dans le bassin provoquant l'apparition d'une marche entre le bord de la cuvette et la surface du liquide (figure 8). Contrairement aux couches limites, aucune simplification des équations de Navier Stokes n'a pu être dégagée à partir de la littérature. Cependant, des études spécifiques à ces types d'écoulements ont été effectuées depuis les années 1960 (Kawaguti, 1961), (Greenspan, 1968) mais limitées par les capacités de calcul.

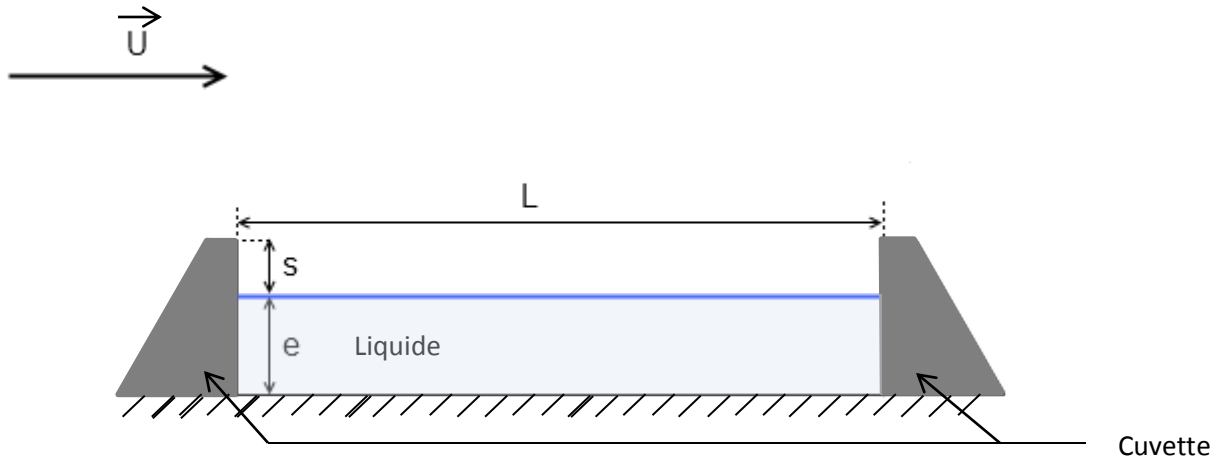


Figure 8: Caractéristiques géométriques d'une cavité

e	<i>Epaisseur de liquide</i>	m
L	<i>Longueur de la cavité</i>	m
s	<i>Profondeur de la cavité</i>	m
U	<i>Vitesse</i>	$m.s^{-1}$

Alors que l'une des conséquences des couches limites est l'absence de gradient vertical de pression statique, celui-ci apparaît à partir du moment où le niveau de liquide chute dans la cuvette. Dans une telle configuration, un déséquilibre de pression apparaît entre la pression statique à la surface de la nappe (qui vaut la pression atmosphérique) et celle au bord de la cavité (qui dépend de la pression dynamique de l'écoulement). Cet écart de pression induit un écoulement de l'air dont les caractéristiques sont différentes de celles des couches limites.

La couche limite cinématique se détache de la surface au coin supérieur de la marche et peut se rattacher plus loin dans le sens de l'écoulement. Des bulles de recirculation peuvent apparaître au pied de chaque marche. Le nombre de cellules, leur taille, et la présence d'une zone de rattachement de la couche limite dépendent du régime de l'écoulement en amont de la cuvette.

Dans le cas d'un écoulement incident laminaire, Sinha (Sinha, Gupta, & Oberai, 1982) mettent en évidence l'évolution des caractéristiques de l'écoulement dans la cavité en fonction :

- du rapport de forme de la cavité : $R_f = \frac{\text{Longueur de la cavité}}{\text{Hauteur de marche}} = \frac{L}{s}$
- du nombre de Reynolds calculé à partir de la hauteur de marche.

Chapitre I : Bibliographie

Ces deux paramètres définissent la présence d'une zone de recollement de la couche limite avec la surface et l'allure des bulles de recirculation.

Dans le cas d'écoulements turbulents, il a été mis en évidence expérimentalement que la longueur de rattachement de la couche limite est constante et appartient à l'intervalle compris entre 6 et 8 fois la hauteur de marche (Eaton & Johnson, 1981). La figure 9 présente une représentation de l'écoulement d'après (Zdanski, Ortega, & Fico, 2005).

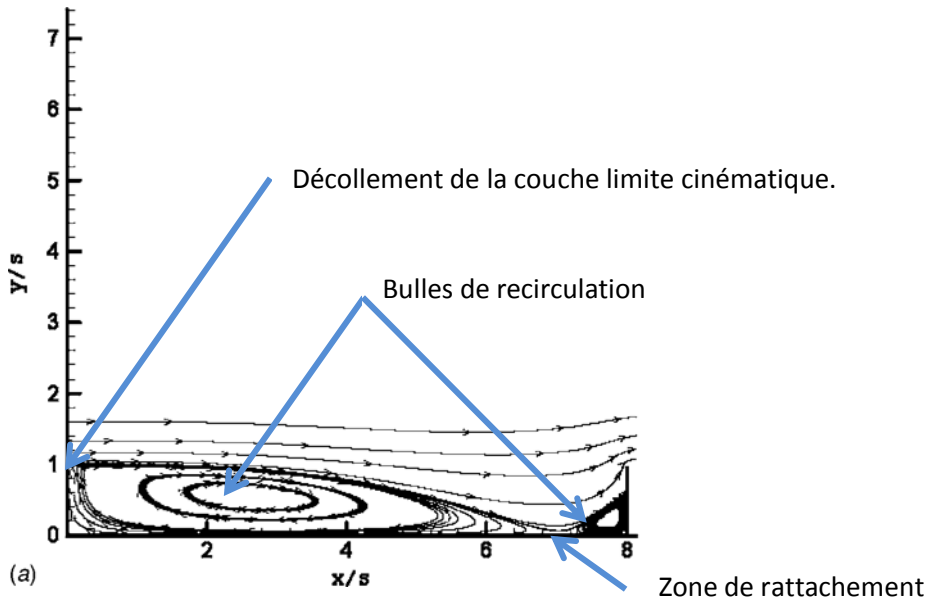


Figure 9: Caractéristiques d'un écoulement de marche. D'après (Zdanski, Ortega, & Fico, 2005)

Des simulations réalisées au voisinage du point de rattachement de la couche limite ont été conduites (Zdanski, Ortega, & Fico, 2003). Il apparaît qu'au-delà de cet intervalle de 6 à 8 fois la hauteur de marche, la couche limite cinématique retrouve un aspect classique jusqu'à une distance du bord égale à la hauteur de la marche (Zdanski, Ortega, & Fico, 2003) pour laquelle une nouvelle cellule de recirculation apparaît.

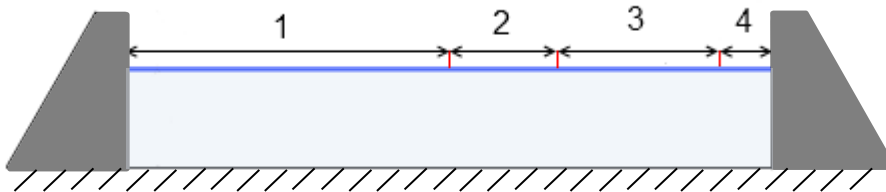


Figure 10: Schématisation des différentes zones de l'écoulement

Index (figure 10)	Caractérisation	Longueur
1	Bulle de recirculation	6 à 8 fois la hauteur de marche ('s' sur la figure 8)
2	Zone de rattachement de la couche limite	Jusqu'à 2 fois la hauteur de marche
3	Zone pour laquelle la couche limite retrouve un aspect similaire à celui avant la cavité	Variable
4	Bulle de recirculation	1 hauteur de marche

Dans le cas de longues cavités ou de hauteurs de marches faibles, l'écoulement affiche les mêmes propriétés qu'un écoulement au-dessus d'une marche descendante puis au-dessus d'une marche ascendante (Zdanski, Ortega, & Fico, 2006).

3. Température de liquide

De nombreux paramètres sont fonction de la température du liquide. Toutes les quantités thermodynamiques : enthalpie de changement de phase, pression de vapeur saturante, masse volumique, conductivité thermique, capacité calorifique et diffusivité de la vapeur dans l'air sont des fonctions de la température du liquide. Parmi celles-ci, à l'exception de la diffusivité des vapeurs, toutes les quantités sont déterminées à partir des équations d'état fournies par la base de données DIPPR (Design Institute for Physical Properties, 2011). La température de liquide est donc une grandeur cruciale dans le phénomène d'évaporation.

La vaporisation d'un liquide est un phénomène endothermique. L'expérience montre qu'une grande partie de l'énergie nécessaire au changement de phase d'une molécule de la forme liquide vers la forme vapeur sera puisée dans le liquide lui-même (molécules environnantes).

Cette chute de température directe ne concerne que le voisinage de la surface. Il apparaît donc un gradient de température entre la surface qui se refroidit par évaporation et le cœur du liquide dont la température n'est pas directement modifiée par l'évaporation en surface. Un tel gradient peut conduire à la formation de cellules de convection naturelle. De telles cellules de convection consécutives au changement de phase d'une espèce liquide vers la phase gaz ont été observées par Okhotsimskii *et al.* (Okhotsimskii & Hozawa, 1998) lors de la désorption de CO₂ dissous dans du chlorobenzène. Les essais correspondants ont été réalisés à petite échelle (< 10cm).

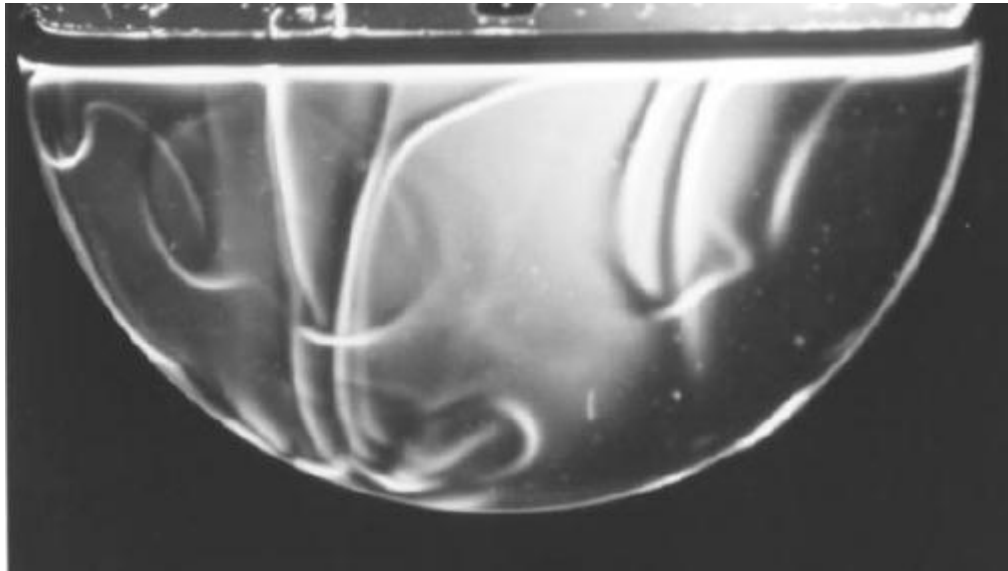


Figure 11: Cellules de convection observées par technique Schlieren lors de la désorption de CO₂ contenu dans du chlorobenzène

Ces cellules de convection ont pour conséquence de tendre vers une homogénéisation de la température du liquide. Cependant, l'ampleur de cette homogénéisation n'a pas été étudiée dans le détail, la plupart des auteurs ayant travaillé sur l'évaporation de nappe de liquide considérant le liquide comme une nappe parfaitement homogène en température ((Sutton O. , 1934), (Mackay & Matsugu, Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills on land and water, 1973) (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996) (Braun & Caplan, 1989)).

Ainsi, la température du liquide va globalement chuter, mais la répartition des températures reste un point d'étude peu exploré.

Le système n'est pas fermé et va échanger de la chaleur et de la matière avec le milieu extérieur. L'approche classique permettant de déterminer la température globale de la nappe se base sur une équation bilan faisant apparaître tous les flux de chaleur échangés entre celle-ci et son environnement. Ceux-ci sont présentés sur la figure 11. Ce bilan thermique suppose que le système considéré est la totalité du liquide supposé parfaitement mélangé (température uniforme).

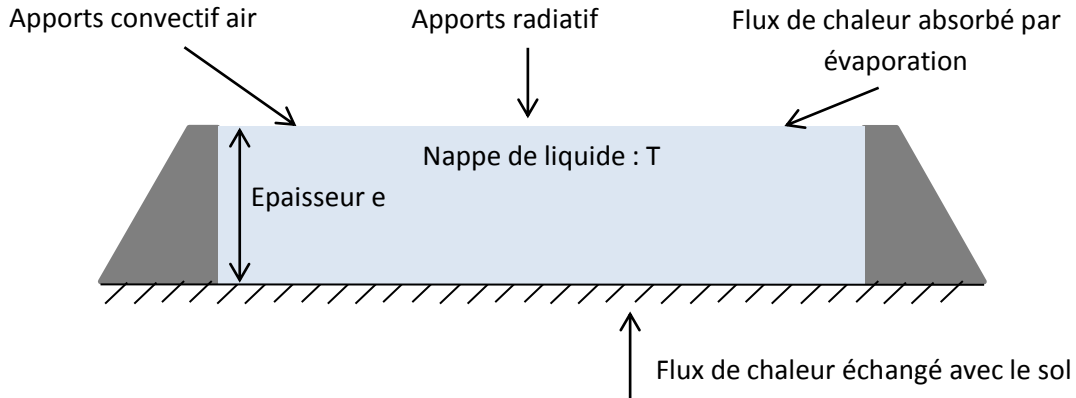


Figure 12: Représentation du système de la nappe de liquide.

L'équation thermique décrit l'évolution de l'énergie interne du système « flaque » en effectuant le bilan des puissances calorifiques échangées ou consommées.

La nappe de liquide est soumise à cinq flux thermiques que la figure 11 décrit:

- Le flux thermique radiatif du soleil J_{solaire}
- Le flux radiatif issu de l'environnement J_{rad} (rayonnement de l'air, de corps solides situés à proximité de la nappe, réflexions du soleil)
- Le flux convectif J_{conv} créé par la différence de température entre la surface de la flaque et la couche d'air au-dessus de celle-ci.
- Le flux thermique conductif provenant du sol J_{sol}
- Le flux de chaleur absorbé par évaporation J_{evap} .

3.1. Détermination de l'équation bilan thermique

Cette sous-section établit l'équation bilan thermique lorsque le système considéré est la nappe de liquide. Le système est alors considéré comme ouvert. La démonstration repose sur l'expression de la variation d'enthalpie du liquide en fonction des flux énergétiques échangés entre la nappe et son environnement. Le premier principe de la thermodynamique relie la variation d'énergie interne de la nappe aux variations de chaleur, de travail et de masse :

Équation 22: Application du premier principe à la nappe de liquide

$$d(m_L \overline{U}_L) = \delta W + \delta Q - \overline{U}_G d(m_G)$$

m_G	Masse de gaz	kg
m_L	Masse de liquide	kg
δQ	Echange thermique élémentaire	J
δW	Travail élémentaire	J

Chapitre I : Bibliographie

\overline{U}_G	<i>Energie interne massique de la phase gazeuse</i>	$J.kg^{-1}$
\overline{U}_L	<i>Energie interne massique de la phase liquide</i>	$J.kg^{-1}$

Il est possible d'exprimer l'énergie interne massique à l'aide de l'enthalpie massique du liquide. Par définition, celle-ci s'écrit de la manière suivante :

Équation 23: Enthalpie du liquide

$$\overline{H}_L = \overline{U}_L + P\overline{V}_L$$

\overline{H}_L	<i>Enthalpie massique du liquide</i>	$J.kg^{-1}$
P	<i>Pression</i>	Pa
\overline{U}_L	<i>Energie interne massique de la phase liquide</i>	$J.kg^{-1}$
\overline{V}_L	<i>Volume massique</i>	$kg.m^{-3}$

En déduisant le terme d'énergie interne massique \overline{U}_L de l'équation 23 et en le remplaçant dans l'équation 22, on obtient :

Équation 24: Décomposition du terme de gauche de l'équation 22 à l'aide de l'expression de l'enthalpie (équation 23)

$$m_L d\overline{U}_L + \overline{U}_L dm_L = m_L d\overline{H}_L - m_L P d\overline{V}_L - m_L \overline{V}_L dP + \overline{H}_L dm_L - P\overline{V}_L dm_L$$

La variation de pression à la surface de la nappe étant supposée nulle, le terme correspondant de l'équation 24 est nul. Le travail élémentaire présent dans l'équation 22 correspond au travail appliqué par la phase gazeuse sur la phase liquide. De ce fait, celui-ci se note :

Équation 25: Expression du travail élémentaire

$$\delta W = -P_{CE} dV_G$$

δW	<i>Travail élémentaire</i>	$J.kg^{-1}$
P_{CE}	<i>Pression liée aux contraintes extérieures</i>	Pa
dV_G	<i>Variation de volume des vapeurs</i>	m^3

Il est possible de relier la variation de volume du gaz à la variation de la masse :

Équation 26 : Expression de la variation de volume des vapeurs

$$dV_G = \frac{dm_G}{\rho_G}$$

dm_G	<i>Variation de masse des vapeurs</i>	kg
--------	---------------------------------------	------

dV_G	Variation de volume des vapeurs	m^3
ρ_G	Masse volumique des vapeurs	$kg.m^{-1}$

De la même manière que l'énergie interne massique du liquide, l'énergie interne massique de la phase gazeuse peut être exprimée en fonction de son enthalpie massique.

Équation 27 : Enthalpie massique des vapeurs

$$\overline{H}_G = \overline{U}_G + P\overline{V}_G$$

\overline{H}_G	Enthalpie massique des vapeurs	$J.kg^{-1}$
P	Pression	Pa
\overline{U}_G	Energie interne massique de la phase gazeuse	$J.kg^{-1}$
\overline{V}_G	Volume massique	$kg.m^{-3}$

En substituant les paramètres de l'équation 22 par ceux des équations 24, 25 et 27, on obtient les équations suivantes :

Équation 28: Insertion des enthalpies du liquide et du gaz dans l'équation 22

$$m_L(d\overline{H}_L - Pd\overline{V}_L) + (\overline{H}_L - P\overline{V}_L)dm_L = \delta W + \delta Q - (\overline{H}_G - P\overline{V}_G)dm_G$$

$$m_L(d\overline{H}_L - Pd\overline{V}_L) + (\overline{H}_L - P\overline{V}_L)dm_L = -P_{CE}dV_G + \delta Q - \overline{H}_G dm_G + PdV_G$$

En factorisant par dV_G :

Équation 29: Factorisation de l'équation 28

$$m_L(d\overline{H}_L - Pd\overline{V}_L) + (\overline{H}_L - P\overline{V}_L)dm_L = (P - P_{CE})dV_G - \overline{H}_G dm_G + \delta Q$$

Le cas d'une nappe s'évaporant à l'air libre implique que la pression atmosphérique et celle des conditions expérimentales sont égales, de ce fait l'équation 29 s'écrit :

Équation 30: Simplification de l'équation 29

$$m_L(d\overline{H}_L - Pd\overline{V}_L) + (\overline{H}_L - P\overline{V}_L)dm_L = \delta Q - \overline{H}_G dm_G$$

La perte de masse de liquide est égale à l'augmentation de celle du gaz, on a donc :

Équation 31: Expression de la variation de masse du liquide en fonction de celle des vapeurs

$$dm_L = -dm_G$$

De ce fait, l'équation 30 s'écrit :

Chapitre I : Bibliographie

Équation 32: Insertion de l'expression de la variation de masse des vapeurs dans l'équation 22

$$m_L d\overline{H}_L - m_L P d\overline{V}_L - P \overline{V}_L dm_L = \delta Q + (\overline{H}_L - \overline{H}_G) dm_G$$

or,

$$m_L P d\overline{V}_L + P \overline{V}_L dm_L = P dV_L$$

Équation 33: Simplification de l'équation 32

$$m_L d\overline{H}_L - P dV_L = \delta Q + (\overline{H}_G - \overline{H}_L) dm_L$$

La différence entre l'enthalpie de la phase gazeuse et de la phase liquide à une température identique d'une même espèce correspond à l'enthalpie de vaporisation de cette espèce à la température considérée.

De ce fait, l'équation 33s'écrit :

Équation 34: Expression de la variation d'enthalpie massique du liquide en fonction de la somme des flux thermiques, de l'enthalpie de changement de phase et de la variation de volume du liquide.

$$m_L d\overline{H}_L - P dV_L = \delta Q + \Delta H_{vap} dm_L$$

La variation du volume étant lente, l'équation 34 peut s'écrire sous la forme suivante :

Équation 35: Expression de la variation d'enthalpie du liquide

$$m_L \frac{d\overline{H}_L}{dt} = \frac{\delta Q}{dt} + \Delta H_{vap} \frac{dm_L}{dt}$$

Par définition, la capacité calorifique d'une espèce à pression constante s'écrit sous la forme suivante :

Équation 36: Définition de la capacité calorifique à pression constante

$$\left(\frac{\partial \overline{H}_L}{\partial T} \right)_{P=cte} = \overline{C}_P$$

En identifiant δQ aux différents flux thermiques incidents, l'équation bilan de chaleur s'écrit alors :

Équation 37: Equation bilan énergétique.

$$m_L \frac{d(\overline{C}_p T)}{dt} = A(J_{solaire} + J_{conv} + J_{rad} + J_{sol}) + \Delta H_{vap} dm_L$$

A	Aire de la nappe	m^2
C_p	Capacité calorifique du liquide	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
J_i	Densité de flux thermique	$W.m^{-2}$

m_L	Masse	Kg
T	Température	K
t	Temps	s

Chacun de ces flux fait l'objet d'une sous-section particulière.

3.2. Détermination des flux thermiques rayonnés

3.2.1. Flux thermique rayonné par le soleil

Lorsque la mesure directe du flux solaire rayonné n'est pas disponible, des corrélations permettent d'estimer le flux solaire reçu par la nappe. L'une d'entre elles, rapportée par le TNO, (Bakkum & Duijim, 2005) dépend de quatre paramètres :

- L'élévation solaire χ ,
- Les coordonnées en longitude et latitude du lieu de l'épandage de la nappe,
- L'albédo de la flaque e ,
- La couverture nuageuse N ,

L'albédo représente le rapport entre l'énergie réfléchie par la nappe et l'énergie solaire incidente. Sa valeur est comprise entre 0 et 1. Bakkum rapporte la formule suivante :

Équation 38: Flux thermique solaire incident

$$J_{\text{soleil}} = \frac{\left((1 - e) \times J_{\text{inc}} + 5.31 \times 10^{-13} \times T_{\text{atmo}}^6 - \sigma \times T_{\text{atmo}}^4 + 60 \times N \right)}{1.12}$$

$$J_{\text{inc}} = (900 \times \sin(\chi) - 30) \times (1 - 0.75 \times N^{3.4})$$

e	Albédo	-
J_i	Flux thermique	$W.m^{-2}$
N	Couverture nuageuse	Octa
T_{atmo}	Température de l'atmosphère	K
σ	Constante de Stephan Boltzmann	$5.6704 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^4$
χ	Incidence solaire	$^\circ$

Dans le cas des essais décrits dans ce document, la mesure du flux radiatif impactant (soleil et environnement) est réalisée à l'aide d'un fluxmètre radiatif. Typiquement, la valeur de ce flux est inférieure à $1000 W.m^{-2}$ (Astier, 2008).

3.2.2. Détermination du flux de chaleur rayonné échangé entre la nappe et son environnement.

L'acétone étant un milieu semi transparent, le flux thermique radiatif échangé entre la nappe et son environnement doit être calculé sur toute l'épaisseur de celle-ci. Huetz-Aubert *et al.* (Huetz-Aubert, Klarsfeld, & De Dianous, 1995) expriment ce flux en fonction de la luminance, L . Ce paramètre s'exprime en watt par mètre carré et par degré d'angle solide ($W.m^{-2}.sr^{-1}$) et correspond à la puissance par surface unitaire traversant une surface dont le vecteur normal est le centre de l'angle solide considéré.

L'expression de la luminance dans un milieu semi transparent dépend de la profondeur à laquelle le calcul est mené. D'une manière générale, celle-ci s'exprime à l'aide de deux termes, l'un traduisant l'absorption de la chaleur et le second son émission :

Équation 39: Expression de la luminance

$$\text{div}(L(\vec{x}, \vec{S}).\vec{S}) = -K_a L(\vec{x}, \vec{S}) + \frac{K_a \sigma T^4}{\pi}$$

L	Luminance	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
K_a	Coefficient d'absorption	m^{-1}
S	Vecteur normal à la surface étudiée	-
T	Température	K
x	Direction étudiée	-
σ	Constante de Stephan Boltzmann	$W.m^{-2}.K^{-4}$

L'équation 39 permet de définir la luminance dans une direction en fonction de l'angle formé entre cette direction et le centre de l'angle solide considéré. Lorsque la luminance est connue, le flux de chaleur peut être déduit en intégrant le produit scalaire et la luminance et de la normale à la surface étudiée sur l'ensemble de l'angle solide.

Équation 40: Expression du flux thermique radiatif

$$J_{rad} = \int_0^{4\pi} L(\vec{x}, \vec{S}).\vec{S}d\Omega$$

L	Luminance	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
S	Vecteur normal à la surface étudiée	-
x	Direction étudiée	-

3.3. Détermination du flux de chaleur convectif air - liquide

Le flux de chaleur convectif est créé par la différence de température entre la surface de la nappe de liquide et la couche d'air au-dessus de celle-ci. Par définition, l'équation de transfert de chaleur par convection est de la forme :

Chapitre I : Bibliographie

Équation 41: Flux de chaleur issu de la convection.

$$J_{conv} = k_t \times (T_{liq} - T_{air})$$

J_{conv}	Densité de flux de chaleur convectif de l'air vers le liquide	$W.m^{-2}$
k_t	Coefficient de transfert de chaleur	$W.m^{-2}.K^{-1}$
T	Température	K

Le coefficient de transfert de chaleur s'exprime par définition sous la forme suivante :

Équation 42: Expression générale du coefficient de transfert de chaleur

$$k_t = - \left(\frac{\lambda \frac{\partial T}{\partial y}}{T_{liq} - T_{air}} \right)_{y=0}$$

k_t	Coefficient de transfert de chaleur	$W.m^{-2}.K^{-1}$
T	Température	K
y	Distance verticale	m
λ	Conductivité thermique de l'air	$W.m^{-1}.K^{-1}$

Le coefficient de transfert de chaleur entre dans la composition du nombre adimensionnel de Nusselt qui relie ce coefficient à une longueur caractéristique (dans le cas d'une plaque plane, ce paramètre correspond à la longueur de la plaque) et la conductivité thermique du milieu étudié.

Équation 43: Nombre de Nusselt

$$Nu = \frac{k_t L_c}{\lambda}$$

k_t	Coefficient de transfert de chaleur	$W.m^{-2}.K^{-1}$
Nu	Nombre de Nusselt	Nu
T	Température	K
λ	Conductivité thermique de l'air	$W.m^{-1}.K^{-1}$

Le coefficient de transfert de chaleur n'étant pas une donnée aisément mesurable. McAdam (McAdam, 1942) propose une expression du nombre de Nusselt en fonction des nombres de Reynolds et de Prandtl

Équation 44: Expression générale du nombre de Nusselt

$$Nu = A Pr^b Re^c$$

A, b, c	Constantes	-
Nu	Nombre de Nusselt	-
Pr	Nombre de Prandtl	-
Re	Nombre de Reynolds	-

Chapitre I : Bibliographie

De nombreuses études visent à exprimer les coefficients A, b et c dans le cas d'un transfert de chaleur une sur plaque plane. Celles-ci établissent des valeurs de coefficient différentes selon le régime d'écoulement, laminaire (Tableau 2) et turbulent (Tableau 3). Les indices L représentent une valeur du nombre de Nusselt moyennée sur toute la nappe et les indices x une valeur ponctuelle de ce nombre.

Tableau 2: Corrélation de transfert thermique dans le cas d'un écoulement laminaire

Auteur	Expression
McAdam (refroidissement) (McAdam, 1942)	$Nu_L = 0.0229 Pr^{0.3} Re_L^{0.8}$
McAdam (réchauffement)	$Nu_L = 0.0229 Pr^{0.4} Re_L^{0.8}$
Churchill (Churchill, 1976)	$Nu_x = 0.3387 \Phi^{\frac{1}{2}}$ $\Phi = \frac{Re_x \cdot Pr^{\frac{2}{3}}}{\left(1 + \left(\frac{0.0468}{Pr}\right)^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}}$

Tableau 3: Corrélation de transfert thermique dans le cas d'un écoulement turbulent

Auteurs	Expression
TNO in Leonelli ($2 \times 10^4 < Re < 7 \times 10^5$)	$Nu_L = 0.036 Pr^{0.3} Re_L^{0.8}$
Colburn (Colburn, 1964)	$Nu_x = 0.0296 Pr^{0.3} Re_x^{0.8}$ $Nu_L = 0.037 Pr^{0.3} Re_L^{0.8}$
Geankoplis (Geankoplis, 1993)	$Nu_L = 0.0366 \times Re_L^{0.8} \times Pr^{0.3}$
Churchill (Churchill, 1976)	$Nu_x = 0.032 \Phi^{\frac{4}{5}}$ $\Phi = \frac{Re_x \cdot Pr^{\frac{2}{3}}}{\left(1 + \left(\frac{0.0468}{Pr}\right)^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}}$

3.4. Détermination du flux de chaleur issu du sol

L'équation de la chaleur s'écrit :

Équation 45: Equation de la chaleur générale.

$$\frac{\partial T_{sol}}{\partial t} = \frac{\lambda_{sol}}{\rho_{sol} \times C_{psol}} \times \frac{\partial^2 T_{sol}}{\partial y^2}$$

C_{psol}	Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
T	Température	K
t	Temps	s
λ_{sol}	Conductivité thermique du sol	$W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ_{sol}	Densité du sol	$kg.m^{-3}$

Chapitre I : Bibliographie

Le sol peut être considéré comme un milieu semi-infini (infinité horizontale et en profondeur). Pour un sol de composition homogène et figée dans le temps, le flux de chaleur en surface est décrit par l'équation suivante (Van den Bosch, 2005):

Équation 46: Densité de flux de chaleur à la surface dans l'hypothèse d'un sol semi infini.

$$J_{sol} = \frac{-\lambda_{sol} \times (T_0 - T_{liq})}{\sqrt{\frac{\lambda_{sol}}{\rho_{sol} \times C_{psol}} \times \pi \times t}}$$

C_{psol}	Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
J_{sol}	Densité de flux de chaleur du sol vers la nappe	$W.m^{-2}$
T	Température	K
T_0	Température à l'instant initial	K
T_{liq}	Température du liquide	K
t	Temps	s
λ_{sol}	Conductivité thermique du sol	$W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ_{sol}	Densité	$kg.m^{-3}$

Le tableau 4 présente les valeurs des propriétés thermiques de quelques matériaux standards (Van den Bosch, 2005):

Tableau 4: Caractéristiques thermiques de matériaux communs

Matériau	Densité ρ_{sol} ($kg.m^{-3}$)	Capacité calorifique $C_{p_{sol}}$ ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)	Conduction thermique λ_{sol} ($W.m^{-1}.K^{-1}$)
Terre		300	1,5
Béton	145 – 2400	180 - 230	0,1-1,8
Bitume	2630	920	0,17
Sable	1400 – 1600	190	0,15-2

Le terme $\sqrt{\frac{\lambda_{sol}}{\rho_{sol} \times C_{psol}} \times \pi \times t}$ de l'équation 46 est homogène à une longueur. Van Den Bosch (Van den Bosch, 2005) l'associe à une longueur de pénétration de la chaleur qui permet de déterminer le temps t_c durant lequel l'hypothèse de semi infinité du sol est valide. Van Den Bosch pose :

Équation 47: Durée durant laquelle le sol peut être considéré comme semi infini.

$$t_c < \frac{L^2}{4 \times \frac{\lambda_{sol}}{\rho_{sol} \times C_{psol}} \times \pi}$$

C_{psol}	Capacité calorifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
------------	----------------------	--------------------

L	Longueur de la nappe de liquide	m
t_c	Durée limite de l'hypothèse de semi infinité	s
λ_{sol}	Conductivité thermique du sol	$W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ_{sol}	Densité	$kg.m^{-3}$

Dans le cas des essais réalisés, la valeur t_c est supérieure à 20000 secondes soit plus de 5h.

4. Transfert de matière

Cette section s'attache à décrire le transfert de matière proprement dit de la phase liquide vers la phase gazeuse. De nombreux auteurs s'y sont consacrés en proposant des modèles de prédiction du débit d'évaporation.

Le débit d'évaporation correspond au flux de matière évoluant de la phase liquide vers la phase gazeuse. D'une manière générale, le flux de matière à travers un volume dV est défini par un terme de transport lié aux gradients de trois quantités comme le rapportent Poling *et al.* (Poling, Prausnitz, & O'Connell, 2001) :

- La diffusivité massique des vapeurs dans l'air, D , liée au gradient de concentration,
- La diffusivité thermique des vapeurs dans l'air, D_{th} , liée au gradient de température,
- La diffusivité des vapeurs D_{pr} liées au gradient de pression.

L'expression du flux de matière prend donc la forme suivante :

Équation 48: Equation générale de diffusion de matière.

$$\Phi_m = -[D \mathbf{grad}(c) + D_{th} \mathbf{grad}(\ln(T)) + D_p \mathbf{grad}(\ln(P))]$$

- Le premier terme correspond à la diffusion soumise aux gradients de concentration, la diffusion de Fick. Le coefficient de diffusion prend l'unité de $m^2.s^{-1}$ et une partie de cette section y est consacrée.
- Les second et troisième termes correspondent aux termes de thermodiffusion ou effet Soret et de barodiffusion. Ils traduisent le comportement selon lequel un déplacement de matière peut avoir lieu entre deux points appartenant à un mélange homogène. Ce mélange, comme le décrit l'équation 48, est provoqué selon le cas par des gradients de température et/ou de pression. Dans le cas étudié, la pression ambiante est la pression atmosphérique sans que des variations de pression ne soient imposées sur la plaque, le terme de barodiffusion est donc nul. Le

Chapitre I : Bibliographie

coefficient de thermodiffusion est quant à lui négligeable comparé à la diffusion de Fick dans l'air.

De ce fait, l'équation de transport de masse se résume au terme de diffusion massique. Les conséquences de l'apport d'un gaz dans un écoulement sont présentes dans toutes les équations :

- Si la masse volumique de chaque composant est différente, la fraction massique représentant le pourcentage de chaque espèce dans l'écoulement doit être introduite :

Équation 49: Fraction massique

$$c_1 = \frac{\rho_1}{\rho}, c_2 = (1 - c_1) = \frac{\rho - \rho_1}{\rho}, c_1 + c_2 = 1$$

c_i	Fraction massique de l'espèce i	-
ρ_i	Masse volumique de l'espèce i	$kg.m^{-3}$
ρ	Masse volumique du mélange	$kg.m^{-3}$

La densité du mélange est obtenue par la formule suivante en supposant que les gaz mis en jeu soient parfaits:

Équation 50: Masse volumique du mélange

$$\rho = \frac{(P - P_{vs})M_{air} + P_{vs}M_{vap}}{RT}$$

P	Pression atmosphérique	Pa
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	Pa
M_{air}	Masse molaire de l'air	$kg.mol^{-1}$
M_{vap}	Masse molaire des vapeurs	$kg.mol^{-1}$
R	Constante des gaz parfaits	$8.314 J.mol^{-1}.K^{-1}$
T	Température dans l'air	K
ρ	Masse volumique du mélange	$kg.m^{-3}$

- Si les composants n'ont pas la même température, la différence d'enthalpie apparaît dans l'équation bilan énergétique.
- Si les composants n'ont pas la même vitesse, une vitesse barycentrique basée sur la fraction massique de chaque composant dans l'écoulement doit être introduite en fonction des vitesses propres de chaque composant.

Équation 51: Vitesse barycentrique du mélange

$$\mathbf{u} = c_1\mathbf{u}_1 + c_2\mathbf{u}_2$$

c_i	Fraction massique	-
u	Vitesse barycentrique	$m.s^{-1}$
u_i	Vitesse du $i^{\text{ème}}$ composé	$m.s^{-1}$

Lorsque l'équation de conservation de la masse est établie pour chaque constituant, la vitesse relative de celui-ci par rapport à la vitesse moyenne de l'écoulement apparait. Dans les cas présentés dans ce document, aucune réaction chimique ne prend place durant le phénomène d'évaporation. De ce fait, il est possible d'écrire pour chaque constituant une équation de continuité partielle reliant sa concentration et sa vitesse propre.

Équation 52: Equation de continuité du $i^{\text{ème}}$ composé.

$$\frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \text{div}(\rho_i \mathbf{u}_i) = 0$$

ρ_i	Masse volumique du $i^{\text{ème}}$ composé	kg.m^{-3}
t	Temps	s
\mathbf{u}_i	Vitesse du $i^{\text{ème}}$ composé	m.s^{-1}

L'équation globale de conservation de la masse de l'écoulement peut être déterminée en sommant les équations de continuité de tous les constituants.

Équation 53: Equation de continuité globale

$$\frac{\partial \sum \rho_i}{\partial t} + \text{div}(\sum(\rho_i \mathbf{u}_i)) = 0$$

ρ_i	Masse volumique du $i^{\text{ème}}$ composé	kg.m^{-3}
t	Temps	s
\mathbf{u}_i	Vitesse du $i^{\text{ème}}$ composé	m.s^{-1}

L'équation de conservation de la masse globale est alors identique à l'équation 1 :

Équation 1: Equation de conservation de la masse

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = 0$$

ρ	Masse volumique du mélange	kg.m^{-3}
t	Temps	s
\mathbf{u}	Vitesse barycentrique	m.s^{-1}

De ce fait, les équations de quantité de mouvement sont identiques à l'équation 2. Elles s'expriment en fonction de la vitesse barycentrique de l'écoulement et de sa densité totale :

Équation 2: Equation de Navier Stokes projetées (cas d'un écoulement linéaire)

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad}) \rho \mathbf{u} = \text{grad}(P) + \mu \cdot \Delta(\mathbf{u})$$

Chapitre I : Bibliographie

L'équation bilan énergétique d'un mélange de gaz est modifiée pour tenir compte de la différence d'enthalpie de chaque constituant. Ceci provoque l'apparition d'un terme qui est fonction de la différence d'enthalpie des deux constituants (h_1-h_2). La dissipation thermique par frottements est négligée.

Équation 3: Equation bilan énergétique

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{grad})h = \text{div}(\lambda \mathbf{grad}(h)) + \text{div}(\rho D(h_1 - h_2) \mathbf{grad}(c_i))$$

L'équation 51 met en évidence une différence de vitesse entre les différents constituants de l'écoulement. La différence de concentration, relative à la vitesse barycentrique de l'écoulement permet d'établir le flux de matière.

Équation 54: Equation de Fick

$$\Phi_{m_i} = \rho_i(\mathbf{u}_i - \mathbf{u}) = -D\rho \mathbf{grad}(c_i)$$

c_i	Fraction massique du composé i	
D	Coefficient de diffusion de matière	$m^2.s^{-1}$
\mathbf{u}	Vitesse	$m.s^{-1}$
Φ_m	Densité de flux de matière	$mol.s^{-1}.m^{-2}$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$

Une équation de bilan de matière dans l'écoulement peut être réalisée par espèce chimique dans l'écoulement :

Équation 4: Equation bilan de masse pour chaque constituant de l'écoulement

$$\frac{\partial \rho c_i}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \mathbf{grad})\rho c_i = \text{div}(D\rho \mathbf{grad}(c_i))$$

c	Fraction massique	-
D	Diffusivité massique	$m^2.s^{-1}$
h	Enthalpie du liquide	J
P	Pression atmosphérique	Pa
t	Temps	s
\mathbf{u}	Vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique de l'air	$Pa.s$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$

Cette équation permet de déterminer la concentration dans le temps et l'espace en fonction de la vitesse de l'écoulement et du coefficient de diffusion des vapeurs dans l'air.

L'introduction de vapeurs nouvelles dans l'écoulement est représentée par leur vitesse verticale à la surface de la nappe. Une expression de celle-ci peut être obtenue en considérant que l'écoulement d'air

ne diffuse pas dans la nappe de liquide. Dans ce cas, il est possible de considérer la vitesse de ce composant comme nulle à travers la surface ($\mathbf{u}_{2surf}=0$). A l'aide de l'équation 54, il vient :

Équation 55: Relation entre les flux de matière à la surface de la nappe

$$\Phi_{m2surf} = -\rho_2 \mathbf{u}_{surf} = -\rho(1 - c_1) \mathbf{u}_{surf} = -\Phi_{m1surf}$$

c_1	Concentration de l'espèce 1	-
\mathbf{u}_{surf}	Vecteur vitesse à la surface de la nappe	$m.s^{-1}$
Φ_m	Densité de flux de matière	$kg.s^{-1}.m^{-2}$
ρ	Masse volumique du mélange	$kg.m^{-3}$
ρ_2	Masse volumique de l'espèce 2	$kg.m^{-3}$

D'après l'équation 55, il est possible d'exprimer la vitesse verticale à la surface de la nappe :

Équation 56: Expression de la vitesse verticale à la surface de la nappe.

$$u_{surf} = \left(-\frac{D}{1 - c_1} \frac{\partial c_1}{\partial y} \right)_{surf}$$

c_1	Fraction massique de l'espèce 1	-
D	Diffusivité massique des vapeurs	$m^2.s^{-1}$
u_{surf}	Vitesse à la surface de la nappe	$m.s^{-1}$

L'introduction de cette vitesse à la surface permet de déterminer la répartition de la concentration dans l'écoulement. Cependant, la détermination du coefficient de diffusivité et du gradient de concentration n'est pas fournie par ces équations. Ces quantités doivent être approchées expérimentalement ou au travers d'autres théories. Un premier paragraphe décrit les travaux réalisés dans le cadre de la détermination du coefficient de diffusivité, tandis qu'un second décrit les travaux réalisés pour quantifier le débit d'évaporation.

4.1. Modèles de diffusivité

Les premières études liées au coefficient de diffusion sont dues à Fick (Fick, 1855) qui a étudié la diffusivité du sel dans l'eau et a établi sa loi par analogie avec celles de Fourier et d'Ohm. Les développements théoriques apparaissent avec la maîtrise de la théorie de la cinétique des gaz : Maxwell (Maxwell, 1867) (Maxwell J. , 1873) et Stephan établissent indépendamment les premières expressions analytiques et la définition précise du coefficient de diffusivité (Maxwell, 1867). Chapman et Cowling

Chapitre I : Bibliographie

(Chapman, 1911) relie la diffusivité à une fonction de collision de molécules dont Enskog en modifie la forme. Tous les modèles établis sont soumis à différentes hypothèses de comportement des molécules considérées comme des sphères rigides ou bien élastiques. Afin de contourner cette difficulté, des corrélations expérimentales ont été développées au fil du temps. Sutherland (Sutherland, 1893) affine l'expression développée par Maxwell en ajoutant un terme fonction de la température d'ébullition des espèces en présence. Arnold (Arnold, 1930) exprime la distance des centres des molécules en fonction du volume molaire des gaz. Gilliland (Gilliland, 1934) affine les constantes obtenues par ses prédécesseurs en effectuant des batteries de tests sur de nombreux couples de gaz. Hirschfelder *et al.* (Hirschfelder, Bird, & Spotz, 1949) se basent sur l'équation fournie par Chapman et Cowling et calculent la fonction de collision des particules. Chen *et al.* (Chen & Othmer, 1962) se basent sur la théorie de Chapman et Cowling mais estiment la fonction de collision plutôt qu'ils ne la calculent. Fuller (Fuller, Schettler, & Giddings, 1966) affinent la détermination de la distance entre centres de molécules.

4.1.1. Définition du coefficient de diffusion

Le coefficient de diffusion D apparaissant dans l'équation 48 a été défini par Maxwell (Maxwell, 1867) comme « le volume de gaz soumis à une pression unitaire qui traverse une surface unitaire en une unité de temps lorsque la pression totale est uniforme et égale à P ». Cette définition peut être reformulée en définissant le coefficient de diffusion D comme la variation de la moyenne quadratique du déplacement d'une molécule par unité de temps (Rakib, Stambouli, & Buch, 2008).

4.1.2. Expressions semi empiriques

Maxwell (Maxwell J. , 1873) définit le premier l'allure générale du coefficient de diffusion en se basant sur l'hypothèse que les molécules sont des sphères élastiques. Il pose ainsi l'allure générale du coefficient de diffusion :

Équation 57: Equation générale du coefficient de diffusion

$$D = \frac{AT^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}}}{S^2 P}$$

A	Constante	
D	Coefficient de diffusion massique	$cm^2.s^{-1}$
M_A, M_B	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
P	Pression totale	Pa

S	Distance entre les centres des deux molécules lorsqu'elles sont en contact	cm
T	Température absolue	K

Le calcul de la distance des centres des molécules a été réalisé par Maxwell. Cependant, Gilliland (Gilliland, 1934) lui préfère la relation empirique fournie par Arnold (Arnold, 1930) reliant cette distance et le point d'ébullition de la substance étudiée toujours sous l'hypothèse de sphères rigides:

Équation 58: Expression de la distance intermoléculaire

$$S = A' \left(V_a^{\frac{1}{3}} + V_b^{\frac{1}{3}} \right)$$

A'	Constante	
S	Distance des centres des deux molécules lorsqu'elles sont en contact	cm
V_a, V_b	Volume molaires	$m^3.kmol^{-1}$

A l'aide des deux expressions précédentes, Gilliland (Gilliland, 1934) détermine la constante en se basant sur des essais expérimentaux et il définit :

Équation 59: Expression du coefficient de diffusion par Gilliland

$$D = \frac{0.0043T^{\frac{3}{2}} \sqrt{\frac{1}{M_A} + \frac{1}{M_B}}}{\left(V_a^{\frac{1}{3}} + V_b^{\frac{1}{3}} \right)^2 P}$$

D	Coefficient de diffusion massique	$cm^2.s^{-1}$
M_A, M_B	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
P	Pression totale	Pa
T	Température absolue	K

Des tentatives sont réalisées afin de s'affranchir du modèle de sphères rigides et les premiers modèles empiriques basés sur les équations précédentes voient le jour. Pour une revue des différents modèles de diffusion, le lecteur pourra se reporter à l'article de Marrero *et al.* (Marrero & Mason, 1972). La formule du coefficient de diffusion employée dans ce mémoire est celle mise au point par Fuller *et al.* (Fuller, Schettler, & Giddings, 1966) dont le principal avantage est une estimation fiable et rapide des volumes molaires à l'aide de volumes unitaires pour chaque atome ou gaz pur. Ils posent :

Équation 60: Equation de diffusion par Fuller *et al.*

$$D = \frac{10^{-7} T^{1.75} \sqrt{\frac{1}{M_{air}} + \frac{1}{M_{produit}}}}{P + \left(V_{air}^{\frac{1}{3}} + V_{pr}^{\frac{1}{3}} \right)^2}$$

D	Coefficient de diffusion massique	$m^2.s^{-1}$
M_A, M_B	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
P	Pression totale	Pa
T	Température absolue	K
V_i	Volume molaire	$m^3.mol^{-1}$

4.2. Apport de matière dans l'écoulement

Cette sous-section décrit les différents concepts visant à quantifier et prédire le débit d'évaporation. Selon la vitesse et l'allure de l'écoulement, plusieurs types de travaux sont différenciables. Trois principaux régimes peuvent être distingués :

- la vitesse est nulle, l'écoulement est purement diffusif,
- l'écoulement correspond à celui de couche limite,
- l'écoulement est un écoulement au-dessus d'une cavité.

Chacun de ces points est décrit dans une sous-section qui lui est réservé.

4.2.1. Transferts de masse diffusif

Les hypothèses sous lesquelles se basent le transfert de masse diffusif sont les suivantes :

- La vitesse de l'écoulement est nulle
- Le coefficient de diffusion de la matière est isotrope.

Selon les études le transfert de matière peut être instationnaire. De ce fait, l'équation de transfert de matière devient la seconde loi de Fick :

Équation 61: Equation de diffusion, seconde loi de Fick.

$$\frac{\partial \rho c_i}{\partial t} = D \rho \nabla^2 (c_i)$$

c	Fraction massique	-
D	Coefficient de diffusion	$m^2.s^{-1}$

	<i>massique</i>	
t	<i>Temps</i>	s
ρ	<i>Densité</i>	$kg.m^{-3}$

Différentes théories sont élaborées à partir de l'équation de diffusion massique (Équation 61). Cette équation a été résolue de différentes manières conduisant à l'apparition de différentes solutions asymptotiques du phénomène d'évaporation. Les corrélations établies dans le cadre de la diffusion de matière sont principalement les contributions de quatre auteurs différents :

- Whitman (Whitman, 1923),
- Higbie (Higbie, 1936),
- Danckwerts (Danckwerts, 1951),
- Toor & Marchello (Toor, 1957).

Whitman (Whitman, 1923) est le premier à fournir une modélisation du phénomène d'évaporation. Il considère que toute la résistance au transfert de masse se situe dans deux films d'épaisseur δ de part et d'autre de l'interface. Ces fluides sont stagnants ce qui permet d'employer la propriété selon laquelle la vitesse de l'écoulement est nulle au-dessus de la surface du liquide. Les gradients de concentration sont prépondérants au voisinage de l'interface et c'est donc cette zone qui offre le plus de résistance au transfert de masse.

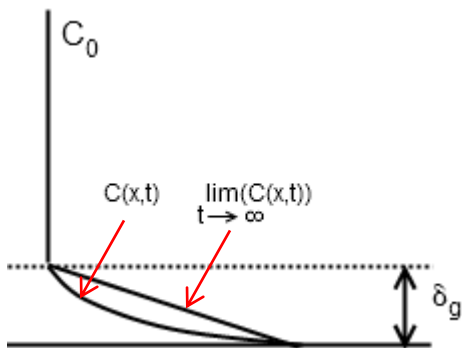


Figure 13: Allure des courbes de concentration d'après la théorie du double film. Cas d'un produit pur.

La transition de l'état liquide vers l'état gazeux est introduite par le fait que la concentration à la surface de la nappe est égale à la concentration de vapeur saturante. En supposant que la distribution de la concentration est linéaire, il est possible d'exprimer le flux en fonction de la diffusivité des vapeurs, de l'épaisseur du film δ_g et de la différence de concentration de part et d'autre du film sous la forme d'un

Chapitre I : Bibliographie

produit entre un coefficient de transfert dans la couche de matière (k_m) et de la différence de concentration entre la surface et l'atmosphère environnante:

Équation 62: Expression du flux de matière en fonction de k_m

$$\Phi_m = k_m \rho (c_{1sat} - c_{1o})$$

c_{1sat}	Fraction massique à la surface	-
c_{1o}	Fraction massique loin de la surface	-
k_m	Coefficient de transfert de masse	$m.s^{-1}$
Φ_m	Flux de matière	$kg.s^{-1}.m^{-2}$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$

Le coefficient de transfert de matière permet de calculer le flux de matière en fonction de la différence de concentration entre la surface de la nappe et l'écoulement. A l'aide des équations 54 et 62, il est possible d'exprimer le coefficient de transfert de masse sous la forme suivante :

Équation 63: Expression du coefficient de transfert de masse.

$$k_m = - \frac{D \rho \left(\frac{\partial c_1}{\partial y} \right)_{y=0}}{\rho (c_{1sat} - c_{1o})}$$

c	Fraction massique	-
D	Diffusivité massique	$m^2.s^{-1}$
k_m	Coefficient de transfert de masse	$m.s^{-1}$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$

Ce coefficient peut être rapproché de l'équation 56 qui permet la détermination de la vitesse verticale à la surface de la nappe. La différence entre ces deux coefficients vient du fait que la vitesse u_{surf} déterminée à l'équation 56 n'est valable qu'à la surface alors que le coefficient de transfert de masse k_m est un terme moyenné sur une couche de fluide entre la surface et un point dans l'écoulement loin de celle-ci.

Toutes les corrélations de transfert de matière expriment les débits d'évaporation en fonction du coefficient de transfert de masse et de la différence de concentration au-dessus de la nappe.

Dans le cas du flux de matière selon Whitman, ce coefficient s'exprime sous la forme suivante :

Équation 64: Coefficient de transfert de matière - Whitman

$$k_m = \frac{D}{\delta_g}$$

D	<i>Coefficient de diffusion massique</i>	$m^2.s^{-1}$
k_m	<i>Coefficient de transfert de masse</i>	$m.s^{-1}$
δ_g	<i>Epaisseur de film</i>	m

Ce coefficient apparait linéaire avec la diffusivité des vapeurs, or, de nombreux auteurs (Higbie, Danckwerts, Toor & Marchello) mettent en évidence expérimentalement qu'un coefficient de transfert de masse linéaire avec la diffusivité des vapeurs du produit dans l'air est une solution asymptotique du phénomène d'évaporation. Higbie (Higbie, 1936) propose alors une autre théorie toujours basée sur l'équation de diffusion mais sous des hypothèses différentes. Au lieu d'un milieu stagnant, Higbie considère que le liquide et l'air à l'interface sont constamment renouvelés à une fréquence constante. Ces conditions lui permettent de résoudre l'équation 61 de la même manière que dans le cas du transfert de chaleur dans un milieu semi infini :

Équation 65: Solution de l'équation de diffusion de la matière. Approche statistique.

$$c(y) = \rho(c_{1sat} - c_{1_0}) \times \operatorname{erfc}\left(\frac{y}{2 \times \sqrt{D \times t_c}}\right) + \rho c_{1_0}$$

c_{1sat}	<i>Fraction massique à l'interface</i>	-
c_{1_0}	<i>Fraction massique loin de l'interface</i>	-
y	<i>Hauteur</i>	m
D	<i>Coefficient de diffusion massique</i>	$m^2.s^{-1}$
t_c	<i>Temps caractéristique</i>	s

Ce qui lui permet de déterminer le débit d'évaporation à l'aide de la loi de Fick (équation 54)

Équation 66: Equation du flux de matière. Théorie du renouvellement de surface.

$$\Phi_m(y = 0) = \rho(c_{1sat} - c_{1_0}) \times 2 \times \sqrt{\frac{D}{\pi \times t_c}}$$

c_{sat}	<i>Fraction massique à l'interface</i>	-
c_{1_0}	<i>Fraction massique loin de l'interface</i>	-
D	<i>Coefficient de diffusion massique</i>	$m^2.s^{-1}$
t_c	<i>Temps caractéristique</i>	s
y	<i>Hauteur</i>	m
Φ_m	<i>Densité de flux de matière</i>	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
ρ	<i>Masse volumique du mélange</i>	$kg.m^{-3}$

A l'aide de l'équation 62, le coefficient de transfert de masse peut être déterminé.

Équation 67: Coefficient de transfert de masse. (Higbie).

$$k_m = 2 \times \sqrt{\frac{D}{\pi \times t_c}}$$

D	<i>Coefficient de diffusion massique</i>	$m^2.s^{-1}$
k_m	<i>Coefficient de transfert de masse</i>	$m.s^{-1}$
t_c	<i>Temps caractéristique</i>	s

Contrairement à l'équation de Whitman, le coefficient de transfert de matière est proportionnel à \sqrt{D} ce qui est également un cas limite d'après Toor et Marchello (Toor, 1957).

Dankwert (Danckwerts, 1951) améliore un aspect de la corrélation en proposant une loi statistique concernant la fréquence de renouvellement de la surface. Il suggère que chaque élément de liquide à la surface possède la même probabilité de se renouveler quel que soit le temps passé à l'interface liquide – gaz. Il propose que le temps de renouvellement suive la forme suivante.

Équation 68: Temps de renouvellement d'un élément de surface.

$$t_c = \frac{\exp(-S \times t)}{S}$$

S	<i>Fréquence de renouvellement de la surface</i>	Hz
t_c	<i>Temps caractéristique</i>	s
t	<i>Temps</i>	s

Où S est une fréquence imposée. Le flux de matière prend alors la forme suivante :

Équation 69: Equation du flux de matière. Théorie du renouvellement aléatoire de surface.

$$\Phi_m(t) = \rho(c_{1sat} - c_{1_0}) \times \sqrt{D \times S}$$

c_{1sat}	<i>Fraction massique à l'interface</i>	-
c_{1_0}	<i>Fraction massique loin de l'interface</i>	-
D	<i>Coefficient de diffusion massique</i>	$m^2.s^{-1}$
S	<i>Fréquence de renouvellement de l'interface</i>	Hz
Φ_m	<i>Densité de flux de matière</i>	$kg.m^{-2}.s^{-1}$
ρ	<i>Masse volumique du mélange</i>	$kg.m^{-3}$

Le coefficient de transfert de masse devient alors :

Équation 70: Coefficient de transfert de masse. (Danckwerts)

$$k_m = \sqrt{D \times S}$$

k_m	<i>Coefficient de transfert de masse</i>	$m.s^{-1}$
D	<i>Coefficient de diffusion massique</i>	$m^2.s^{-1}$
S	<i>Fréquence de renouvellement de l'interface</i>	Hz

Toor & Marchello (Toor, 1957) prouvent que les expressions précédentes du coefficient de transfert de matière sont des solutions asymptotiques du phénomène d'évaporation. Ils mettent en évidence que

Chapitre I : Bibliographie

selon la durée du phénomène, le débit d'évaporation tend vers une solution plutôt qu'une autre. En exprimant les solutions de Whitman, de Higbie et de Danckwerts sous forme de série,

Équation 71: Flux de matière. (Higbie)

$$\Phi_m = \rho(c_{1\text{sat}} - c_{10}) \times \sqrt{\frac{D}{\pi \times t_c}} \times \left(1 + 2 \times \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-n^2 \times \frac{\delta^2}{D \times t_c}\right) \right)$$

c_{sat}	Fraction massique à l'interface	-
c_{10}	Fraction massique loin de l'interface	-
D	Coefficient de diffusion massique	$m^2.s^{-1}$
t_c	Temps caractéristique	s
Φ_m	Densité de flux de matière	$kg.m^{-2}.s^{-1}$

Équation 72: Flux de matière. (Whitman)

$$\Phi_m(t) = \rho(c_{1\text{sat}} - c_{10}) \times \frac{D}{\delta} \times \left(1 + 2 \times \sum_{n=1}^{\infty} \exp\left(-n^2 \times \pi \frac{D \times t}{\delta^2}\right) \right)$$

$c_{1\text{sat}}$	Fraction massique à l'interface	-
c_{10}	Fraction massique loin de l'interface	-
D	Coefficient de diffusion massique	$m^2.s^{-1}$
δ	Épaisseur de film	m
Φ_m	Densité de flux de matière	$kg.m^{-2}.s^{-1}$

Ils mettent en évidence un temps caractéristique par équation et déterminent que les débits d'évaporation convergent vers l'équation de Higbie pour des temps inférieurs à t_c et vers l'équation de Whitman pour des temps supérieurs à $\frac{\delta^2}{D}$.

Les théories présentées permettent de déterminer le transfert de matière dans un cas purement diffusif. Dans le cas de la présence d'un écoulement d'air au-dessus de la nappe, les simplifications effectuées ne sont plus valides et une vitesse doit être introduite dans l'équation de transport de matière (équation 54). Deux configurations se présentent selon si l'écoulement est assimilable à un écoulement de couche limite ou de cavité.

4.2.2. Couche limite

La détermination de la répartition de la concentration dans une couche limite a été menée de trois manières différentes :

Chapitre I : Bibliographie

- Une approche visant à résoudre le système d'équations de Navier-Stokes dans la couche limite (Sutton O. , 1934).
- Une approche semi empirique visant à exprimer le débit d'évaporation en fonction de paramètres physico chimiques du liquide et de sa vapeur. La détermination du débit d'évaporation à l'aide de corrélation s'est effectuée plus fréquemment dans le cas d'un écoulement turbulent (Mackay & Matsugu, 1973).
- Une approche semi empirique basée sur les analogies entre le transfert de chaleur et le transfert de matière (Churchill, 1976).

Chacun de ces points est décrit dans une sous-section dédiée.

4.2.2.1. Résolution du système d'équations de couche limite

Les équations traduisant le transfert de matière dans une couche limites peuvent être déduites à partir des équations de Navier Stockes et de conservation de la matière (équations 1 à 4). Elles permettent d'établir un débit d'évaporation local.

Selon le régime d'écoulement, la démarche pour déterminer la distribution des concentrations est différente.

ECOULEMENT LAMINAIRE

La démarche pour déterminer les profils de vitesse de vent, de température et de matière possède des points communs avec le cas dans lequel un seul composant est présent. A l'aide de l'équation 1, il est possible d'introduire une fonction Ψ similaire à celle introduite dans la première partie mais dont la définition est différente pour tenir compte de l'apport de matière et de la présence de plusieurs espèces. Gross (Gross, 1960) rapporte les calculs de Baron qui décrit la fonction Ψ permettant de déterminer les profils de vitesse dans le cas où l'écoulement est laminaire.

Équation 73: Fonction potentiel dans le cas d'un mélange non homogène

$$u = \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \frac{\partial \Psi}{\partial y}$$
$$v = - \frac{\rho}{\rho_{\infty}} \frac{\partial \Psi}{\partial x}$$

u	<i>Vitesse sur l'axe d'écoulement</i>	$m.s^{-1}$
-----	---------------------------------------	------------

v	<i>Vitesse verticale</i>	$m.s^{-1}$
x	<i>Abscisse dans le repère cartésien</i>	m
y	<i>Ordonnée dans le repère cartésien</i>	m
ρ	<i>Masse volumique du mélange</i>	$kg.m^{-3}$
ρ_{∞}	<i>Masse volumique loin de la surface</i>	$kg.m^{-3}$
Ψ	<i>Fonction potentiel de u</i>	m

ÉCOULEMENT TURBULENT

La détermination de la concentration peut être réalisée en résolvant l'équation de transfert de masse simplifiée sous les hypothèses de couche limite (équation 74). De ce fait, il est possible de connaître le profil de concentration lorsque le régime d'écoulement est turbulent, en approchant les profils moyens de vitesse, température et concentration et en établissant des corrélations permettant d'estimer les termes purement fluctuants. Les termes surmontés d'une barre expriment la composante temporelle moyenne de la quantité en question.

Équation 74: Equation de transport de masse simplifiée.

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{c}_l}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{c}_l}{\partial y} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left((\bar{D} + D') \frac{\partial \bar{c}_l}{\partial y} \right)$$

D	<i>Coefficient de diffusion moyen</i>	$m^2.s^{-1}$
D'	<i>Coefficient de diffusion turbulent</i>	$m^2.s^{-1}$
x	<i>Direction de l'écoulement</i>	m
\bar{u}	<i>Vitesse horizontale moyenne de l'écoulement</i>	$m.s^{-1}$
\bar{v}	<i>Vitesse verticale moyenne de l'écoulement</i>	$m.s^{-1}$
y	<i>Direction verticale</i>	m
ρ	<i>Masse volumique</i>	$kg.m^{-3}$
c	<i>Fraction massique</i>	-

Afin de résoudre l'équation, les profils de vitesse doivent être approchés et la diffusivité turbulente quantifiée. Ceci est couramment réalisé par simulation numérique. Un aperçu des différents types de modèles est disponible dans le document réalisé par Lallemand (Lallemand). Celui de Reijnhart *et al.* (Reijnhart, Pieppers, & Toneman, 1979) permet de tenir compte de la variation de rugosité entre le sol et la nappe de liquide ainsi qu'une expression du coefficient de diffusion turbulent en fonction de la vitesse de friction.

Chapitre I : Bibliographie

Certaines approches mènent à une expression quasi explicite du débit d'évaporation dans le cas d'un écoulement turbulent. La résolution analytique de celle-ci a été réalisée par quatre auteurs : Sutton, Pasquill, Brighton et sous certaines hypothèses par Kunsch en régime permanent.

Sutton (Sutton, 1932) simplifie l'équation 74 en supprimant le terme convectif lié au gradient vertical et en cherchant à déterminer le coefficient de diffusivité totale ($A(y)$). Lorsque Sutton écrit son article (Sutton, 1932), il n'identifie pas le terme $A(y)$ avec le coefficient de diffusion massique mais le détermine par analogie avec le terme de viscosité cinématique. Il pose :

Équation 75: Equation de advection diffusion résolue par Sutton

$$\bar{u} \frac{\partial \bar{c}}{\partial x} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial y} \left(A(y) \frac{\partial \bar{c}}{\partial y} \right)$$

$A(y)$	Coefficient de diffusivité totale	$m^2.s^{-1}$
x	Direction de l'écoulement	m
\bar{u}	Vitesse horizontale moyenne de l'écoulement	$m.s^{-1}$
y	Direction verticale	m
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$
\bar{c}	Fraction massique	-

A l'aide des travaux de Jeffrey (Jeffrey, 1918), il approche le profil de vitesse de vent dans l'écoulement à l'aide d'une loi de type puissance et détermine la distribution de la concentration.

Son équation est améliorée par Pasquill (Pasquill F. , 1942) qui substitue le coefficient de diffusivité des vapeurs au coefficient $A(y)$. En 1997, Huang (Huang, 1997) vérifie la corrélation de Sutton modifiée par Pasquill dans des environnements plus contrôlés que ceux utilisés par Sutton et Pasquill et conclue à sa validité. L'apparition de la diffusivité du produit évaporant dans l'équation du débit d'évaporation permet de faire apparaître le nombre adimensionnel de Schmidt qui décrit le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement ν et la diffusivité massique D .

Équation 76: Nombre de Schmidt.

$$Sc = \frac{\nu}{D_{AB}}$$

D	Diffusivité massique	$m^2.s^{-1}$
Sc	Nombre de Schmidt	
ν	Viscosité cinématique	$m^2.s^{-1}$

Ces deux auteurs ne décomposent pas la couche limite turbulente selon les sous couche laminaire et turbulente. Brighton (Brighton, 1985) propose une démarche visant à prendre en compte cette

Chapitre I : Bibliographie

différence. Pour cela, il considère que le débit d'évaporation est l'intégrale du produit de la concentration et la vitesse dans la couche limite turbulente au-dessus de la sous couche laminaire. Selon l'état de rugosité de la surface, il emploie des constantes d'intégration différentes qui sont issues des travaux de Kader (Kader, 1981). Brighton introduit dans son système d'équation la longueur de rugosité et la vitesse de friction de la couche limite turbulente telles qu'elles sont définies dans la première partie.

Kunsch (Kunsch, 1998) reprend les travaux de Brighton mais n'intègre l'équation d'advection – diffusion (équation 75) que sur la hauteur de couche limite. Il réemploie les constantes d'intégration de Kader et les paramètres de vitesse de friction et de longueur de rugosité. De ce fait, il est délicat d'appliquer sa corrélation à un cas concret.

4.2.2.2. Approche semi empirique avec écoulement d'air

Les équations issues d'une approche semi empirique permettent d'exprimer le débit d'évaporation moyenné par rapport à la surface de la nappe. Ces corrélations sont différentes de celles présentées dans la sous-section précédente dans la mesure où celles-ci permettaient d'exprimer le débit localement. Ces corrélations peuvent être obtenues selon deux méthodes :

- En moyennant sur la surface les résultats des équations présentées précédemment
- En mesurant la perte de masse durant un essai.

Les équations mises au point par Sutton, Brighton, Pasquill et Kunsch peuvent être intégrées pour établir un débit total.

Équation 77: Débit d'évaporation global selon Sutton

$$\Phi_m = 0.0277 \rho c_{1surf} Re_1^{-\frac{2}{9}} z_1^{\frac{1}{9}} u_1 L^{-\frac{1}{9}}$$

Équation 78: Débit d'évaporation global selon Brighton

$$\Phi_m = 0.0262 \sigma^{-\frac{8}{9}} c_{1surf} Re_1^{-\frac{2}{9}} z_1^{\frac{1}{9}} u_1 L^{-\frac{1}{9}}$$

c_{1surf}	Fraction massique de l'espèce 1 à la surface	-
L	Longueur de la nappe	m
Re	Nombre de Reynolds	-
u_1	Vitesse du vent à la hauteur z_1	$m.s^{-1}$
z_1	Hauteur de prise de mesure du vent	m

Φ_m	Densité de flux de matière	$kg.s^{-1}.m^{-2}$
σ	Nombre de Schmidt turbulent	-

A partir de la forme des équations fournies par Sutton, plusieurs tendances apparaissent. Des essais mettant en œuvre des nappes de grandes dimensions, jusqu'à 15 mètres carrés sont réalisés par Mackay et Matsugu (Mackay & Matsugu, 1973) sur des nappes d'hydrocarbures. Les conditions expérimentales sont les suivantes :

- Vitesse du vent : [0 ; 6,6] m.s⁻¹
- Température de l'air : [5 ; 30]°C

En conservant le profil de vent défini par Sutton, ils déterminent par régression sur des données issues de l'évaporation de cumène, la corrélation suivante :

Équation 79: Corrélation de Mackay et Matsugu

$$\Phi_m = 0.00495 \times u_v^{0.78} \times l^{-0.11} \times Sc^{-0.67} \times \rho \times c_{1\text{surf}}$$

c_{sat}	Fraction massique saturante	-
l	Longueur de la nappe dans la direction du vent	m
Sc	Nombre de Schmidt	-
u_1	Vitesse du vent à 10 mètres	$m.s^{-1}$
Φ_m	Densité de débit d'évaporation à la surface	$kg.s^{-1}.m^{-2}$
ρ	Masse volumique des vapeurs	$kg.m^{-3}$

Cette équation s'applique d'après ses auteurs à tous les liquides qu'ils soient fortement volatils (Kawamura & Mackay, 1987) ou pas (Mackay & Matsugu, 1973). La vitesse employée pour implémenter cette corrélation est la vitesse à 10 mètres du sol.

Afin de s'affranchir des imprécisions liées aux variations de la vitesse par rapport au modèle de Sutton, de nombreuses études ont eu lieu en souffleries.

Les études de Braun (Braun & Caplan, 1989) ont eu pour but de déterminer en soufflerie des corrélations empiriques pour différents types de liquides s'évaporant dans l'air sous des conditions de pressions de températures standards. Les familles de liquides testées sont les suivantes :

- Alcool
- Cétones
- Aliphatiques

Chapitre I : Bibliographie

- Eau

Le domaine de validité de ces corrélations est donc le suivant :

- Vitesse de vent : [0,508 ; 7,62] m.s⁻¹
- Température de l'atmosphère : [4,4 ; 48,9] °C

Braun a déterminé des corrélations pour chaque famille chimique de liquide et à partir de toutes ces corrélations a déterminé une corrélation moyenne globale à tous les liquides en fonction de leurs propriétés physico chimiques (masse molaire, pression de vapeur saturante, diffusivité) et de la vitesse de l'écoulement. Dans le cas global, il détermine :

Équation 80: Débit d'évaporation exprimé à l'aide de la masse molaire selon Braun.

$$\Phi_m = 0.000237M P_{vs}u^{0.625}$$

Équation 81: Débit d'évaporation exprimé à l'aide du nombre de Schmidt selon Braun.

$$\Phi_m = 0.00725 Sc^{1.45}P_{vs}u^{0.64}$$

Φ_m	Densité de débit d'évaporation à la surface	lb.hr ⁻¹ .ft ²
u	Vitesse du vent	ft.s ⁻¹
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	in He
Sc	Nombre de Schmidt	-
M	Masse molaire	g.mol ⁻¹

L'approche de Braun est purement empirique, ses corrélations sont bâties à partir des données accumulées. Aucune étude de la présence de couche limite n'est réalisée et la vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe est prise égale à la vitesse du régime établi. Hummel réalise une étude (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996) dans laquelle il met en place une corrélation employée sur les données obtenues par Braun. Le domaine de validité de sa corrélation est donc le suivant :

- Vitesse de vent : [0,508 ; 7,62] m.s⁻¹
- Température de l'atmosphère : [4,4 ; 48,9] °C

La détermination de sa corrélation est établie sur la résolution de l'équation de convection - advection (équation 74). Il ne considère pas le transfert de matière dans la couche limite au-dessus des nappes de liquide du fait de leur faible épaisseur qu'il estime proche de 2 cm en régime laminaire. Afin de conclure

Chapitre I : Bibliographie

son étude, Hummel recalcule le coefficient de diffusivité des produits qu'il emploie à partir de l'équation de Chapman – Cowling. Il détermine au final que le débit d'évaporation est régi par l'équation suivante :

Équation 82: Corrélation de débit d'évaporation selon Hummel

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

Φ_m	Densité de débit d'évaporation à la surface	$kg.s^{-1}.m^{-2}$
M	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	Pa
T	Température	K
u	Vitesse du vent	$m.s^{-1}$
l	Longueur de la nappe	m
P	Pression ambiante	Pa

De la même manière que Hummel, Chaîneaux développe ses propres équations en soufflerie sur des nappes de surface comprise entre 0,2 m² et 1m². Les liquides testés sont des composés organiques volatils : acétone, éthanol et n-hexane. Le domaine de validité choisi est le suivant :

- Vitesse du vent : [0,3 ; 1] m.s⁻¹
- Température de l'air : [9 ; 11] m.s⁻¹

L'équation qu'il fournit est une fonction des caractéristiques physico-chimiques des produits employés et de la vitesse du vent. Il détermine :

Équation 83: Corrélation de débit d'évaporation selon Chaîneaux

$$\Phi_m = \frac{22.01 \times 10^{-3} \times M_p^{0.4} \times u_v \times P_{vs}}{P}$$

M	Masse molaire du produit s'évaporant	$kg.mol^{-1}$
P	Pression ambiante	Pa
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	Pa
u	vitesse de vent dans la soufflerie	$m.s^{-1}$
Φ_m	Densité de débit d'évaporation	$kg.s^{-1}.m^{-2}$

Il est fréquent qu'une étude visant à déterminer le coefficient de transfert de matière se base sur les essais réalisés antérieurement. La figure 14 résume les liens entre les différents travaux.

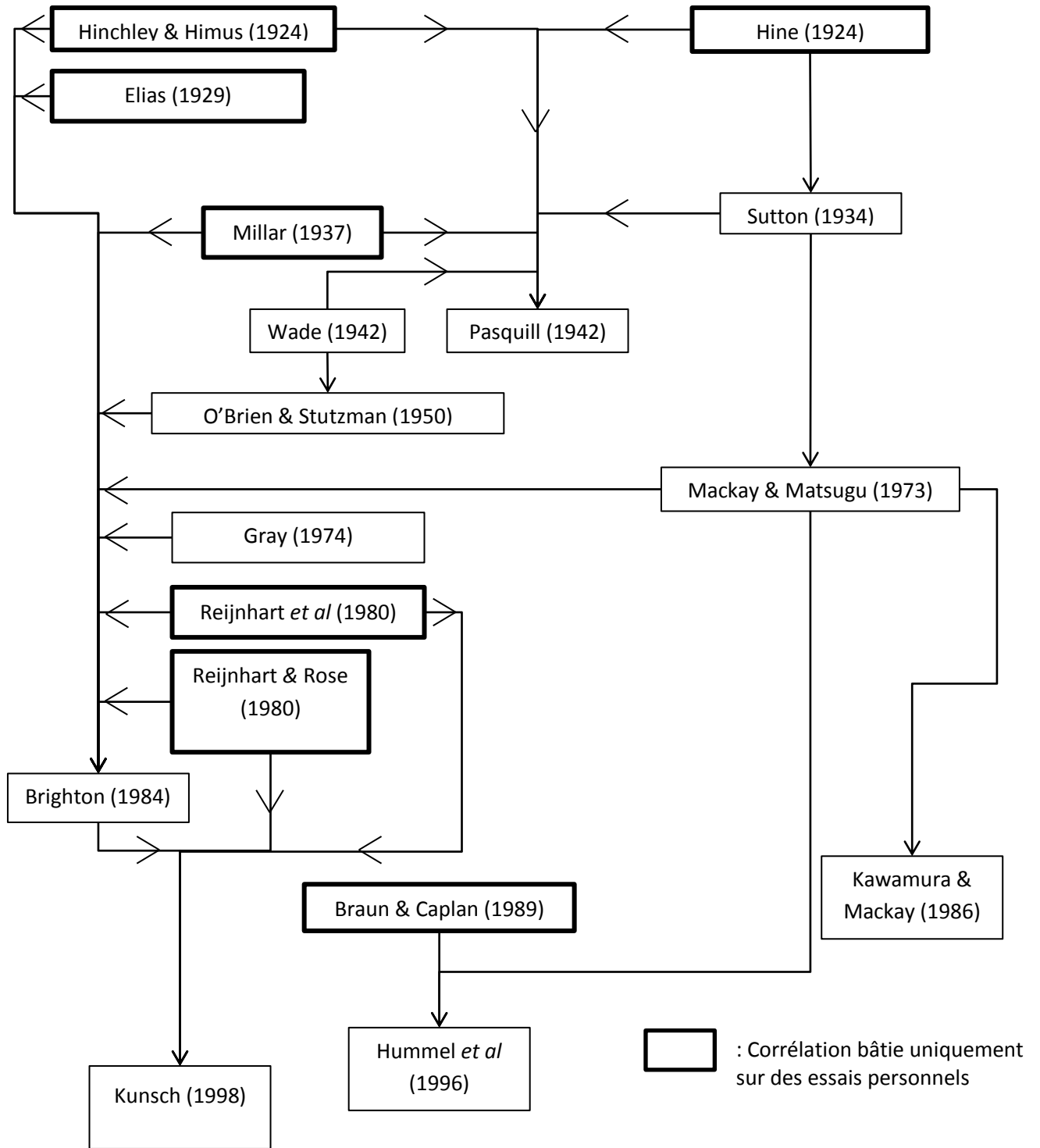


Figure 14: Relations entre les études visant à déterminer le coefficient de transfert de matière

4.2.2.3. Approche adimensionnelle

A partir du théorème de Vaschy-Buckingham, il est possible de déterminer les quantités adimensionnelles permettant de modéliser le débit d'évaporation. Deux approches peuvent être retenues :

- Etablir des relations spécifiques au transfert de masse
- Adapter les corrélations développées pour quantifier les transferts de chaleur.

RELATIONS DEVELOPPEES SPECIFIQUEMENT POUR QUANTIFIER LE TRANSFERT DE MASSE EN PRESENCE DE CONVECTION.

Sherwood se sert du coefficient de transfert de matière pour bâtir un nombre sans dimension qui lie le coefficient de transfert de masse avec la viscosité du gaz.

Équation 84: Nombre de Sherwood

$$Sh = \frac{k_m L_c}{D}$$

<i>Sh</i>	<i>Nombre de Sherwood</i>	-
<i>k_m</i>	<i>Coefficient de transfert de masse</i>	<i>m.s⁻¹</i>
<i>L_c</i>	<i>Longueur caractéristique</i>	<i>m</i>
<i>D</i>	<i>Diffusivité massique</i>	<i>m².s⁻¹</i>

Il décompose la quantité qu'il a déterminée en produit de nombres adimensionnels et détermine avec Gilliland (Gilliland & Sherwood, 1934) l'équation suivante :

Équation 85: Expression du nombre de Sherwood en fonction des nombres de Reynolds et de Schmidt.

$$Sh = 0,023 Re^{0,83} Sc^{0,44}$$

<i>Sh</i>	<i>Nombre de Sherwood</i>
<i>Sc</i>	<i>Nombre de Schmidt</i>

Son équation est basée sur l'étude de neuf liquides (eau, différents alcools, chlorobenzène, toluène, aniline et éthylacétate) dans un cylindre de 2,67 cm de diamètre et 117 cm de hauteur et des vitesses d'écoulement de 0,7 m.s⁻¹ à 7,8m.s⁻¹.

D'autres auteurs se sont penchés sur la détermination du nombre de Sherwood en fonction des nombres de Schmidt et de Reynolds. L'une des corrélations les plus employée est celle de Raj et Morris (Raj &

Chapitre I : Bibliographie

Morris, 1990) qui est bâtie sur le même modèle. Il modifie dans sa corrélation le coefficient A et le nombre de Reynolds.

Équation 86: Expression du nombre de Sherwood - Raj & Morris

$$Sh = 0,037 (Re^{0,8} - Re_c^{0,8}) Sc^{\frac{1}{3}}$$

<i>Sh</i>	<i>Nombre de Sherwood</i>
<i>Sc</i>	<i>Nombre de Schmidt</i>
<i>Re</i>	<i>Nombre de Reynolds</i>
<i>Re_c</i>	<i>Nombre de Reynolds critique</i>

Il est également possible de rendre l'expression du coefficient de transfert de masse adimensionnelle en étudiant le rapport entre ce coefficient et la vitesse de l'écoulement. Ce rapport représente le nombre de Stanton massique :

Équation 87: Expression du nombre de Stanton

$$St = \frac{k_m}{u} = \frac{Sh}{ScRe}$$

<i>k_m</i>	<i>Coefficient de transfert de masse</i>	<i>m.s⁻¹</i>
<i>Re</i>	<i>Nombre de Reynolds</i>	-
<i>Sh</i>	<i>Nombre de Sherwood</i>	-
<i>St</i>	<i>Nombre de Stanton</i>	-
<i>u</i>	<i>Vitesse de l'écoulement</i>	<i>m.s⁻¹</i>

Le nombre de Stanton apparait comme une généralisation du nombre de Sherwood. Le nombre de Stanton est constant lorsque le transfert de masse est constant.

Sharma (Sharma & Rahman, 2002) tient compte du décalage possible entre le bord d'attaque du réservoir et le début de la nappe. Il emploie le nombre de Stanton pour déterminer celui de Sherwood en fonction du nombre de Schmidt, de Reynolds, de la distance par rapport au bord d'attaque et d'une constante traduisant l'évolution verticale de la vitesse dans la couche limite. La gamme de validité de leurs mesures est exprimée en fonction des nombres de Schmidt et de Reynolds. Les nombres de Schmidt étudiés sont compris entre 0,7 et 100 tandis que ceux de Reynolds sont compris entre 10⁴ et 4x10⁶. Sharma fourni l'expression du nombre de Stanton local suivante :

Équation 88: Nombre de Stanton local. D'après Sharma

$$St_x = 0,1982 \lambda_c^{-0,8889} Sc^{-0,12698} Re_x^{-0,2} \left(1 - \left(\frac{x_0}{x} \right)^{0,9} \right)^{-\frac{1}{9}}$$

Chapitre I : Bibliographie

Avec

Équation 89: Coefficient traduisant le profil vertical de concentration. D'après Sharma

$$\lambda_c = 8,55Sc^{0,37}$$

L'expression du nombre de Sherwood qu'il détermine est la suivante :

Équation 90: Nombre de Sherwood moyenné sur toute la plaque

$$Sh_L = \frac{ScRe_L}{L - x_0} \int_{x_0}^L St_x dx$$

k_m	Coefficient de transfert de masse	$m.s^{-1}$
u	Vitesse de l'écoulement établi	$m.s^{-1}$
Sc	Nombre de Schmidt	
Re	Nombre de Reynolds	

ANALOGIES ENTRE TRANSFERT DE MASSE ET TRANSFERT DE CHALEUR

La proximité entre les équations de transport d'énergie (équation 3) et de matière (équation 4) permet l'établissement d'analogies entre le transfert des deux quantités.

D'après les équations 3 et 4, les quantités suivantes sont analogues :

Equation de transport de la chaleur	Equation de transport de la matière
Température	Concentration
Conductivité thermique	Diffusivité des vapeurs
Longueur de la plaque	Longueur de la nappe

Les analogies entre ces quantités se traduisent entre autres sur les coefficients de transfert. Ceux-ci s'expriment de la manière suivante:

Equation de transport de la chaleur	Equation de transport de la matière
$k_t = -\frac{\lambda \frac{\partial T}{\partial y}}{\Delta T}$	$k_m = -\frac{D \frac{\partial c}{\partial y}}{\Delta c}$

Chapitre I : Bibliographie

De la même manière, le nombre de Sherwood (équation 84) est analogue au nombre de Nusselt (équation 44). L'équation 85 met en évidence le fait qu'il peut s'exprimer à l'aide des nombres de Reynolds et de Schmidt. D'une manière générale, le nombre de Sherwood peut donc s'écrire de la manière suivante :

Équation 91: Nombre de Sherwood exprimé en fonction des nombres de Schmidt et de Reynolds

$$Sh = A Sc^b Re^c$$

$$Sh = A \left(\frac{\nu}{D}\right)^b \left(\frac{uL_c}{\nu}\right)^c$$

<i>A, b, c</i>	<i>Constantes</i>	-
<i>D</i>	<i>Diffusivité massique</i>	$m^2.s^{-1}$
<i>L_c</i>	<i>Longueur caractéristique</i>	<i>m</i>
<i>Re</i>	<i>Nombre de Reynolds</i>	-
<i>Sh</i>	<i>Nombre de Sherwood</i>	-
<i>Sc</i>	<i>Nombre de Schmidt</i>	-
<i>u</i>	<i>Vitesse d'écoulement en régime établi</i>	$m.s^{-1}$
<i>ν</i>	<i>Viscosité cinématique</i>	$m^2.s^{-1}$

L'expression du nombre de Sherwood sous cette forme implique l'hypothèse d'un rapport constant entre le coefficient de transfert de masse et la vitesse de l'écoulement. Cette équation est très proche de celle du nombre de Nusselt (équation 44) qui relie ce nombre aux nombres de Reynolds et de Prandtl. Les nombres de Nusselt et de Sherwood peuvent être reliés à l'aide du nombre de Lewis qui exprime le rapport entre la diffusivité thermique et la diffusivité des vapeurs.

Équation 92: Expression du nombre de Lewis

$$Le = \frac{\alpha}{D} = \frac{Sc}{Pr}$$

<i>Le</i>	<i>Nombre de Lewis</i>	
<i>α</i>	<i>Diffusivité thermique</i>	$m^2.s^{-1}$
<i>D</i>	<i>Diffusivité massique</i>	$m^2.s^{-1}$
<i>Pr</i>	<i>Nombre de Prandtl</i>	
<i>Sc</i>	<i>Nombre de Schmidt</i>	

Les équations 91 et 92 permettent d'exprimer le nombre de Sherwood en fonction des nombres de Nusselt et de Lewis.

Équation 93: Nombre de Sherwood

$$Sh = Le^a Nu$$

<i>Sh</i>	<i>Nombre de Sherwood</i>
-----------	---------------------------

<i>a</i>	<i>Constantes</i>
<i>Le</i>	<i>Nombre de Lewis</i>
<i>Nu</i>	<i>Nombre de Nusselt</i>

De fait, ce lien entre les équations permet d'exprimer les corrélations de transfert de chaleur listé dans la section précédente comme des corrélations traduisant le transfert de masse.

Les corrélations présentées dans les tableaux 23 deviennent donc :

Tableau 5 : Corrélations de transfert de matière en dans un écoulement laminaire

Auteur	Expression
McAdam (Refroidissement) (McAdam, 1942)	$Sh_L = 0.0229 Le^{0.3} Pr^{0.3} Re_L^{0.8}$
McAdam (réchauffement)	$Sh_L = 0.0229 Le^{0.3} Pr^{0.4} Re_L^{0.8}$
Churchill (Churchill, 1976)	$Sh_x = 0.3387 \Phi^{\frac{1}{2}}$ $\Phi = \frac{Re_x \cdot Pr^{\frac{2}{3}} Le^{\frac{2}{3}}}{\left(1 + \left(\frac{0.0468}{PrLe}\right)^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}}$

Tableau 6 : Corrélations de transfert de matière en dans un écoulement turbulent

Auteurs	Expression
TNO in Leonelli ($2 \times 10^4 < Re < 7 \times 10^5$)	$Sh_L = 0.036 Le^{0.3} Pr^{0.3} Re_L^{0.8}$
Colburn (Colburn, 1964)	$Sh_x = 0.0296 Le^{0.3} Pr^{0.3} Re_x^{0.8}$
	$Sh_L = 0.037 Le^{0.3} Pr^{0.3} Re_L^{0.8}$
Geankoplis (Geankoplis, 1993)	$Sh_L = 0.0366 Re_L^{0.8} Le^{0.3} Pr^{0.3}$
Churchill (Churchill, 1976)	$Sh_x = 0.032 \Phi^{\frac{4}{5}}$ $\Phi = \frac{Re_x \cdot Pr^{\frac{2}{3}} Le^{\frac{2}{3}}}{\left(1 + \left(\frac{0.0468}{PrLe}\right)^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}}$

De la même manière que dans le cas du transfert de chaleur, un indice x représente une valeur locale du débit de matière tandis qu'un indice L représente une valeur moyennée.

4.2.3. Transferts de matière dans le cas d'un écoulement en cavité

Le transfert de chaleur convectif dans le cas d'écoulement à proximité de cavités ou de marches a été largement étudié tant expérimentalement (Vogel & Eaton, 1985) que numériquement (Lauder, 1988), (Abe, Kondoh, & Nagano, 1994). Dans les deux cas, le rapport de forme de la cuvette, défini comme le rapport entre la longueur de la cavité (L) et la hauteur de marche (s), est une des caractéristiques influençant le plus les résultats obtenus.

Il en résulte que le transfert de chaleur dans le cas d'un écoulement de cavité est faible dans la zone de recirculation (1), maximal dans la zone de rattachement (2) et chute dans la zone suivant le rattachement (3,4). Cette évolution est illustrée sur la figure 16. Vogel *et al.* (Vogel & Eaton, 1985) ont mis en évidence que le coefficient d'échange maximal, au point de rattachement, dépend de l'épaisseur de la couche limite en amont et de la turbulence de l'écoulement.

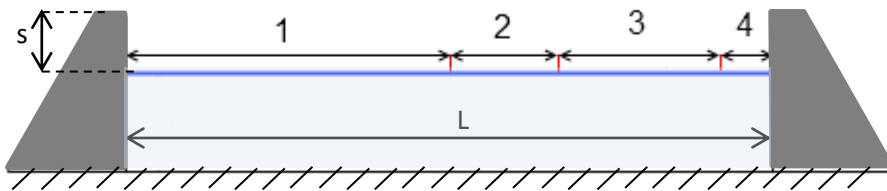


Figure 15: Représentation schématique des différentes régions d'un écoulement en cavité

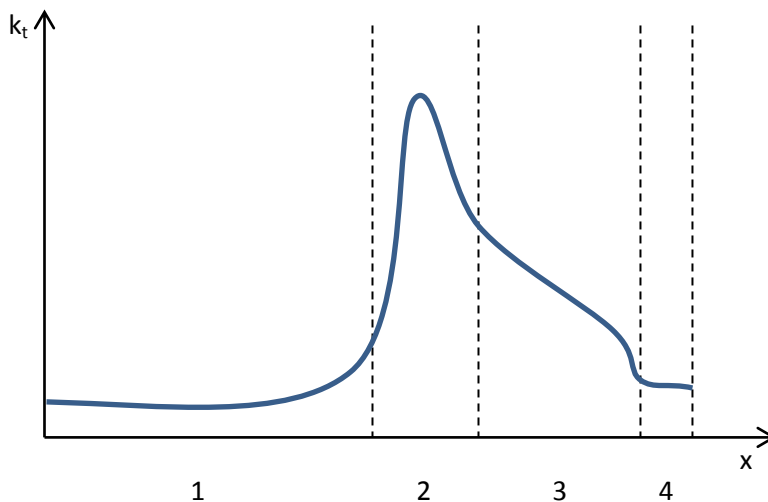


Figure 16: Représentation schématique de l'évolution du coefficient de transfert de chaleur dans un écoulement en cavité

Il semble que le transfert de masse dans des cavités ait été moins étudié que le transfert de chaleur et qu'une corrélation similaire à celle de McAdam dans le cas d'écoulements au-dessus d'une cavité ne soit

pas établie. Différentes tendances ont cependant été mises en évidence. Shehata *et al.* (Shehata, Yang, West, & Modi, 1998) mettent en évidence que les échanges de matière augmentent lorsque le rapport de forme de la cavité ou le nombre de Reynolds calculé à partir de la vitesse de l'écoulement développé augmente (figure 17)

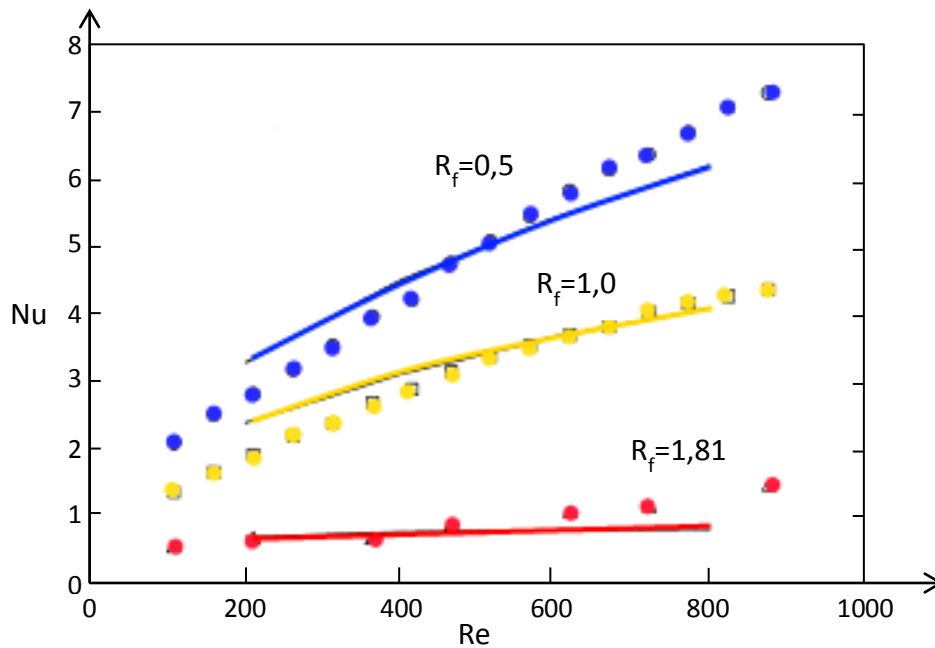


Figure 17: Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds calculé en fonction de la hauteur de marche. Extrait de Shehata *et al.*

4.2.4. Flux de matière de Stephan

Plusieurs publications rapportent une condition sur la vitesse verticale des vapeurs s'évaporant concernant le calcul du coefficient de transfert de matière. Celle-ci doit être suffisamment faible pour ne pas perturber l'écoulement au-dessus de la nappe. Dans le cas contraire le coefficient de transfert de masse doit être ajusté à l'aide d'un coefficient fonction de la pression de vapeur saturante. Ceci se traduit par une condition sur la valeur de la pression de vapeur saturante calculée à la température de la surface. Hanna est la première à fournir une expression du paramètre correctif (Hanna, 1962) :

Équation 94: Modification de l'expression du coefficient de transfert de masse en fonction de la pression de vapeur saturante du produit étudié

$$k_{\rho_{var}} = -\frac{P_{atmo}}{P_{vs}} \ln\left(1 - \frac{P_{vs}}{P_{atmo}}\right) k_m$$

Deux types de caractérisation de la valeur limite de la pression de vapeur saturante par rapport à celle de la pression ambiante sont disponibles.

- Brighton *et al.* considèrent que le rapport entre la vitesse verticale des vapeurs et la vitesse horizontale à la surface de la nappe de l'écoulement doit être inférieure à 0,01%.
- Bird (Bird & Stewart, 2002) mettent en évidence que l'expression du coefficient de transfert de masse n'est pas nécessaire tant que la pression de vapeur saturante ne dépasse pas 25kPa.

4.3. Synthèse

Il apparait que le phénomène d'évaporation a principalement été décrit lorsque les nappes de liquide sont balayées par des écoulements de couche limite. Plusieurs types de modèles sont disponibles, estimant le débit d'évaporation suivant différentes méthodes :

- Résolutions des équations de Navier Stockes (Sutton O. , 1934) (Brighton, 1985)
- Réalisation de corrélations semi empiriques (Mackay & Matsugu, Evaportaion rate of liquid hydrocarbon spills o land and water, 1973) (Raj & Morris, 1990)
- Emploi des analogies entre transfert de masse et transfert de chaleur dans le cadre d'écoulements de couche limite (McAdam, 1942).

Le phénomène d'évaporation semble moins étudié lorsqu'une hauteur de marche non nulle est présente entre la surface du liquide et le bassin dans lequel il est contenu et qu'un écoulement de cavité prend place au-dessus de l'interface. Shehata *et al.* (Shehata, Yang, West, & Modi, 1998) fournissent des tendances qui sont fortement fonction de la hauteur de marche et du nombre de Reynold calculé par rapport à celle-ci.

Tableau 7: Corrélations semi empiriques

Auteur	Corrélation
--------	-------------

Sutton (Sutton O. , 1934)	$\Phi_m = 0.0277 c_{sat} Re_1^{-\frac{2}{9}} z_1^{\frac{1}{9}} u_1 L^{-\frac{1}{9}}$
Brighton (Brighton, 1985)	$\Phi_m = 0.0262 \sigma^{-\frac{8}{9}} c_{sat} Re_1^{-\frac{2}{9}} z_1^{\frac{1}{9}} u_1 L^{-\frac{1}{9}}$
Braun et Caplan (Braun & Caplan, 1989)	$\Phi_m = 0.000237 \times M_p \times 10^{-3} \times (29.53 \times 10^{-5} \times P_{vs}) \times \left(\frac{u_v}{0.00508}\right)^{0.625}$
Hummel et Braun (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996)	$\Phi_m = 8.79 \times 10^{-4} \times M_p^{0.833} \times P_{vs} \times 10^{-5} \times \frac{\left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_{air}}\right)^{0.25}}{T^{0.05}} \times \left(\frac{u_v}{l \times P}\right)^{\frac{1}{2}}$
Mackay et Matsugu (Mackay & Matsugu, 1973)	$\Phi_m = 0.004795 \times u_v^{0.78} \times l^{-0.11} \times Sc^{-0.67} \times c_{sat}$
Chaineaux (Chaineaux, et al., 2006)	$\Phi_m = \frac{22.01 \times 10^{-3} \times M_p^{0.4} \times u_v \times P_{vs}}{P}$
Raj et Morris (Raj & Morris, 1990)	$\Phi_m = \frac{0.037 \times (Re^{0.8} - 15500) \times Sc^{\frac{1}{3}} \times D}{l} \times c_{sat}$
Gilliland et Sherwood (Gilliland & Sherwood, 1934)	$\Phi_m = 0.023 \frac{Re^{0.8} Sc^{0.44} D}{l} c_{sat}$
McAdam (McAdam, 1942)	$\Phi_m = \frac{0.0229 Sc^{0.3} Re^{0.8} D}{l} c_{sat}$
Geankoplis (Geankoplis, 1993)	<p>Re < 15000</p> $\Phi_m = 0.664 \times Re^{-0.5} \times Sc^{-\frac{2}{3}} u c_{sat}$ <p>Re > 15000</p> $\Phi_m = 0.036 \times Re^{-0.2} \times Sc^{-\frac{2}{3}} u c_{sat}$

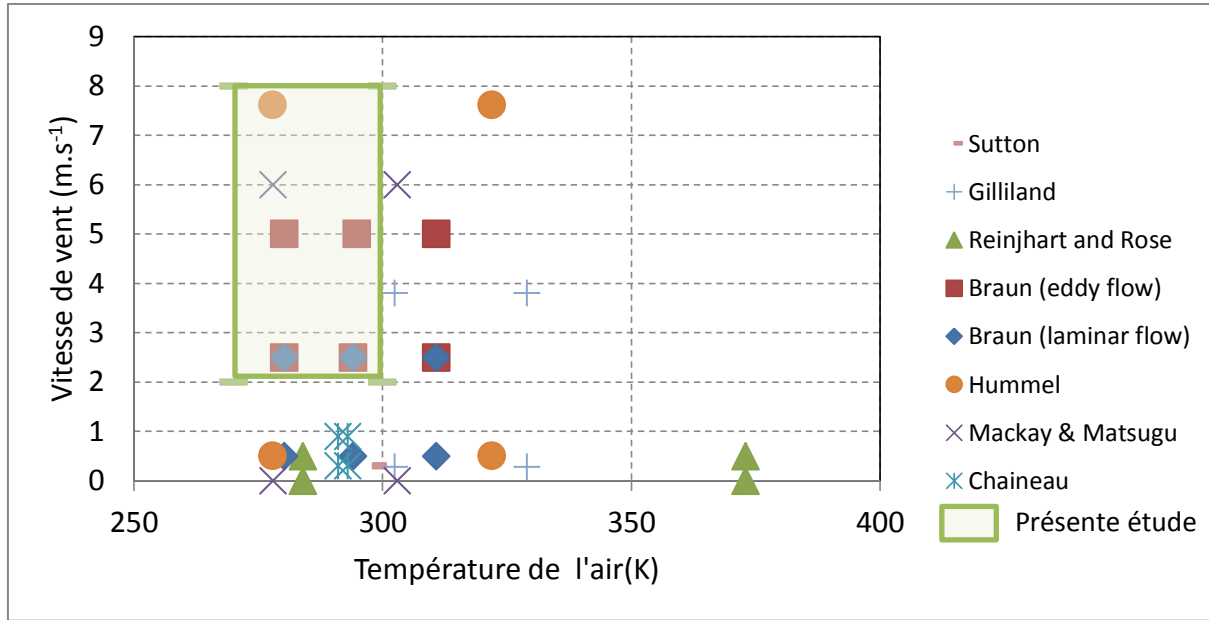


Figure 18: Domaine de validité des corrélations.

Les informations contenues dans ce graphe sont celles extraites des différentes publications. Il est rare que les auteurs définissent exactement la position de prise de vitesse de vent ou de température.

5. Conclusions du chapitre

La destruction d'un stockage de liquide amène à former des nappes de produit dont l'épaisseur et la longueur dépendent de la topologie du terrain et de la taille du bassin de rétention dans lequel le stockage se vide. A partir du moment où le liquide commence à s'échapper du réservoir dans lequel il était confiné et jusqu'à l'instant où la cuvette de rétention est sèche, le processus d'évaporation a lieu.

Ce phénomène est caractérisé par le transfert de masse et de chaleur entre les phases liquides et gazeuses du produit. Deux équations bilan couplées, l'une thermique et l'autre massique décrivent le phénomène.

Équation 95: Equation bilan thermique.

$$m \frac{d(Cp \times T)}{dt} = A \times (J_{conv} + J_{solaire} + J_{rad} + J_{sol} + J_{evap})$$

Équation 96: Equation bilan de masse.

$$\frac{dm}{dt} = A \times k_m \times (\rho_{1_{sat}}(T_L) - \rho_{1_{\infty}}(T_{air}))$$

Chapitre I : Bibliographie

La première équation définit la variation d'enthalpie du système étudié – nappe ou interface selon l'échelle à laquelle l'étude se place – en fonction de la somme de flux énergétiques reçus et émis. La seconde équation représente le débit d'évaporation. Ce débit est mis sous la forme du produit de la surface de la nappe par la différence de concentration et d'un coefficient de transfert de masse (k_m). Ce coefficient a fait l'objet de nombreuses études depuis le début du 20^e siècle et cette partie de ce chapitre consiste à décrire les différents travaux qui lui ont été consacrés.

Cette étude bibliographique a décrit les différents travaux ayant été réalisés dans le but de déterminer le débit d'évaporation. Il est apparu que selon l'épaisseur de la nappe et la hauteur du bac de rétention, deux types d'écoulements peuvent avoir lieu : de couche limite ou bien de cavité. Chacun d'entre eux affiche des profils de vitesse qui leur sont propres. Il apparaît cependant que toutes les corrélations ont été établies dans le cadre d'un écoulement de couche limite. Deux types de corrélation ont été développés et présentent chacune des avantages et inconvénients.

- Les corrélations globales sont moyennées sur la surface du liquide. Elles sont fonction d'une vitesse de vent à une certaine hauteur, généralement 10 mètres qui est censée être extrapolée à la surface par une loi de type puissance. Ces corrélations ne prévoient pas l'enrichissement progressif de l'air au-dessus de la nappe par contre le calcul du débit d'évaporation est aisé et rapide.
- Les corrélations locales sont plus précises que les précédentes dans la mesure où elles permettent une estimation du débit d'évaporation en un point donné. Par contre les variables qu'elles emploient sont des paramètres délicats à déterminer sur un site industriel.

Toutes les corrélations présentées dans ce chapitre ont été déterminées à l'aide de liquides dont la température de surface est maintenue constante. Or celle-ci est à l'origine des conditions aux limites du système d'équations en définissant la concentration de vapeur saturante.

De ce fait, ce travail s'intéresse à plusieurs questions liées

- à la répartition de la température dans la nappe de liquide et sur sa surface : la température est-elle uniforme dans la nappe ? Quelle est sa distribution à son interface ?
- aux écarts induits sur les résultats des deux équations bilan de masse et de chaleur selon la température employée : quel est l'écart de température induit en déterminant la température du liquide à un instant ultérieur en employant la température moyenne de la surface plutôt que la température mesurée au sein du liquide ?

Chapitre I : Bibliographie

- à l'évolution du phénomène d'évaporation lorsque l'écoulement au-dessus d'un bac et similaire à celui sur une plaque plane et se transforme en écoulement en cavité : quelle est l'évolution du coefficient de transfert moyen ?

Bibliographie

- Abe, K., Kondoh, T., & Nagano, Y. (1994). A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows - II. Thermal field calculations. *International Journal of Heat Transfer*, 38, pp. 1467-1481.
- Arnold, J. (1930, October). Studies in diffusion. *Industrial and Engineering Chemistry*, 22.
- Astier, S. (2008). Conversion photovoltaïque : du rayonnement solaire à la cellule. *Techniques de l'ingénieur - optique photonique*.
- Bakkum, E., & Duijim, N. (2005). Vapour Cloud dispersion. Dans TNO, *Methods for the calculation of physical effects* (p. 870).
- Bedeaux, D., Hermans, L. J., & Ytrehus, T. (1990). Slow evaporation and condensation. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 169(2).
- Bejan, A. (1994). *Convection heat transfer - Second Edition*. New York.
- Berg, J. (1966). Evaporative convection. Dans T. B. Drew, *Advances in chemical engineering - Volume 6* (pp. 61-123).
- Bird, R., & Stewart, W. L. (2002). *Transport Phenomena*. John Wiley & Sons.
- Bonnier, G., & Devin, E. (1997, 12 10). Couples thermocouples - Caractéristiques et mesures de température. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Physiques*, p. 22 p.
- Braun, K., & Caplan, K. (1989). *Evaporation rate of volatile liquids*. Washington: US environmental protection Agency.
- Brighton, P. W. (1985). Evaporation from a plane liquid surface into a turbulent boundary layer. *Journal of Fluids Mechanics*.
- Brutsaert, W. (1982). *Evaporation into the atmosphere*. Kluwer Academic Publishers.
- Cabanne, F. (1996, 07 10). Température de surface - mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur - mesures physiques*, p. 17 p.
- Cavanaugh II, T. S. (1993, November). Simulation of vapor emission from liquid spills. *Journal of Hazardous Materials*, 38, pp. 41-63.
- Chaîneaux, J., Jamois, D., Bonnet, P., Laurent, M., Degaude, D., Menier, P., et al. (2006). *Etude du débit d'évaporation et de la concentration atmosphérique d'un composé organique volatil*. INERIS.
- Chaîneaux, J., Janes, A., Sallé, B., & Petit, J. M. (2009). Condition de formation d'une atmosphère explosive lors de la mise en oeuvre d'un liquide inflammable. *Hygiène et Sécurité du Travail*(216).
- Chandrasekhar, S. (1961). *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. New York: Dover Publication.

Chapitre I : Bibliographie

- Chapman, S. (1911, November). The kinetic theory of a gas constituted of spherically symmetrical molecules. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 211, pp. 433-483.
- Charron, J. (2003, 12 10). Mesures sans contact - Généralités. *Techniques de l'ingénieur - Mesures mécaniques et dimensionnelles*, p. 16p.
- Chen, N., & Othmer, D. (1962, January). New Generalized Equation for Gas Diffusion Coefficient. *Journal of Chemical and Engineering Data*, 7, pp. 37-41.
- Churchill, S. (1976). A comprehensive correlating equation for forced convection from flat plates. *AIChE Journal*, 22(2), 264-268.
- Colburn, A. (1964). A method of correlating forced convection heat-transfer data and a comparison with fluid friction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7(12), pp. 1359-1384.
- Danckwerts, P. (1951). Significance of liquid film coefficient in gas absorption. *Industrial and Engineering Chemistry*, 43(1460).
- Design Institute for Physical Properties. (2011). *DIPPR Project 801 - Full Version*. Design Institute for Physical Property Research/AIChE.
- Driver, D., Seegmiller, H., & Marvin, J. (1987). Time dependent behaviour of a reattaching shear layer. *AIAA Journal*(25), pp. 914-919.
- Dupriez, F., & Flodrops, J. (2000, Mars 10). Mesures locales de vitesse dans un fluide. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 28 p.
- Eaton, J., & Johnson, J. (1981). A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA Journal*, 19, pp. 1093-1100.
- Fick. (1855). On Liquid Diffusion. *Philosophical Magazine*, 10, pp. 30-39.
- Fuller, E., Schettler, P., & Giddings, J. (1966, May). A new method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients. *Industrial and Engineering Chemistry*, 58, pp. 19-27.
- Geankoplis, C. (1993). *Transport Properties and Unit Operations*. Prentice Hall International, Inc.
- Gesrten, K., & Herwig, H. (1992). *Strömungsmechanik. Grundlagen der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht*. Wiesbaden: Vieweg, Braunschweig.
- Gilliland. (1934, June). Diffusion coefficient in gaseous systems. *Industrial and engineering system*, 26, pp. 681-685.
- Gilliland, E., & Sherwood, T. (1934, May). Diffusion of Vapors into Air Streams. *Industrial and Engineering Chemistry*, 26, pp. 516-523.

Chapitre I : Bibliographie

- Globe, S., & Dropkin, D. (1959). Natural convection heat transfer in liquids confined by two horizontal plates and heated from below. *Journal of Heat Transfer*, 81, pp. 24-28.
- Goupy, J. (2000, Septembre 10). Modélisation par les plans d'expérience. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Analyses*, p. 23 pp.
- Greenspan, D. (1968). *Numerical solution of a class of nonsteady cavity flow problems*.
- Gross, J. H. (1960). A review of laminar boundary layer characteristics. *Internationnal Journal of Heat and mass Transfer*, 3, pp. 198-221.
- Hanna, O. (1962). Isothermal diffusion with variable density. *AIChE Journal*, 8, pp. 278-279.
- Hervé, P. (2005, 09 10). Mesure de l'émissivité thermique. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 13 p.
- Higbie, R. (1936). The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure. *Transactions of the American Institute of Chemical Engeeniers*, 31, pp. 365 - .
- Hinchley, J., & Himus, G. W. (1924). Evaporation in current of air. *Chemical Engineering Research and Design*, 02(a), 57-64.
- Hine. (1924). The Rate of Evaporation of Liquids in a Current of Air. *Physical Review*, 24(1), 79-81.
- Hirschfelder, J., Bird, R., & Spotz, E. (1949, Febuary). The transport properties of gases and gaseous mixtures II. *Chemical reviews*, 44, pp. 205-231.
- Huang, C. (1997). Pasquill's influence: On the evaporation from various Liquids into the atmosphere. *American Meterological society*.
- Huetz-Aubert, M., Klarsfeld, S., & De Dianou, P. (1995). Rayonnement thermique des matériaux semi-transparents. *Techniques de l'ingénieur*.
- Huetz-Aubert, M., Klarsfeld, S., & De Dianous, P. (1995, 05 10). Rayonnement thermique des matériaux semi transparents. *Techniques de l'ingénieur - Génie énergétique*, p. 38 p.
- Hummel, A. A., Braun, K. O., & Fehrenbacher, c. (1996). Evaporation of a liquid in a flowing air stream. *American Industrial Hygiene Association Journal*(57).
- Incropera, F., & De Witt, D. (1985). *Introduction to heat transfert*.
- Jacques, J. (2005). *Thèse de doctorat - Contribution à l'analyse de sensibilité et à l'analyse discriminante généralisée*.
- Jeffrey, H. (1918). Some problems of evaporation. *Philosophical magazine series 6*, 35(207).
- Kader. (1981). Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and mass Transfer*, 24, pp. 1541-1544.

Chapitre I : Bibliographie

- Kawaguti, M. (1961). Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations for the Flow in a Two-Dimensional Cavity. *Journal of the Physical Society of Japan*, 16, pp. 2307-2315.
- Kawamura, P., & Mackay, D. (1987). The evaporation of volatile liquids. *Journal of Hazardous Materials*, 15(3).
- Koschmieder, E., & Pallas, S. (1974). Heat transfer through a shallow, horizontal convecting fluid layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*.
- Kunsch, J. (1998). Two-layer integral model for calculating the evaporation rate from a liquid surface. *Journal of hazardous materials*, 59.
- Lallemand, A. (s.d.). Ecoulement des fluides - Dynamique des fluides réels. *Techniques de l'ingénieur*.
- Launder, B. (1988). On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows. *journal of heat transfer*, 110, pp. 1112-1128.
- Lecysyn, N. (2008). *Etude et modélisation d'un rejet lors de la perte totale de confinement d'un réservoir de produit liquide*.
- Lees, F. (2005). *Loss Prevention in the process industries, 3rd edition*. Butterworth and Heinemann.
- Leonelli, P., Stramigioli, C., & Spadoni, G. (1994). The modelling of pool vaporisation. *Journal of loss prevention in the process industries*.
- Lukashov, V. V. (2003). On the determination of the surface temperature of an evaporating liquid. *Theoretical foundations of chemical engineering*, 37(4), pp. 325-329.
- Mackay, & Matsugu. (1973). Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills on land and water. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51, pp. 434-439.
- Mackay, & Matsugu. (1973). Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills on land and water. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51, pp. 434-439.
- Marrero, T., & Mason, E. (1972). Gaseous Diffusion Coefficients. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1, pp. 3-118.
- Maxwell. (1867). On the dynamical theory of gases. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 157, pp. 49-88.
- Maxwell, J. (1873). On the Loschmidt's experiments on diffusion in relation to the kinetic theory of gases. *Nature*, 8.
- McAdam, W. (1942). *Heat transmission (2nd edition)*. New York.
- Millar. (1937). Evaporation from free water surfaces. *Canadian Meteorological Memoirs*, 1(2), 43-65.

Chapitre I : Bibliographie

- Ministère de l'industrie et de l'aménagement du territoire. (1989, Décembre 7). Journal officiel. *Circulaire du 09/11/89 relative aux ICPE.*
- Okhotsimskii, A., & Hozawa, M. (1998). Schlieren visualization of natural convection in binary gas-liquid systems. *Chemical Engineering Science*, 53(14), pp. 2547-2575.
- Pajani, D. (2001, 09 10). Thermographie - Principes de mesure. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 16 p.
- Parmentier, Y., & Kratz, F. (2009, 09 10). Capteurs - Principes de constitution. *Techniques de l'ingénieur - Instrumentation et méthodes de mesure.*, p. 15 p.
- Pasquill, F. (1942). Evaporation from a plane, free liquid surface into a turbulent air stream. *Proceedings of Royal society.*
- Pasquill, F. (1974). *Atmospheric diffusion*. New York: John Wiley and Sons.
- Pearson, J. (1958). On convection cells induced by surface tension. *Journal of Fluid Mechanics*, 4, 489-500.
- Poling, B., Prausnitz, J., & O'Connell, J. (2001). *Gases and Liquids*. New - York: McGraw-Hill.
- Raj, P., & Morris, J. (1990, 01). Computerized spill hazard evaluation models . *Journal of Hazardous Materials*, pp. 77-92.
- Rakib, M., Stambouli, M., & Buch, A. (2008). Transfert de matière - Cinétique du transfert de matière entre deux phases. *Techniques de l'ingénieur - Opérations unitaires. Génie de la réaction chimique.*
- Rayleigh, L. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid where the higher temperature is on the under side. *Philosophical Magazine*, 32, 529-546.
- Reijnhart, R., & Rose, R. (1979). Vapour cloud dispersion and the evaporation in atmospheric wind fields - II. Wind tunnel experiments. *Atmospheric environment*, 14, pp. 759-762.
- Reijnhart, R., Pieppers, L., & Toneman, L. (1979). Vapour cloud dispersion and the evaporation in atmospheric wind fields - I. Theoretical Model. *Atmospheric environmet*, 14, pp. 751-758.
- Rogez, J., & Le Coze, J. (2010, 03 10). Mesure des températures - Chaîne de mesure. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 19 p.
- Saltelli, A., Tarantola, S., Campolongo, F., & Ratto, M. (2004). *Sensitivity Analysis in Practice : A guide to assessing scientific models*. John Wiley & Sons Ltd.
- Schlichting, H. (1963). *Boundary Layer theory*.
- Schlichting, H. (2000). *Boundary Layer theory, 8th Edition*. Springer.

Chapitre I : Bibliographie

- Schlüter, A., Lortz, D., & Busse, F. (1965). On the stability of steady finite amplitude convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 23, 129-144.
- Schon, J., Charnay, G., & Comte-Bellot, G. (1994, Avril 10). Anémomètres à fil ou film chaud. *Techniques de l'ingénieur - Mesures : Généralités*, p. 8 p.
- Schon, J., Fournel, T., & Fournier, C. (2007, Septembre 10). Mesures de caractéristiques d'écoulement par imagerie numérique. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Physiques*, p. 19 p.
- Selak, R., & Lebon, G. (1996, May). Rayleigh Marangoni thermoconvective instability with non-Boussinecc corrections. *Internationnal Journal of Heat and Mass Transfert*.
- Sharma, R., & Rahman, S. (2002). A simple model for turbulent boundary layer mass transfer on flat plate in parallel flow. *Chemical Engineering*, 85, pp. 35-39.
- Shehata, A., Yang, J., West, A., & Modi, V. (1998). Effect of an unsteady external flow on mass transfer to cavities. *Internationnal Jopurnal of heat and Mass Transfer*, 42, pp. 673-683.
- Shishov, E., Roganov, P., Grabarniki, S., & Zabolotsky, V. (1987). Heat transfer in the recirculating region formed by a backward facing step. *Internationnal of Journal of Heat and Mass Transfer*, 31, pp. 1552-1567.
- Sinha, S., Gupta, A., & Oberai. (1982). Laminar separating Flow over backsteps and cavities. Part II: Cavities. *AIAA Journal*, 20(3), pp. 370-375.
- Sparrow, E., Goldstein, R., & Jonsson, V. (1964). Thermal instability in a horizontal fluid layer: effect of boundary conditions and non-linear temperature profile. *Journal of Fluid Mechanics*, 18, 513-528.
- Sun, Z. F., & Yu, K. (2006, March). Rayleigh-Benard-Marangoni cellular convection. Expression for heat and mass transfert. *Institution of Chemical Engineers*.
- Sutherland, W. (1893). The viscosity of gases and molecular force. *Philosophical Magazine*, 36, pp. 507-531.
- Sutton. (1932). A Theory of Eddy Diffusion in the Atmosphere. *Proceedings of the royal society*, 135.
- Sutton, O. (1934). A theory of eddy diffusion in the atmosphere. Londres.
- Sutton, O. (1934). Wind structure and evaporation in a turbulent atmosphere.
- TCSA. (2007). Traité de thermométrie par thermocouple et résistance version 6.0.
- Thureau, P. (1996, 10 10). Fluxmètres thermiques. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 9 p.
- TNO. (2005). *Methods for the calculation of physical effects*.
- Toor, H. M. (1957). Film penetration model for mass and heat transfert. *AIChE Journal*, 4(1).

Chapitre I : Bibliographie

- Van den Bosch, C. (2005). Pool Evaporation. Dans T. N. Research, *Method for the calculation of physical effects (yellow book)* (pp. 202-329).
- Vogel, J., & Eaton, J. (1985). Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward facing step. *Journal of Heat Transfer*, 107, pp. 922-929.
- Wade. (1942). Evaporation of liquids in currents of air. *Chemical Engineering Research and Design*, 20(a), 1-13.
- Whitman, W. (1923). The two film theory of absorption. *Chemical and Met Engineering Journal*, 29(147).
- Zdanski, P., Ortega, M., & Fico, N. G. (2006). On the flow over cavities of large aspect ratio: A physical analysis. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 33, pp. 458-466.
- Zdanski, P., Ortega, M., & Fico, N. J. (2003). Numerical study of the flow over shallow cavities. *Computer and Fluids*, 32, pp. 953-974.
- Zdanski, P., Ortega, M., & Fico, N. J. (2005). Heat transfer studies in the flow over shallow cavities. *Journal of heat transfer*, 127, pp. 699-712.

II. MATÉRIELS ET MÉTHODES

L'étude bibliographique présente le phénomène d'évaporation comme étant à l'intersection de trois domaines scientifiques :

- des transferts thermiques entre le liquide et son environnement,
- un transfert de matière au niveau de la surface,
- une hydrodynamique particulière au-dessus de la surface de la nappe.

Au vu des travaux réalisés et rapportés dans la bibliographie, plusieurs points d'intérêt ont été dégagés et semblent intéressants à étudier :

- la différence de température entre la surface du liquide et son environnement,
- la distribution de la température de la surface du liquide,
- les conditions hydrodynamiques au-dessus de la nappe de liquide.

Cette partie décrit les matériels et les méthodes employés lors de ce travail pour étudier chacun des points précédents. Dans un premier temps, la démarche expérimentale globale est présentée. Cette section présente les différents pilotes expérimentaux réalisés et les conditions initiales choisies. Les caractéristiques physiques (viscosité, tension de surface etc...) des liquides employés sont présentées également dans cette partie.

La seconde partie présente le plan d'expérience réalisé afin d'étudier paramétriquement le phénomène d'évaporation.

Les deux dernières parties présentent respectivement les différents capteurs choisis.

Table des matières du chapitre II

II. MATERIELS ET METHODES	88
INTRODUCTION	88
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE II	89
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE II	90
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE II	91
1. DEMARCHE EXPERIMENTALE ETABLIE	92
1.1. PRESENTATION DES PILOTES	93
1.1.1. Pilotes de faible volume	93
1.1.2. Pilote de volume important	94
1.2. CHOIX DU LIQUIDE VOLATIL MODELE	94
2. PLAN D'EXPERIENCES	98
2.1. CONSTRUCTION DU PLAN D'EXPERIENCES DE L'ETUDE	99
3. METROLOGIE MISE EN PLACE	102
3.1 TRANSFERT THERMIQUE AUTOUR DU LIQUIDE.	102
3.1.1. Mesure des températures	104
3.1.1.1. Mesure ponctuelle : thermocouples	104
3.1.1.2. Mesure surfacique de la température de la nappe	107
3.1.2. Mesures de flux	112
3.2. METROLOGIE DU TRANSFERT DE MATIERE	113
3.2.1. Mesure de niveau	114
3.2.2. Mesures de masses	115
3.3. PROFILS DE VENT	115
3.3.1. Galerie à vent	116
3.3.2. Tube de Pitot	116
3.3.3. Anémométrie à Fil Chaud	119
3.3.4. Particle Image Velocimetry	119
4. METHODES DE TRAITEMENT DES DONNEES	121
4.1. DEBRUITAGE DES SIGNAUX 1D	121
4.2. TRAITEMENT DES IMAGES	122
4.2.1. Correction de la déformation induite par l'objectif	122
4.2.2. Fonctions employées pour extraire la température des images enregistrées à l'aide de la caméra thermique	126
5. PROTOCOLES EXPERIMENTAUX DES ESSAIS EN INTERIEUR	127
5.1. ESSAIS REALISES AVEC LES PILOTES DE FAIBLE VOLUME	128
5.2. ESSAIS REALISES AVEC LE PILOTER DE FORTE CAPACITE	129
6. CONCLUSIONS DU CHAPITRE	131
BIBLIOGRAPHIE	134

Table des illustrations du chapitre II

Figure 19: Démarche expérimentale	93
Figure 20: Représentation des flux thermiques	103
Figure 21: Schématisation d'un thermocouple	104
Figure 22: Thermocouple.	105
Figure 23: Peigne de thermocouple de 70 cm de haut.	105
Figure 24: Position de la caméra par rapport au pilote expérimental	108
Figure 25: Températures enregistrées pour déterminer l'émissivité de l'acétone	109
Figure 26: Bac d'acétone à 5 minutes.	110
Figure 27: Schématisation de l'essai permettant de déterminer l'épaisseur d'acétone influençant la température calculée par la caméra	111
Figure 28: Pilote expérimental avant l'introduction du liquide	111
Figure 29 : 1 minute après la fin du déversement du liquide	112
Figure 30 : 27 minutes et 20 secondes après le déversement du liquide. La bande d'aluminium apparaît sous le liquide	112
Figure 31: Représentation simplifiée d'un fluxmètre à gradient.	113
Figure 32: Capteur de niveau Siemens M18	115
Figure 33: Galerie à vent	116
Figure 34: Schématisation du tube de Pitot	118
Figure 35: Vitesse d'écoulement et fil chaud	119
Figure 36: Schématisation de l'essai	120
Figure 37: Détermination de la position de la nappe laser	120
Figure 38: Impulsion à très basse intensité	121
Figure 39: Déformation de l'image suivant due à l'angle de la caméra	123
Figure 40: Déformation de l'image dans la direction verticale	123
Figure 41: Déformation de l'image dans la direction horizontale	124
Figure 42: Déformation horizontale induite par l'objectif	125
Figure 43: Carte des coefficients par lesquels multiplier la valeur des abscisses.	125
Figure 44: Image de la nappe de liquide avant et après traitement	126
Figure 45: Choix de l'instant initial des essais.	128
Figure 46: Installation des pilotes employés pour l'étude paramétrique.	129
Figure 47: Fût d'acétone tronqué.	130
Figure 48: Durant l'essai.	131

Table des équations du chapitre II

Équation 97 : Equation générale de la diffusivité d'après Fuller (Fuller, Schettler, & Giddings, 1966).	95
Équation 98 : Equation de la diffusivité de l'acétone	95
Équation 99: Pression de vapeur saturante de l'acétone	96
Équation 100: Densité liquide de l'acétone	96
Équation 101 : Masse volumique du mélange air / vapeurs de l'acétone	96
Équation 102: Viscosité dynamique de l'acétone	96
Équation 103: Chaleur spécifique liquide de l'acétone	97
Équation 104: Enthalpie de vaporisation de l'acétone	97
Équation 105: Générateur d'aliases	99
Équation 106: Décomposition de l'expression des interactions.	100
Équation 107: Produit des termes de seuils du 5 ^{ème} paramètre avec l'équation 106	100
Équation 108: Générateur d'aliases.	100
Équation 109: Produit entre les termes de seuil du 1 ^{er} paramètre avec le générateur d'aliases.	100
Équation 110: Application de la seconde propriété.	100
Équation 111: Contrastes des différents paramètres	101
Équation 112: Equations de flux thermiques	103
Équation 113 : Vitesse d'écoulement déduite par le tube de Pitot	118
Équation 114: Retard de la mesure manométrique	118
Équation 115: Déformation verticale induite par l'angle d'observation	123
Équation 116 : Extrapolation de la température dans les zones dilatées	126

1. Démarche expérimentale établie

La figure 15 présente l'ensemble des essais réalisés dans le cadre de ce travail. Ceux-ci sont regroupés par taille de surface évaporante et par type d'essai :

- Essai d'évaporation en conditions réelles c'est-à-dire en extérieur (surface évaporante comprise entre 1m^2 et 4m^2),
- Essais couplant évaporation avec infiltration (surface évaporante de $0,2\text{m}^2$),
- Essais liés à l'étude de l'hydrodynamique de la surface évaporante (surface évaporante de $0,2\text{m}^2$),
- Essais liés à l'étude de la convection naturelle au sein du liquide (surface évaporante de $0,2\text{m}^2$).

Etant donné que la problématique traite de cuvettes de sites industriels, des nappes de 4m^2 semblaient être une taille minimale à étudier. Cependant, ces nappes étant trop grandes pour être réalisées sur le terrain d'essais proche du laboratoire, les contraintes climatiques et de disponibilité de terrain ont amené à considérer des nappes de tailles plus petites (1m^2) toujours à l'extérieur mais dans l'enceinte du laboratoire. Les principaux résultats de ces essais concernent l'impact de l'énergie initiale contenue dans le sol sur le débit d'évaporation. Ceci a conduit à la réalisation de nouveaux pilotes expérimentaux mettant en œuvre différents types de sols :

- Béton
- Bitume
- Sable compacté

Les essais réalisés affichaient deux objectifs différents :

- Déterminer la différence de cinétique d'évaporation selon le type de sol sur lequel le liquide est versé.
- Déterminer les conséquences sur le débit d'évaporation de l'infiltration de liquide dans le sol.

De plus il a été proposé d'effectuer d'autres essais dans une galerie à vent dans laquelle le profil de vitesse de vent est connu et peut être mesuré avec précision. Pour ces essais, les pilotes sont exclusivement en béton du fait de son imperméabilité mais les conditions initiales sont modifiées afin de faire varier l'énergie initiale du sol. Nous parlerons d'essai « à faible volume ».

Enfin, dans le but d'étudier l'influence de la hauteur de liquide sur l'évaporation, un essai mettant en œuvre 170 litres de liquide sur 70 cm de hauteur a été mis en œuvre. Nous parlerons d'essai « à volume important ».

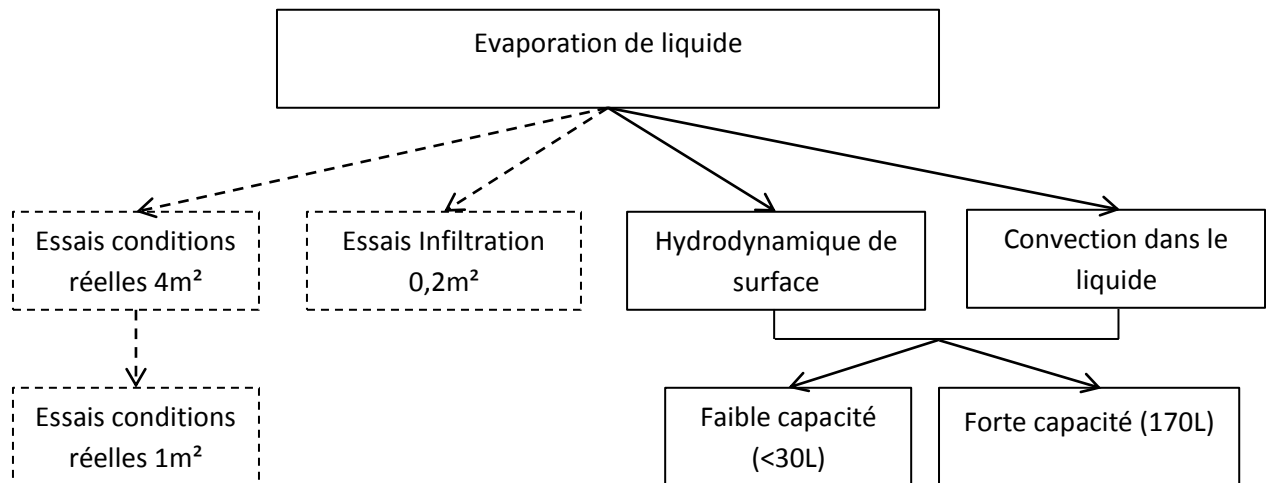


Figure 19: Démarche expérimentale

Les essais présentés dans ce mémoire concernent les études liées à l'hydrodynamique de surface et de convection dans le liquide.

1.1. Présentation des pilotes

Deux types de pilotes sont employés pour étudier l'hydrodynamique locale au-dessus de la nappe de liquide. La grande majorité des essais est réalisée à l'aide des pilotes de faible volume et certaines propriétés sont mises en évidence par des essais réalisés sur les pilotes de volume important.

1.1.1. Pilotes de faible volume

L'objectif de ce travail étant d'étudier l'évaporation de liquides, les pilotes expérimentaux doivent répondre à certaines contraintes. Ceux-ci doivent être imperméables pour deux raisons :

- s'assurer que la variation de hauteur de liquide est purement due à l'évaporation et non en partie à l'infiltration du liquide dans le sol,
- pour une bonne représentativité des cuvettes de rétention dont le coefficient de perméabilité est fixé à 10^{-8} m.s^{-1} donc virtuellement étanches.

Le choix du béton comme matériau repose aussi sur la possibilité d'introduire des capteurs de température à l'intérieur du pilote. Ces mesures de température couplées à celles faites à sa surface permettent d'en déduire le flux thermique échangé entre le sol et le liquide.

La forme et le poids du pilote proposé sont soumis à plusieurs critères :

- un poids total n'excédant pas 25 kg
- idéalement, une forme rectangulaire ou carrée afin que la longueur de nappe balayée par le vent soit identique sur toute la largeur de la nappe.
- une surface maximale
- une épaisseur suffisante pour ne pas avoir d'effet de bord de la surface inférieure.

La largeur de la galerie à vent étant de 51 cm, la largeur des pilotes est fixée à 50 cm. L'épaisseur est déterminée en fonction de la longueur de pénétration de la chaleur présentée dans le chapitre précédent (équation 46) et est fixée à 5 cm. La longueur de la nappe est fixée à 50 cm pour respecter les contraintes de poids. Les parois servant à retenir le liquide sont réalisées en métal et fixés au support béton à l'aide d'une colle polyuréthane. Elles sont isolées thermiquement par de la laine de roche afin de limiter les effets thermiques de bord.

1.1.2. Pilote de volume important

Un essai mettant en œuvre une nappe de 70 cm d'épaisseur de liquide a été proposé. Cependant, au lieu de confectionner une cuve, un fût industriel de 200l est employé, tronqué à la hauteur souhaitée et isolé thermiquement du sol par des plaques de polystyrène Styrodur et sur les parois par la même laine de roche que dans le cas des pilotes de petit volume.

1.2. Choix du liquide volatil modèle

L'objectif de ce travail étant une étude des mécanismes et des incertitudes liés au phénomène d'évaporation, un seul produit a été testé intensivement sous plusieurs conditions de vent, de température initiale de sol et de liquide et d'épaisseur initiale de la nappe. Le liquide choisi est au carrefour de plusieurs contraintes liées à la durée maximale des essais (1 journée), à sa disponibilité, à sa représentativité sur site industriel et sa toxicité. A la vue de ces contraintes, l'acétone est un choix judicieux. Il s'agit d'un produit très volatil et il s'agit d'un solvant très employé dans l'industrie chimique. L'acétone employée est de l'acétone pur à 99,9%.

Les propriétés physico-chimiques de l'acétone sont connues et répertoriées dans la base de données DIPPR (Design Institute for Physical Properties, 2011) développée par l'American Institute of Chemical Engineers. Il s'agit d'une base de données relative aux corps purs. La partie bibliographique présente les propriétés physico chimique du liquide qui sont employées dans les deux équations bilan régissant l'évaporation :

- diffusivité des vapeurs dans l'air,
- pression de vapeur saturante,
- densité du liquide,
- densité du mélange vapeurs / air,
- viscosité cinématique du liquide,
- viscosité cinématique du mélange vapeurs / air,
- chaleur spécifique du liquide,
- enthalpie de vaporisation.

Toutes ces propriétés s'expriment en fonction de différentes températures de l'air, du liquide ou de sa surface. La température de l'air à proximité du liquide est prise égale à la température de surface de celui-ci.

DIFFUSIVITE DES VAPEURS DANS L'AIR

La diffusivité massique se détermine en fonction des masses molaire des constituants et des volumes molaires spécifiques :

Équation 97 : Equation générale de la diffusivité d'après Fuller (Fuller, Schettler, & Giddings, 1966).

$$D = \frac{10^{-7} T^{1.75} \sqrt{\frac{1}{M_{air}} + \frac{1}{M_{ac}}}}{P \left(V_{air}^{\frac{1}{3}} + V_{ac}^{\frac{1}{3}} \right)^2}$$

La méthode de calcul des volumes molaire est fournie par Fuller *et al.* (Fuller, Schettler, & Giddings, 1966) ce qui donne dans le cas de l'acétone :

Équation 98 : Equation de la diffusivité de l'acétone

$$D = \frac{10^{-7} T^{1.75} \sqrt{\frac{1}{28} + \frac{1}{58,08}}}{\left(17,64^{\frac{1}{3}} + 66,86^{\frac{1}{3}} \right)^2}$$

PRESSION DE VAPEUR SATURANTE :

La pression de vapeur saturante se calcule avec la température de surface de la nappe.

Équation 99: Pression de vapeur saturante de l'acétone

$$P_{vs} = \exp\left(69,006 - \frac{5599,6}{T} - 7,0985 \ln(T) + 6,22 \times 10^{-6} T^2\right)$$

MASSE VOLUMIQUE LIQUIDE

La masse volumique du liquide s'exprime à l'aide de la température du liquide à l'aide de la relation suivante :

Équation 100: Densité liquide de l'acétone

$$\rho_l = \frac{58,08 \times 1,2332}{0,25886^{1 + \left(1 - \frac{T_l}{508,2}\right)^{0,2913}}}$$

MASSE VOLUMIQUE DU MELANGE VAPEUR / AIR

Cette quantité s'exprime en fonction de la température de l'air qui est prise égale à la température de surface par continuité. Etant donné que la phase considérée est gazeuse, les masses volumiques de l'air et des vapeurs sont calculées à partir de l'équation des gaz parfaits. Cette hypothèse est acceptable étant donné que la pression maximale est la pression atmosphérique.

Équation 101 : Masse volumique du mélange air / vapeurs de l'acétone

$$\rho_{mel} = \frac{(1,013 \times 10^5 - P_{vs})M_{air} + P_{vs}M_{ac}}{RT_{surf}}$$

VISCOSITE DYNAMIQUE DU LIQUIDE

La viscosité du liquide s'exprime en fonction de la température du liquide.

Équation 102: Viscosité dynamique de l'acétone

$$\mu_l = \exp\left(14,918 + \frac{1023,4}{T} + 0,5961 \ln(T)\right)$$

VISCOSITE DYNAMIQUE DU MELANGE AIR / VAPEURS

Cette quantité est calculée à l'aide de la température de surface de la nappe. Etant donné qu'il s'agit d'un mélange air/vapeurs du liquide, la viscosité dynamique est pondérée par la pression partielle de chaque constituant.

$$\mu_l = \frac{\left((1,013 \times 10^5 - P_{vs}) \times 10^{-5} + P_{vs} \frac{3,1005 \times 10^{-8} T^{0,9762}}{1 + \frac{23,139}{T}} \right)}{1,013 \times 10^5}$$

CHALEUR SPECIFIQUE DU LIQUIDE :

Cette quantité est calculée à l'aide de la température du liquide.

Équation 103: Chaleur spécifique liquide de l'acétone

$$C_p = 135600 - 177T + 0,2837T^2 + 6,89 \times 10^{-4}T^3$$

ENTHALPIE DE VAPORISATION

Cette quantité est calculée à l'aide de la température de surface de la nappe.

Équation 104: Enthalpie de vaporisation de l'acétone

$$\Delta H_{vap} = 4,215 \times 10^7 \left(1 - \frac{T}{508,2} \right)^{0,3397}$$

Avec :

C_p	Chaleur spécifique liquide	$J.K^{-1}.kg^{-1}$
D	Diffusivité massique	$m^2.s^{-1}$
M_i	Masse molaire	$g.mol^{-1}$
P	Pression atmosphérique	atm
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	Pa
T	Température	K
V_i	Volume de diffusion	-
ΔH_{vap}	Enthalpie de vaporisation	$J.kg^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	Pa.s

Les différentes températures présentes dans les formules ne sont pas toutes prises dans la même phase. Dans le cas de la diffusivité et de la viscosité en phase gazeuse, la température de l'air sert à effectuer les calculs. Il s'agit de la température du liquide dans le cas de la chaleur spécifique en phase liquide et de l'enthalpie de vaporisation. De même, la pression de vapeur saturante est calculée à partir de la température du liquide.

2. Plan d'expériences

Plus de précisions sur le concept de plan d'expérience sont disponibles en annexe 1.

Comme présenté dans la partie bibliographique, le phénomène d'évaporation met en œuvre simultanément plusieurs phénomènes distincts :

- transfert de matière à la surface,
- hydrodynamique de l'air à la surface,
- transferts thermiques entre l'environnement et la nappe de liquide :
 - transfert dans le sol (conductif),
 - transfert entre l'environnement et le liquide (radiatif),
 - transfert entre l'environnement et le liquide (convectif),
- transferts thermiques à l'intérieur du liquide.

Le tableau 8 retrace les liens entre ces phénomènes et les paramètres dont il est possible d'obtenir la mesure.

Tableau 8: Description des paramètres influençant chaque phénomène.

<i>Phénomène</i>	<i>Influencé par...</i>	<i>Influence...</i>
Transfert de masse à la surface	<ul style="list-style-type: none"> • Température de la surface • Hydrodynamique à la surface de la nappe • Caractéristiques de l'air (Température, concentration en vapeurs) 	<ul style="list-style-type: none"> • Température à la surface • Concentration des vapeurs dans l'air
Hydrodynamique de surface	<ul style="list-style-type: none"> • Vitesse du vent • Viscosité du liquide 	<ul style="list-style-type: none"> • Transfert de masse • Température de surface
Transfert thermique entre le sol et le liquide	<ul style="list-style-type: none"> • Température initiale du sol • Propriétés physiques du sol • Température du liquide 	<ul style="list-style-type: none"> • Température du liquide • Propriétés physiques fonction de la température (densité du liquide, viscosité du liquide, diffusivité thermique)
Transferts radiatifs entre environnement et liquide	<ul style="list-style-type: none"> • Propriétés optiques du liquide et de l'air (transmissivité) • Température du liquide 	<ul style="list-style-type: none"> • Température du liquide • Température réfléchie
Transferts convectifs entre environnement et liquide	<ul style="list-style-type: none"> • Température de l'air et du liquide • Hydrodynamique de surface 	<ul style="list-style-type: none"> • Température du liquide

Certaines grandeurs sont caractéristiques d'un système donné (nature du liquide, du sol) alors que d'autres sont des variables. Les paramètres retenus dans le cadre de l'étude sont les variables influençant les différents flux thermiques qui régissent l'évaporation :

- température initiale du sol,
- vitesse du vent,
- température initiale du liquide,
- température de l'air,
- hauteur initiale de liquide.

2.1. Construction du plan d'expériences de l'étude

Les valeurs des paramètres d'entrée sont choisies dans le but d'être représentatives des conditions météorologiques qu'il est possible de trouver en France mais dépendent également de contraintes matérielles et de sécurité. Il a été choisi :

	$T_{liq} \text{ initiale}$	$T_{sol} \text{ initiale}$	Vitesse vent	$T_{air} \text{ initiale}$	Hauteur initiale
Numéro de paramètre	1	2	3	4	5
Seuil Haut	22 °C	60°C	5 m.s ⁻¹	25°C	10 cm
Seuil Bas	4°C	4°C	2m.s ⁻¹	15°C	2 cm

Tableau 9: Tableau des extremums des paramètres expérimentaux choisis

Lors de la réalisation des essais, la température maximale du liquide est conditionnée à la température dans les locaux. Pour des raisons de sécurité, il n'a pas été possible de chauffer l'acétone.

Afin de réduire les essais, un plan fractionnaire 2^{5-1} est réalisé. La hauteur initiale de liquide est aliasée avec l'interaction des facteurs de la vitesse du vent, de la température du sol et de la température initiale de liquide. Il est alors possible de connaître la colonne des seuils à imposer à ce 5^{ème} paramètre lors de la réalisation des différents essais. En notant par un nombre en caractères gras la colonne des valeurs des seuils représentant le paramètre identifié sous ce nombre, les seuils relatifs à la hauteur initiale de liquide, peuvent s'écrire sous la forme suivante :

Équation 105: Générateur d'aliases

$$5 = \mathbf{123}$$

Il est rappelé que les valeurs de seuil des interactions de paramètres sont le produit des valeurs de seuil des paramètres considérés. L'opérateur '.' représente le produit terme à terme des membres d'une colonne.

Équation 106: Décomposition de l'expression des interactions.

$$5 = 1 \cdot 2 \cdot 3$$

Lors de la description de la création du plan d'expérience (annexe 1), il est précisé que l'un des effets des plans aliés est la modification de la signification du sens du plan d'expérience. Les sorties déterminées ne correspondent plus à des effets purs des différents paramètres ou de leurs interaction mais de ces mêmes effets associés avec une interaction mettant en œuvre le paramètre ajouté. L'équation 106 sert de base pour déterminer l'expression des interactions ajoutées à chaque effet pur du polynôme issu du plan d'expérience. Pour cela, les deux propriétés présentées en annexe 1 sont employées.

Propriété 1 : Le produit terme à terme des éléments d'une même colonne produit une colonne identité c'est-à-dire qui ne contient que des éléments +1.

Propriété 2 : Le produit terme à terme des éléments de plusieurs colonnes est commutatif.

Le produit de l'équation 106 par les termes de la colonne du 5^{ème} paramètre s'écrit :

Équation 107: Produit des termes de seuils du 5^{ème} paramètre avec l'équation 106

$$5 \cdot 5 = 5 \cdot 1 \cdot 2 \cdot 3$$

La notation '.' servant à décrire l'opération de produit terme à terme entre chaque colonne est sous entendue dans la suite de cette section.

En employant la propriété 1 selon laquelle le produit terme à terme des éléments d'une colonne est égal à la colonne identité, l'équation 107 conduit à :

Équation 108: Générateur d'aliases.

$$I = 5123$$

Cette équation définit le générateur d'aliases du plan fractionnaire étudié. En multipliant celle-ci par chaque colonne des valeurs des seuils, il est possible de déterminer les différentes interactions associées aux effets principaux, c'est-à-dire les contrastes. Dans le cas étudié :

Équation 109: Produit entre les termes de seuil du 1^{er} paramètre avec le générateur d'aliases.

$$1I = 15123$$

D'après la seconde propriété selon laquelle la multiplication est commutative, on obtient

Équation 110: Application de la seconde propriété.

$$1 = 11523$$

D'après la première propriété, l'équation précédente se simplifie :

Équation 111: Contrastes des différents paramètres

$$1 = 523$$

Ceci signifie que le contraste 1 contient la contribution du facteur 1 et de l'interaction des facteurs 5, 2 et 3. La même opération peut être réalisée pour chaque paramètre, d'où les contrastes mettant en œuvre les différents paramètres

$$2 = 513$$

$$3 = 512$$

$$4 = 45123$$

Le tableau suivant définit la composition des différents contrastes :

Contraste	Composition
I1	$a_1 + a_{523}$
I2	$a_2 + a_{513}$
I3	$a_3 + a_{512}$
I4	$a_4 + a_{45123}$

Tableau 10: Tableau de la composition des contrastes

D'après (Goupy, 2000), les plans fractionnaires sont soumis à 5 hypothèses :

- Les interactions d'ordre 2 ou supérieur sont considérées comme négligeables.
- Dans le cas d'un contraste nul, les effets et les interactions aliés sont tous nuls.
- Si deux contrastes sont faibles, leur interaction l'est aussi, de même, si un contraste est fort et le second faible, leur interaction est faible.
- Si deux contrastes sont forts, leur interaction peut l'être aussi.

Dans le cas étudié, les contrastes sont la somme des effets propres aux paramètres et d'une interaction d'ordre deux ou supérieur. D'après les hypothèses de construction des plans fractionnaires, les contrastes représentent alors les effets propres des paramètres. Le plan d'expérience adopté est le suivant :

Tableau 11: Plan d'expériences réalisé

n° Essai	X _{Tliq}	X _{Tsol}	X _{Vit vent}	X _{Tair}	X _{Epaisseur}
1	1	1	1	1	1
2	1	1	1	-1	1
3	1	-1	1	1	-1
4	1	-1	1	-1	-1
5	-1	1	1	1	-1

6	-1	1	1	-1	-1
7	-1	-1	1	1	1
8	-1	-1	1	-1	1
9	1	1	-1	1	-1
10	1	1	-1	-1	-1
11	1	-1	-1	1	1
12	1	-1	-1	-1	1
13	-1	1	-1	1	1
14	-1	1	-1	-1	1
15	-1	-1	-1	1	-1
16	-1	-1	-1	-1	-1

3. Métrologie mise en place

Les termes des deux équations de masse et de chaleur bilan régissant l'évaporation doivent être mesurés. Il s'agit donc de quantifier :

- la perte de masse,
- les flux thermiques,
- le profil de vitesse de vent.

Afin de répondre aux différentes problématiques, la température de la surface de la nappe doit être aussi mesurée. Une méthode de calcul basée sur les mesures effectuées est proposée dans le chapitre 5 tandis qu'une méthode expérimentale à l'aide d'une caméra thermique est proposée dans le chapitre 6.

Cette section décrit les différents capteurs employés pour mesurer les points énoncés précédemment.

3.1 Transfert thermique autour du liquide.

Les différents transferts thermiques de l'environnement de la nappe vers celle-ci ont été décrits dans la partie précédente et sont résumés ci-dessous :

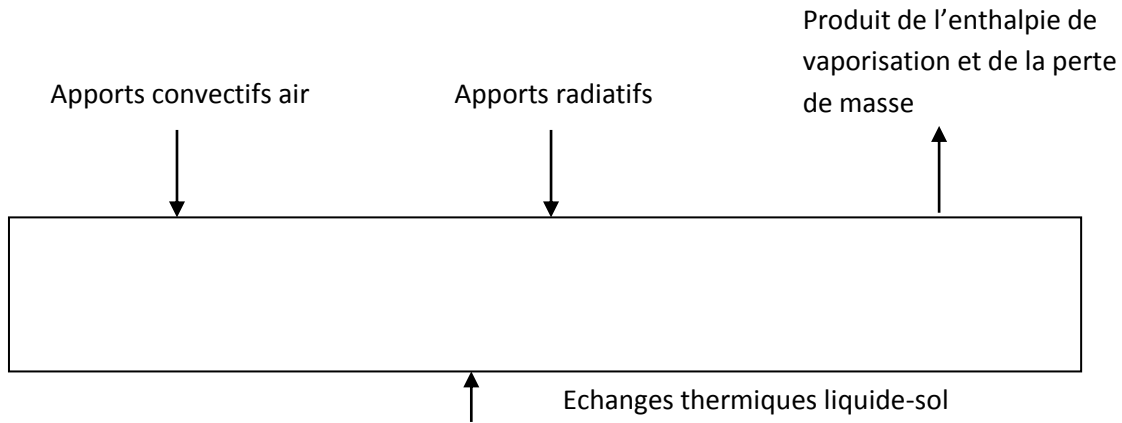


Figure 20: Représentation des flux thermiques

Les différentes formules permettant la détermination des flux sont connues dans la plupart des cas :

Équation 112: Equations de flux thermiques

$$J_{rad} = \int_0^{4\pi} L(\vec{x}, \vec{S}) \cdot \vec{S} d\Omega$$

$$J_{sol} = \frac{-\lambda \times (T_0 - T_{liq})}{\sqrt{\frac{\lambda}{\rho \times C_{p_{sol}}} \times \pi \times t}}$$

$$J_{evap} = \frac{dm}{dt} \Delta H_{vap}(T_{surf})$$

Ou approchées par des corrélations empiriques

$$J_{conv} = f(Nu, Pr, Re)$$

C_p	Chaleur spécifique du sol	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
J_{conv}	Flux thermique de l'air vers la surface	$W.m^{-2}$
J_{evap}	Flux thermique provoqué par l'évaporation	$W.m^{-2}$
J_{rad}	Flux thermique radiatif incident sur la flaque	$W.m^{-2}$
J_{sol}	Flux thermique sol vers flaque	$W.m^{-2}$
m	Masse de liquide	kg
Nu	Nombre de Nusselt	-
Pr	Nombre de Prandtl	-
Re	Nombre de Reynolds	-
t	Temps	s
T_0	Température initiale du sol	K
T_{atmo}	Température de l'air	K
T_{liq}	température du liquide	K
ΔH_{vap}	Enthalpie de vaporisation	$J.kg^{-1}$
ϵ	Emissivité de la surface	-
λ	Conductivité thermique du sol	$W.m^{-1}.K^{-1}$
ρ	Densité du sol	$kg.m^{-3}$
σ	Constante de Boltzmann	$W.m^{-2}.K^{-4}$

La détermination des flux thermiques peut se faire de plusieurs manières :

- par mesure directe : c'est le cas des flux rayonnés par l'environnement de la nappe. Un flux mètre Captec fournit le flux reçu par mètre carré de surface sensible.
- par calcul à l'aide de diverses températures mesurées : cette catégorie concerne quasiment tous les autres flux de chaleur :
 - le flux thermique échangé entre sol et liquide est calculé à l'aide des températures enregistrées dans ces deux milieux,
 - le flux thermique absorbé par évaporation est calculé à l'aide des mesures de perte de masse et l'enthalpie de vaporisation calculée avec la température du liquide ou de sa surface.
 - le flux thermique convectif échangé entre l'air et le liquide est calculé à l'aide des températures enregistrées dans la phase gazeuse après que les thermocouples soient sortis du liquide.

3.1.1. Mesure des températures

Selon le cas considéré, deux types de capteurs, locaux ou globaux, sont employés pour mesurer les températures. Des thermocouples permettent de déterminer la température en un point (dans le sol, dans le liquide et dans l'air) tandis que l'imagerie thermique (capteur global) est utilisée pour mesurer les températures à l'interface liquide-gaz.

3.1.1.1. Mesure ponctuelle : thermocouples

Un thermocouple est une sonde de température ponctuelle qui permet de convertir une température en un point en une tension électrique. Le principe physique à la base de ce capteur est l'effet Peltier qui affirme qu'une tension apparaît aux extrémités de deux métaux lorsque leurs bornes sont soumises à deux températures différentes (figure 21). La relation entre la température et la tension délivrée dépend du couple de matériaux choisi. Les thermocouples fabriqués pour les essais réalisés au cours de cette thèse sont composés de cuivre et de constantan (alliage cuivre nickel). La relation entre tension et température est linéaire entre -10°C et 100°C .

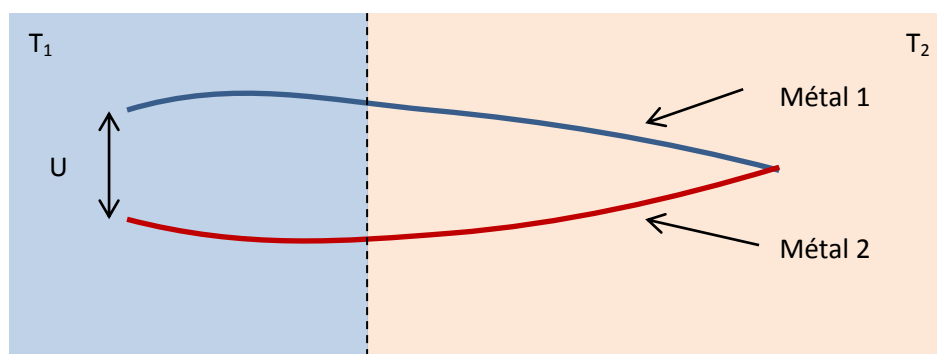


Figure 21: Schématisation d'un thermocouple

Le temps de réponse est propre à chaque thermocouple. Cependant, d'après les données fournies par le fournisseur, en considérant le diamètre des capteurs (0,5mm) et la forme sphérique des soudures, ce temps de réponse peut être estimé inférieur à 0,1 seconde.

L'étalonnage des thermocouples est réalisé à l'aide de deux points de températures différentes, classiquement 0°C et 100°C. La connaissance précise de la température est assurée par une sonde étalon, généralement une sonde Pt100. Cette sonde fournit une résistance en fonction de la température à laquelle elle est soumise : à 0°C, la résistance est de 100 Ohm. Les valeurs de températures fournies par les différents thermocouples sont relevées et la relation linéaire entre la température à la soudure chaude de chaque thermocouple et la tension en sortie est alors établie pour que les écarts éventuels soient annulés.

Les thermocouples utilisés lors des différents essais ont été réalisés au laboratoire.

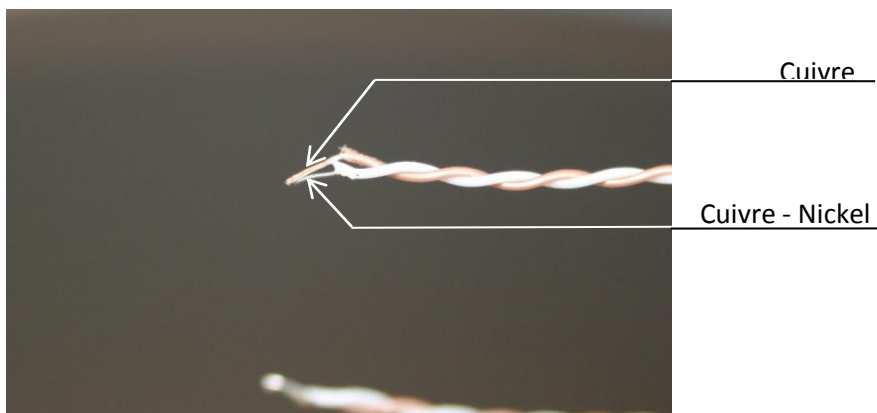


Figure 22: Thermocouple.

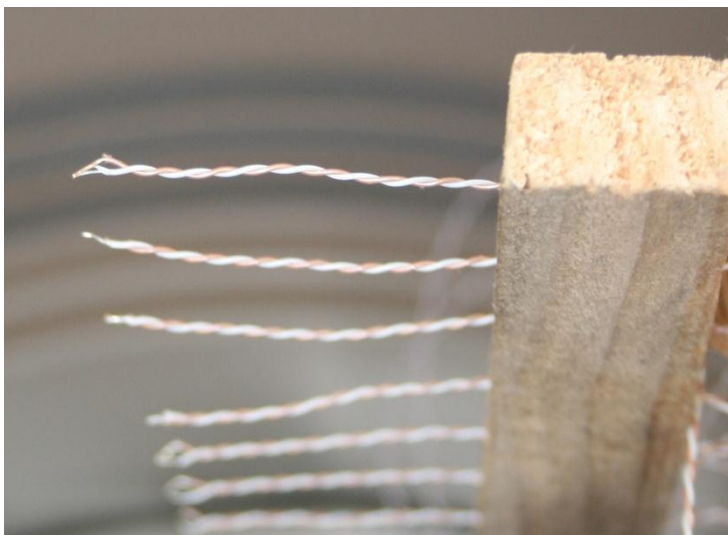


Figure 23: Peigne de thermocouple de 70 cm de haut.

L'un des principaux défauts du thermocouple réside dans le fait qu'il s'agit d'une sonde intrusive et donc de par ce fait, modifie l'écoulement du fluide dans lequel il est immergé. Afin de limiter les perturbations, un thermocouple doit être placé suffisamment loin d'un obstacle. La distance minimale requise est de 10 fois le diamètre du câble (TCSA, 2007). Cette distance minimale a été respectée dans tous les essais.

Différents peignes de thermocouples sont créés. Dans le cas de la mesure de la température dans une nappe mince, c'est-à-dire dont l'épaisseur est inférieure à 20 centimètres, un peigne fin dont les caractéristiques sont les suivantes est employé :

Tableau 12: Position des thermocouples

Numéro du thermocouple	T_0	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	T_7	T_8	T_9
Distance par rapport au fond du bac (mm)	0	4	6	10	12	15	18	20	23	25
Numéro du thermocouple	T_{10}	T_{11}	T_{12}	T_{13}	T_{14}	T_{15}	T_{16}	T_{17}	T_{18}	
Distance par rapport au fond du bac (mm)	28	30	32	34	36	40	43	47	51	

Dans le cas de nappes plus épaisses, la résolution verticale est dégradée et les pointes sont placées tous les 2 centimètres.

Tableau 13: Position des thermocouples

Numéro du thermocouple	T_0	T_1	T_2	T_3	T_4	T_5	T_6	T_7	T_8	T_9
Distance par rapport au fond du bac (mm)	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
Numéro du thermocouple	T_{10}	T_{11}	T_{12}	T_{13}	T_{14}	T_{15}	T_{16}	T_{17}	T_{18}	T_{19}
Distance par rapport au fond du bac (mm)	22	24	26	28	30	32	34	36	38	40
Numéro du thermocouple	T_{20}	T_{21}	T_{22}	T_{23}	T_{24}	T_{25}	T_{26}	T_{27}	T_{28}	T_{29}
Distance par rapport au fond du bac (mm)	42	44	46	48	50	52	54	56	58	60
Numéro du thermocouple	T_{30}	T_{31}	T_{32}	T_{33}	T_{34}	T_{35}	T_{36}			
Distance par rapport au fond du bac (mm)	62	64	66	68	70	72	74			

Ces deux peignes permettent de relever la température dans le liquide durant toute la durée des différents essais.

Des broches de thermocouples ont également été réalisées afin de mesurer la température dans le sol et de pouvoir ainsi en déduire le flux échangé entre le liquide et le sol. Ces broches se composent

de quatre thermocouples de type T insérés dans un tube d'aluminium de 6mm de diamètre. Les thermocouples peuvent ainsi pénétrer de 40 centimètre dans le béton et permettre la mesure dans la masse.

3.1.1.2. Mesure surfacique de la température de la nappe

Dans le cas d'une nappe de liquide, comme dans n'importe quel cas autre qu'une plaque métallique, Cabanne suggère l'emploi d'une méthode de mesure sans contact (Cabanne, 1996) pour en mesurer la température de surface. Ce choix implique la caractérisation de nombreuses propriétés, à la fois du système étudié (comme son émissivité), mais également de son environnement (température de l'air), des caractéristiques géométriques de la surface à observer et du capteur (angle d'observation, distance). Une contrainte supplémentaire apparaît lorsque la surface observée n'est pas opaque. Dans ce cas-là, le flux reçu par la caméra thermique est la contribution d'une épaisseur finie du matériau et non plus uniquement de la surface.

MATERIEL EMPLOYE

La caméra thermique employée est une caméra thermique FLIR SC 4000. Le détecteur de cette caméra est sensible à l'intervalle de longueur d'onde [3,5-5 μ m] ce qui correspond à des mesures dans l'infrarouge moyen. La taille du capteur et la vitesse d'acquisition des images lui permettent d'acquérir une image de 320 par 256 pixels à une fréquence de 300 Hz au maximum et peut atteindre 1000Hz en résolution dégradée. La caméra est reliée par câble ethernet à l'ordinateur où l'acquisition et la visualisation se font à l'aide d'un logiciel dédié : ThermaCam Reseacher Pro qui permet d'enregistrer les données sous forme de film (.avi), d'image (.bmp) ou de fichiers .mat lisible par le logiciel de calcul Matlab. La distance séparant la nappe de liquide de l'optique de la caméra est inférieure à 1m dans chaque essai.

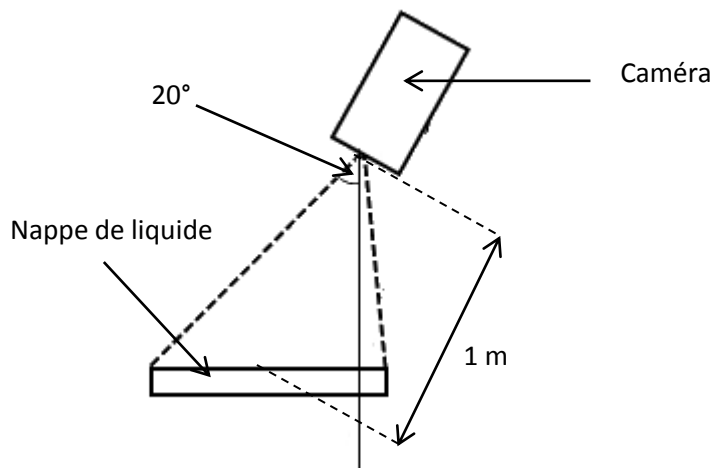


Figure 24: Position de la caméra par rapport au pilote expérimental

Un angle maximal de 20° est réalisé entre la normale de la surface du liquide s'évaporant et la droite passant par le centre de l'optique et celui de la surface. La calibration de la caméra est réalisée sur l'intervalle de température [-10°C ; 1500°C] suivant différentes gammes de températures permettant une précision de 2K de la température lue sur cet intervalle.

OBJECTIFS EMPLOYES

Deux objectifs sont disponibles pour cette caméra. Le premier de 100 mm de focale permet d'obtenir les détails dans un rectangle de 18 cm par 20 cm de côté aux distances d'observation employées. Ce type d'image permet de dénombrer les différentes cellules de convection mises en évidence par les gradients thermiques qu'elles créent à la surface de la nappe de liquide.

L'objectif de 13 mm de focale permet de visualiser des températures dans un champ beaucoup plus large permettant ainsi de visualiser une différence de température à la surface d'une nappe et ainsi fournissant une donnée précieuse pour déterminer l'existence d'une variation spatiale du débit d'évaporation.

Différents essais ont été menés pour caractériser différentes propriétés du liquide comme son émissivité et l'épaisseur de fluide influant le flux reçu par la caméra.

DETERMINATION DE L'EMISSIVITE DE L'ACETONE

L'émissivité de l'acétone est une donnée nécessaire à l'étude. Elle a été déterminée durant des essais spécifiques en ajustant la température déterminée par la caméra avec celle relevée par les thermocouples. La résolution spatiale du peigne permet de réaliser plusieurs points dans la zone influençant le flux reçu par la caméra. L'émissivité est déterminée à l'aide de la mesure de la température à plusieurs instants de l'essai.

La figure 25 présente l'allure des températures enregistrées par le peigne de thermocouples. Un point est réalisé chaque fois qu'un thermocouple sort du liquide soit à 5, 10, et 41 minutes. Une image de l'essai prise à la caméra thermique est présentée figure 26.

Le coefficient d'émissivité permettant d'égaliser la température moyenne de la nappe avec celle relevée par les thermocouples est de 0,85.

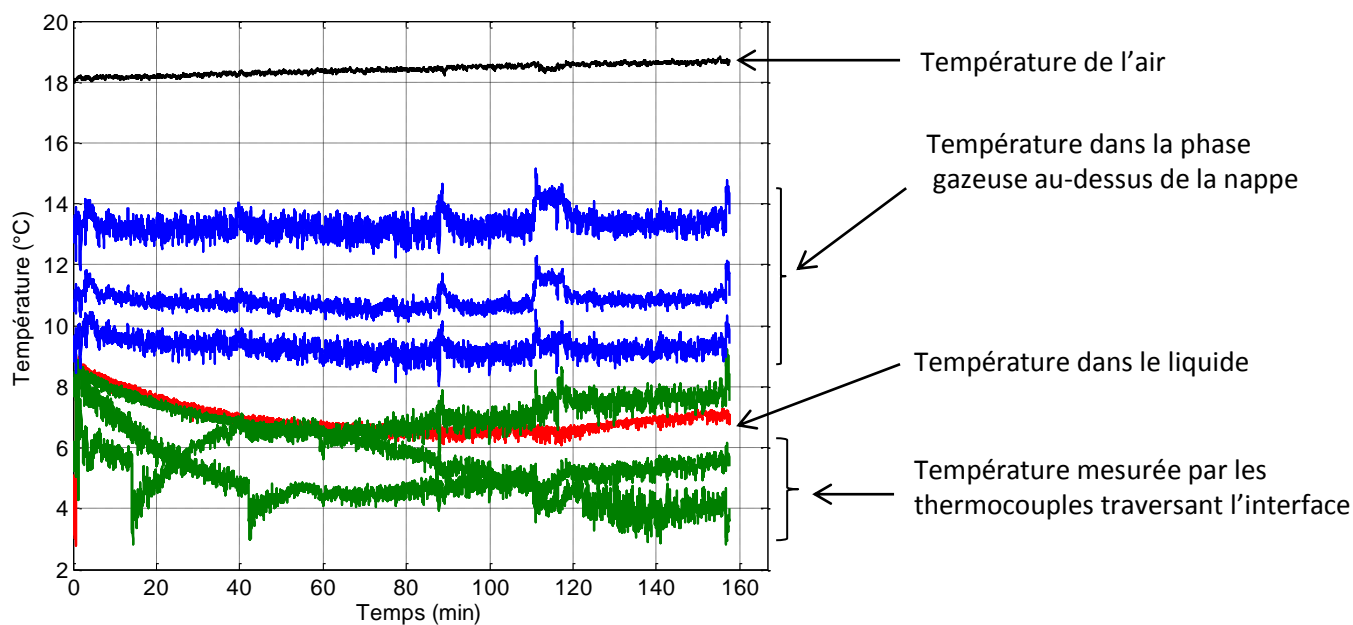


Figure 25: Températures enregistrées pour déterminer l'émissivité de l'acétone

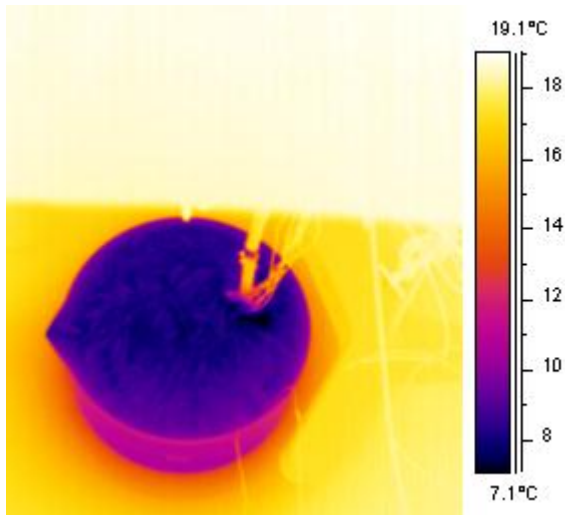


Figure 26: Bac d'acétone à 5 minutes.

La température ambiante réfléchi par la nappe de liquide est de 18 °C. Si l'émissivité de l'acétone est considérée égale à l'unité, alors, la température apparente de la surface est de 8,1 °C. La température fournie par le thermocouple à la surface est de 6,1°C. Cette température de surface correspond à une émissivité du liquide de 0,85. 10 minutes après le début de l'essai, la température enregistrée par le thermocouple est de 5,8 °C. Avec la même émissivité de 0,85, la température de la surface relevée par la caméra thermique est de 5,6°C. A 41 minutes, lorsque le second thermocouple sort du liquide, la température enregistrée est de 4,7°C, la température moyenne de la nappe fournie par la caméra thermique est de 4,5°C. L'émissivité de l'acétone est donc fixée à 0,85.

La détermination de ce coefficient suppose que la mesure faite par le thermocouple est la température moyenne de la nappe. La dispersion de la température relevée par la caméra thermique est de 1°C degré autour de la température moyenne ce qui implique que l'erreur possible sur cette température est de 0,5 degré.

DETERMINATION DE L'ÉPAISSEUR DE LIQUIDE DONT LE FLUX RADIATIF ATTEINT LA CAMERA

Une fois l'émissivité de l'acétone quantifiée, il est possible de déterminer l'épaisseur de liquide intervenant dans la mesure fournie par la caméra thermique. Ce point a été déterminé en employant un bac dont l'émissivité du fond n'est pas uniforme. Dans un premier temps, un centimètre de liquide est introduit dans le bac et la hauteur et les températures du liquide ainsi que la température de l'interface sont relevées lorsque la différence d'émissivité du fond apparait sur l'enregistrement de la caméra (figure 27).

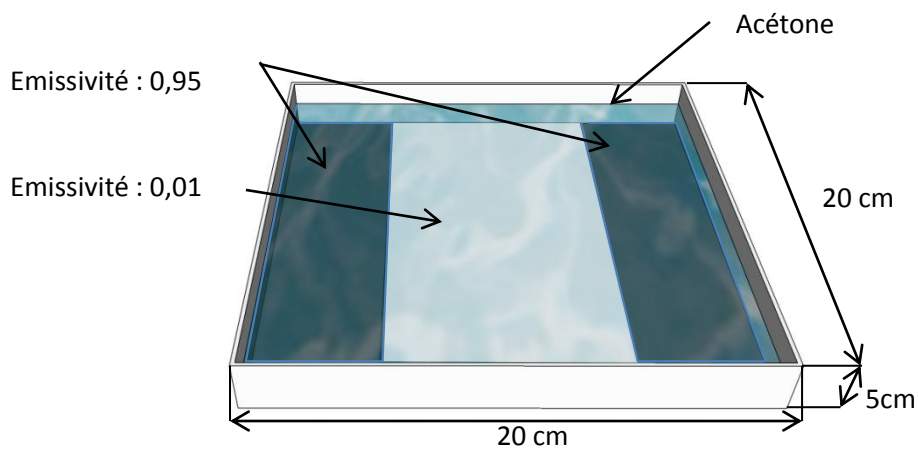


Figure 27: Schématisation de l'essai permettant de déterminer l'épaisseur d'acétone influençant la température calculée par la caméra

Le bac est réalisé en acier de couleur noire mat ce qui lui confère une émissivité de l'ordre de 0,95. Une bande d'aluminium poli est rajoutée au centre du bac dont l'émissivité est de l'ordre de 0,01. La connaissance précise de l'émissivité des deux matériaux n'est pas une donnée nécessaire étant donné que le but de l'essai est de déterminer l'épaisseur pour laquelle on discerne la bande d'aluminium. Les figures 28, 29 et 30 sont des images prises par la caméra thermique à différents instants.

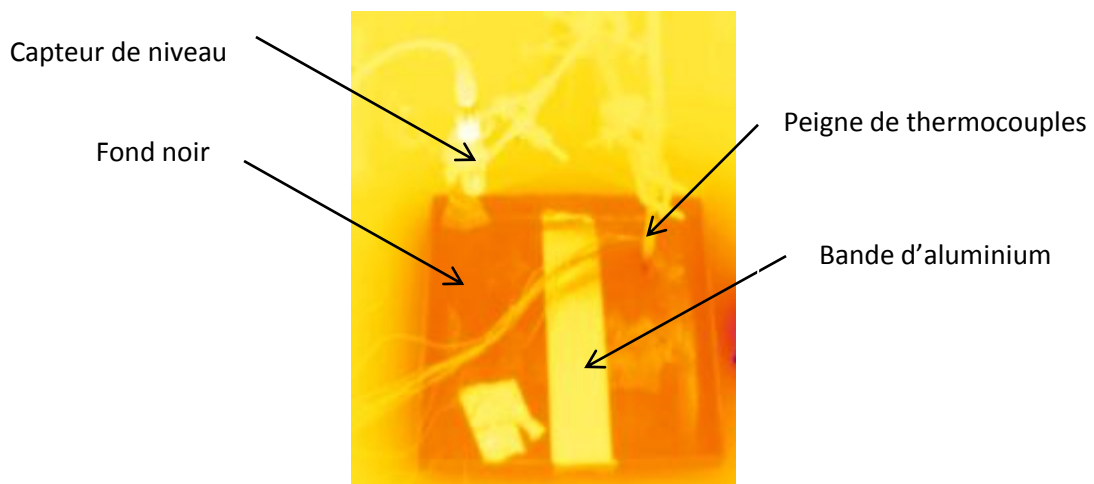


Figure 28: Pilote expérimental avant l'introduction du liquide

La figure 28 présente le pilote expérimental avant que le liquide ne soit versé. La température du fond du bac est uniforme mais une différence de 5 degrés apparaît entre la lame d'aluminium et le reste du bac.

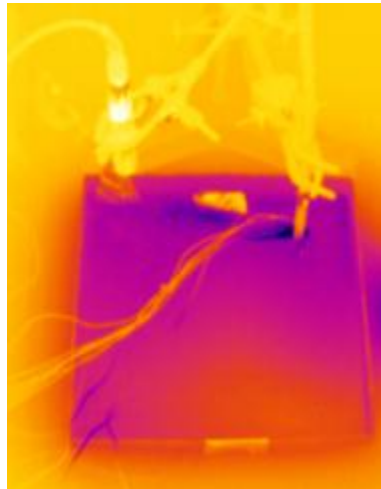


Figure 29 : 1 minute après la fin du déversement du liquide

Une minute après le début de l'essai, la lame d'aluminium n'est pas visible à la caméra thermique

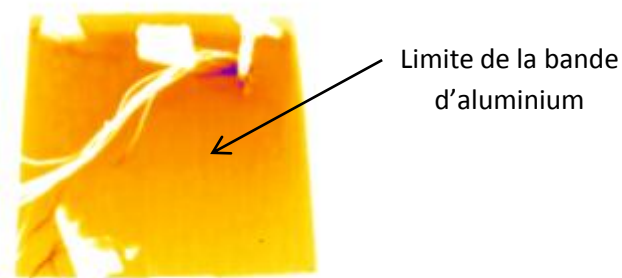


Figure 30 : 27 minutes et 20 secondes après le déversement du liquide. La bande d'aluminium apparaît sous le liquide

27 minutes et 20 secondes après la fin du déversement d'acétone, la caméra enregistre une variation de température au niveau de la limite de la bande d'aluminium. L'épaisseur de liquide relevée à l'aide du capteur de niveau est de 1 mm.

3.1.2. Mesures de flux

Les mesures de flux thermiques réalisées durant les différents essais consistent à déterminer la composante rayonnée du flux de chaleur reçu par la plaque de son environnement.

Différents types de fluxmètres sont présents sur le marché :

- fluxmètre à gradient,
- fluxmètres inertiels,
- fluxmètres à auto dissipation.

Les appareils employés durant cette étude sont des flux mètres à gradient car ils sont le plus appropriés pour mesurer une composante moyenne du flux émis par l'environnement autour de la nappe.

La description du fonctionnement de ces capteurs est présente dans l'article de Thureau (Thureau, 1996). Les fluxmètres à gradient déterminent le flux de chaleur radiatif en mesurant la température de part et d'autre d'une fine couche de conductivité thermique connue.

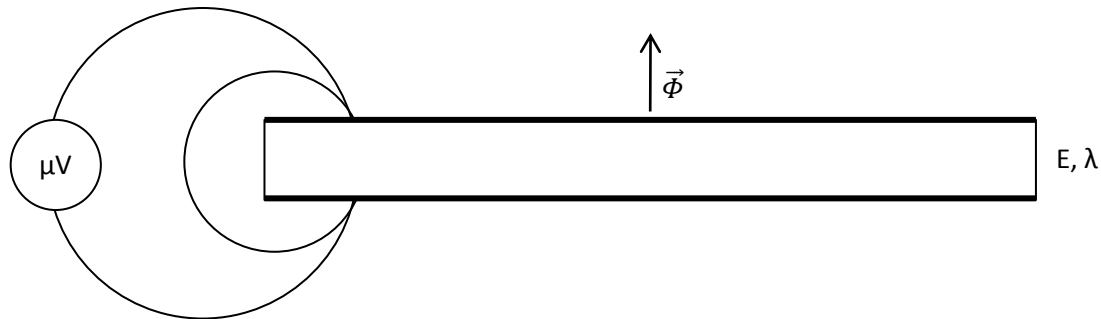


Figure 31: Représentation simplifiée d'un fluxmètre à gradient.

Dans le cas où la température de surface du fluxmètre varie, comme c'est le cas dans le cas où la face exposée du fluxmètre est totalement noire, un terme convectif d'échange de chaleur se met en place. Le fluxmètre mesure alors les échanges radiatifs et convectifs. Par contre, un fluxmètre dont la surface est à température ambiante (rayé de bandes noires et blanches), ne mesure que le flux radiatif.

3.2. Métrologie du transfert de matière

Afin de disposer d'une information parfaitement maîtrisée, il a été choisi de mesurer à la fois la perte de masse du liquide et la diminution d'épaisseur de la nappe. Les données fournies par les balances et les capteurs de niveaux sont indépendantes étant donné que les moyens d'acquisition pour les deux systèmes sont différents. La mesure directe de la hauteur du liquide permet de déterminer l'épaisseur de liquide restant et les instants auxquels les thermocouples sortent du liquide.

Le capteur dévolu à l'acquisition de l'évolution de la quantité de liquide au cours des différentes expériences doit obéir aux contraintes techniques suivantes :

- émission d'un signal analogique ou numérique à une fréquence donnée,
- pas de perturbation de l'écoulement,
- adaptable pour tous les liquides,
- sensibilité et fiabilité maximales.

Parmentier décrit les différents moyens de quantifier l'épaisseur d'une nappe de liquide (Parmentier & Kratz, 2009) :

- par capteurs à flotteur,
- par conductimétrie,
- par pesage,
- par mesures ultrason,
- par mesure de pression.

Les seuls types de mesures répondant à tous les critères sont les mesures par pesée et les mesure par ultrason.

3.2.1. Mesure de niveau

Les mesures par ultrason permettent de déterminer la distance entre la surface d'un objet et la partie sensible du capteur. Les distances d'étude sont faibles, de l'ordre de la dizaine de centimètres et un capteur BERO M18 (Siemens) est retenu.

Le principe d'un capteur à ultrason est basé sur le principe du calcul du temps écoulé entre l'émission et la réception d'une onde ultrasonore (effet Doppler). Le principe détaillé du fonctionnement de ce type de capteur est détaillé dans l'article de Jean-Louis Charron (Charron, 2003).

La précision de la mesure est basée sur deux composantes distinctes :

- l'erreur intrinsèque au capteur
- l'inhomogénéité de la température de l'air entre la surface émettrice du capteur et la surface de la nappe de liquide.

Les spécifications techniques de la sonde employée assurent que l'erreur commise sur la mesure est égale à la plus grande valeur entre 1 mm et 1% de la valeur lue. De plus, sachant que la vitesse du son évolue avec la température de l'air de $0,17\% \cdot K^{-1}$ et que dans les essais réalisés, il est courant qu'une différence de température supérieure à 10K soit présente entre le point de mesure et la surface du liquide l'erreur sur la mesure lue est voisine de 1,75 %.

La sortie de ce capteur est un signal analogique compris entre 4 et 20 mA. La résolution interne de ce capteur est étalée sur 4096 niveaux permettant théoriquement une résolution spatiale de 0,03 mm, cependant pour des raisons d'ordre technologique la résolution minimale est de 1 mm.



Figure 32: Capteur de niveau Siemens M18

La fréquence d'acquisition du capteur a été fixée à 1Hz.

3.2.2. Mesures de masses

Les mesures de perte de masse permettent de suivre l'évolution de la quantité de liquide dans le bac d'une manière continue (fréquence d'acquisition fixée à 5Hz). De plus, à partir des données de masse, le débit de matière sur la surface de la nappe est accessible par dérivation temporelle. Les balances choisies pour mesurer la masse sont des balances Kern 100K0.5. Elles permettent de peser des charges jusqu'à 100kg avec une précision et une reproductibilité de 0,5g. La communication entre la balance et l'ordinateur est effectuée par le port RS232. L'acquisition des données est effectuée par un module spécifique réalisé sous le logiciel Matlab permettant d'enregistrer la valeur mesurée par la balance et l'heure de l'acquisition. Selon les essais, deux balances sont employées simultanément.

3.3. Profils de vent

La mesure du profil vertical de vitesse de vent est une donnée très intéressante permettant de quantifier la vitesse d'écoulement au raz de la nappe. De plus, lorsque l'écoulement est en configuration de couche limite, Brighton (Brighton, 1985) établit l'auto similarité les quantités de vitesses de vent et de concentration de vapeurs.

Plusieurs techniques permettent de déterminer la vitesse d'un écoulement. Elles se différencient selon si ces techniques sont locales (tube de Pitot, anémomètre) ou permettent de déterminer la vitesse de l'écoulement dans un plan (Particle Image Velocymetry). La description détaillée des différentes techniques est disponible les articles de Dupriez & Flodrops (Dupriez & Flodrops, 2000),et

de Schon *et al.* (Schon, Charnay, & Comte-Bellot, 1994) (Schon, Fournel, & Fournier, 2007). Avant de présenter les différents outils de métrologie employés, la galerie à vent employée durant cette thèse est présentée. Les paragraphes suivants sont dédiés à la présentation des appareils de mesure locaux comme le tube de Pitot, l'anémomètre ultrasonique et la technique de Particle Image Velocimetry.

3.3.1. Galerie à vent

La galerie à vent utilisée dans le cadre de ces travaux mesure 9 mètres de long pour 1 mètre de large et 0,5 m de hauteur. Elle peut être employée en galerie soufflante ou bien aspirante. La vitesse maximale que peut délivrer cette soufflerie est $2,8 \text{ m.s}^{-1}$ lorsque la section n'est pas réduite. Dans le cadre de cette étude, afin d'atteindre des vitesses supérieures, une réduction de 50% de la largeur de la veine a été effectuée permettant d'atteindre des vitesses de 4 m.s^{-1} .

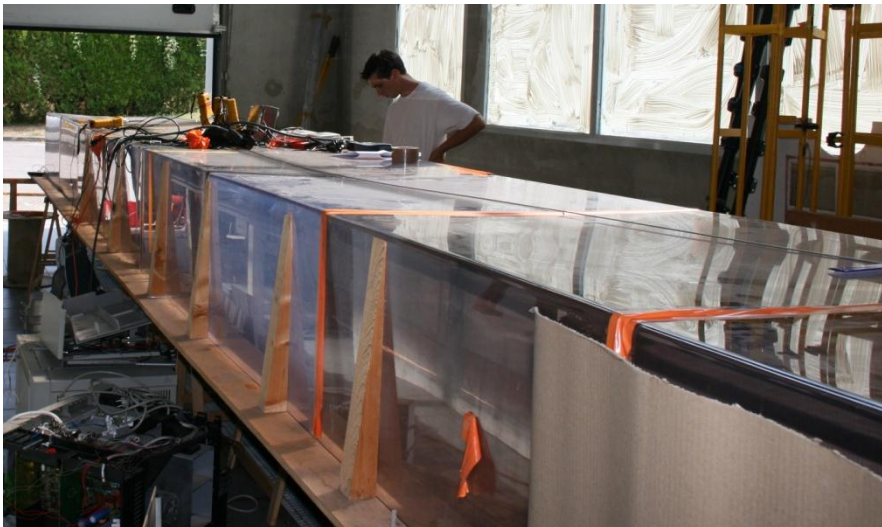


Figure 33: Galerie à vent

3.3.2. Tube de Pitot

Le tube de Pitot est un capteur de pression différentielle permettant de comparer la pression statique à la pression dynamique. Cette sonde est formée par un tube coudé dont une première partie est parallèle à l'écoulement et l'autre servant de hampe jusqu'au manomètre. Le principe de la mesure par sonde de Pitot repose sur l'application du théorème de Bernoulli le long d'une ligne de courant. Les approximations supposées sont les suivantes :

- le fluide est non visqueux,
- l'écoulement est permanent,
- le fluide est incompressible (faibles vitesses).

Pour un écoulement unidirectionnel le long d'une ligne de courant, l'équation de Navier Stokes soumise aux hypothèses précédentes s'écrit :

$$u \frac{\partial u}{\partial s} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial s} + g_s$$

u	Vitesse	$m.s^{-1}$
s	Abscisse curviligne	m
ρ	Densité	$kg.m^{-3}$
p	Pression	Pa
g_s	Projection des forces volumiques sur la tangente de la trajectoire	$m.s^{-2}$

Et devient

$$\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{1}{2} u^2 + \frac{p}{\rho} - g_s s \right) = 0$$

D'où

$$\frac{1}{2} u^2 + \frac{p}{\rho} - g_s s = cte$$

u	Vitesse	$m.s^{-1}$
s	Abscisse curviligne	m
ρ	Densité	$kg.m^{-3}$
p	Pression	Pa
g_s	Projection des forces volumiques sur la tangente de la trajectoire	$m.s^{-2}$

En supposant la différence de hauteur négligeable, cette expression permet d'exprimer la vitesse entre le point d'arrêt de pression P_i , de vitesse nulle et le point de pression statique P_0 et de vitesse u .

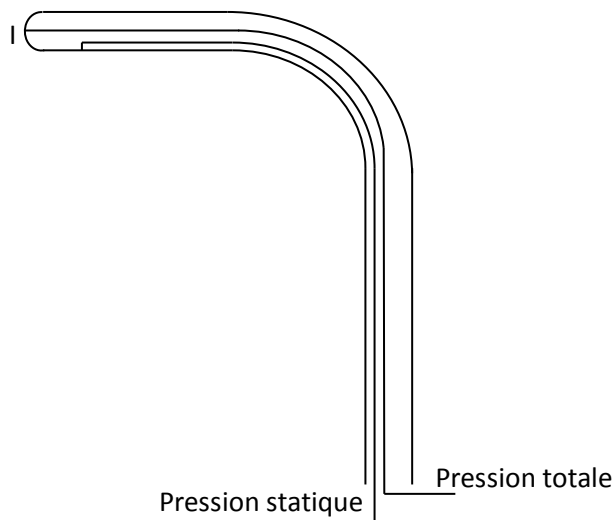


Figure 34: Schématisation du tube de Pitot

La vitesse du fluide peut être calculée en comparant les deux pressions.

Équation 113 : Vitesse d'écoulement déduite par le tube de Pitot

$$u = \sqrt{\frac{P_I - P_0}{2\rho}}$$

u	Vitesse	$m.s^{-1}$
P_I	Pression au point d'arrêt	Pa
P_0	Pression statique	Pa
ρ	Masse volumique de l'air	$kg.m^{-3}$

Cette mesure relevant de paramètres physiques, l'information met un certain temps à parcourir la distance entre le point d'arrêt et le manomètre. Dans leur article sur les différentes méthodes de mesures de vitesse dans un fluide, Dupriez & Flodrops (Dupriez & Flodrops, 2000) fournissent l'équation du retard engendré :

Équation 114: Retard de la mesure manométrique

$$r(t) = 16 \frac{\mu l^2}{\Delta P D^2}$$

r	Retard de la mesure	s
μ	Viscosité dynamique du fluide	Pa.s
P	Pression	Pa
l	Longueur de canalisation	m
D	Diamètre intérieur du tube de Pitot	m

Le tube de Pitot employé est un tube de 6 mm de diamètre extérieur et de 2 mm de diamètre intérieur. La longueur totale du tube est de 60 cm et 50 cm de canalisation téflon sont employées

pour relier le tube au manomètre. D'après l'équation 114, le retard ainsi développé est de 0,22 s dans de l'air à 20°C et à une vitesse de 4m.s⁻¹.

3.3.3. Anémométrie à Fil Chaud

Le principe de la mesure de vitesse par fil chaud repose sur la mesure de la variation de résistance d'un fil fin soumis à un écoulement. Les dimensions du film permettent de négliger les pertes par radiations au-dessous de 300 °C et les pertes de conduction par une attention particulière attachée à la fixation du fil sur son support. La variation de température du fil est alors uniquement due à la convection forcée que subit le capteur qui ne dépend que de la vitesse de l'écoulement.

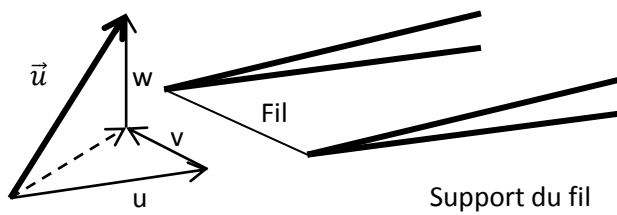


Figure 35: Vitesse d'écoulement et fil chaud

Un anémomètre à fil chaud peut déterminer la vitesse dans autant de directions que ce qu'il possède de fils. Dans le cadre de cette étude, un anémomètre possédant un seul fil a été employé. La vitesse mesurée est la vitesse quadratique des contributions qui ne sont pas parallèles au fil. Dans le cas présenté figure 35 la vitesse mesurée correspond à la vitesse $\sqrt{u^2 + w^2}$. L'expression de la variation de résistance en fonction de la vitesse d'écoulement a été développée par King au début du 20^e siècle. Il pose :

$$\frac{rI^2}{r - r_0} = A + BU^n$$

r	Résistance à la température Ω d'équilibre	
r_0	Résistance de référence à la température T_0	Ω
U	Vitesse de l'écoulement	$m.s^{-1}$
A, B	Constantes	

3.3.4. Particle Image Velocimetry

Les objectifs des expériences mettant en jeu la technique de PIV concernent la détermination des lignes de courant et le profil de vent au-dessus de la nappe dans plusieurs configurations.

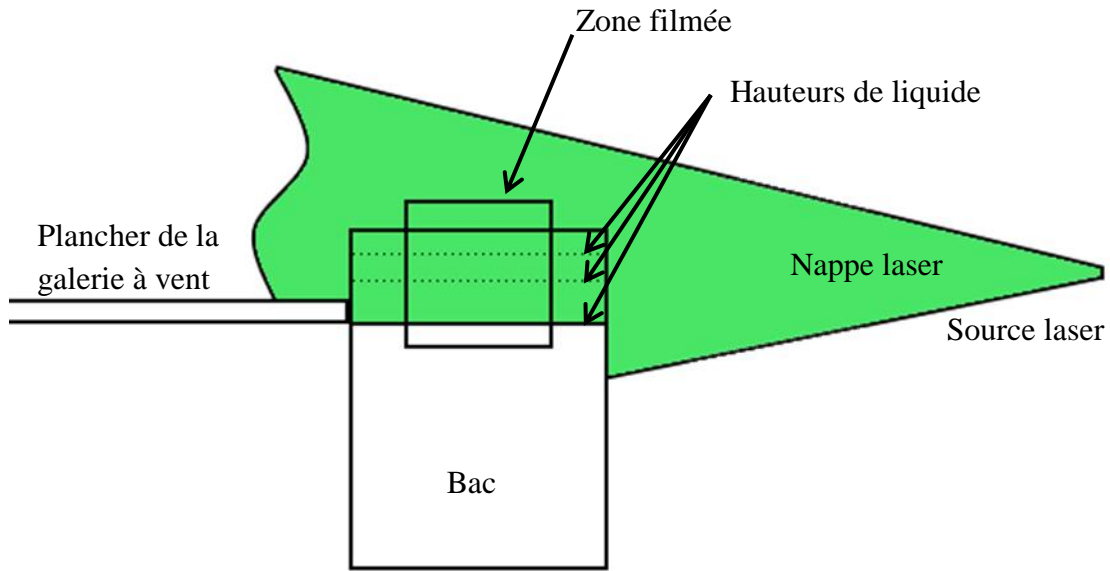


Figure 36: Schématisation de l'essai

Ces essais permettent également de déterminer le gradient vertical de vitesse de vent afin de la comparer à ceux proposés dans la littérature.



Figure 37: Détermination de la position de la nappe laser



Figure 38: Impulsion à très basse intensité

4. Méthodes de traitement des données

Cette partie du chapitre « Matériel et Méthodes » décrit les différentes méthodes de traitement employées pour extraire le signal utile du bruit environnant. Cette partie est divisée en fonction du type de signal obtenu, qu'il soit en une dimension (capteurs de niveau, de température, de flux, masses) ou deux (images thermiques).

4.1. Débruitage des signaux 1D

Cette catégorie de signaux regroupe tous les signaux analogiques enregistrés et le signal de la balance. Différentes opérations sont employées pour atténuer au plus le bruit dans les signaux finalement traités. Dans le cas de signaux monotones, une régression polynomiale assure la détermination de l'information.

Les signaux sont suffisamment monotones et continus pour obtenir une information fiable en approchant les données par régression polynomiale. Dans le cas où la moyenne des résidus de la régression est inférieure à 10^{-8} , l'ordre du polynôme est validé et les données étudiées sont les valeurs du polynôme.

4.2. Traitement des images

Le traitement d'images réalisé dans le cadre de ce travail a été fait uniquement sous Matlab. Les fichiers créés par le logiciel ThermaCam servant à acquérir les images de la caméra thermique, ont une extension reconnue par ce logiciel et sont directement lisibles par celui-ci. Une interface graphique a été réalisée afin de rendre les opérations plus intuitives. Elle permet d'ouvrir un ou une série de fichier(s) de température et d'effectuer plusieurs opérations dessus :

- définition de la métrique sur l'image,
- définition d'une zone d'intérêt (surface, linéique ou ponctuelle),
- suivi de la température au cours du temps sur les zones définies et affichage,
- définition des paramètres remarquables (T_{\min} , T_{\max} , T_{moyenne}) et affichage,
- tracé d'histogramme des températures et affichage,
- sauvegarde des données .

La matrice de température fournie par la caméra thermique est convertie en image afin d'employer les différentes fonctions de sélection de zone. Les calculs sont réalisés sur les données de la matrice de température sans que celles-ci aient été modifiées.

4.2.1. Correction de la déformation induite par l'objectif

La température de la surface du liquide est mesurée par la caméra infrarouge. Celle-ci est légèrement inclinée afin que l'objectif ne soit pas au contact des vapeurs d'acétone. L'angle α formé entre l'axe passant par le centre de la surface et l'objectif et la normale à la surface passant par le centre de celle-ci (figure 40) ne dépasse pas 20° . La caméra est équipée d'un capteur de 256 par 320 pixels. La taille d'une surface unitaire visualisée sur la nappe dépend de l'objectif et de la position de la caméra par rapport au bac dans lequel le liquide s'évapore. L'objectif employé possède une focale de 33 millimètres qui impose une déformation selon chaque axe de l'image (figure 39).

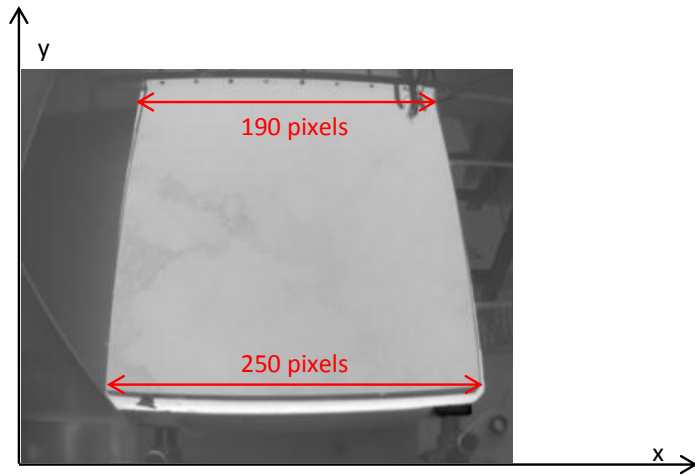


Figure 39: Déformation de l'image suivant due à l'angle de la caméra

Ces déformations induisent une variation de la surface représentée par chaque pixel de l'image. Celle sur l'axe des ordonnées contracte la largeur apparente de la plaque et peut être fortement réduite en considérant le rapport entre la distance représentée par la largeur d'un pixel et le cosinus de l'angle formé entre la normale de la surface (figure 40).

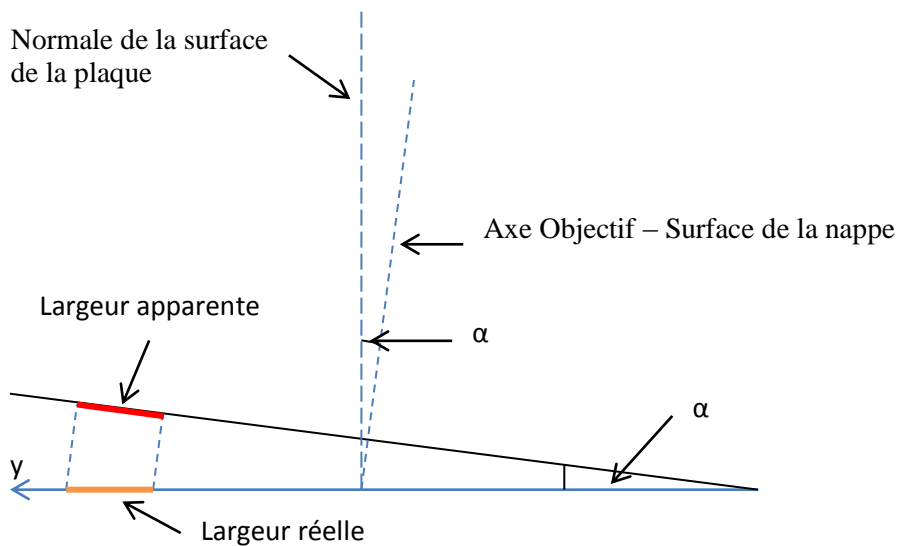


Figure 40: Déformation de l'image dans la direction verticale

Équation 115: Déformation verticale induite par l'angle d'observation

$$y_{réel} \sim \frac{y_{image}}{\cos(\alpha)}$$

$y_{réel}$	Longueur réelle selon l'axe y	m
y_{image}	Longueur apparente selon l'axe y	m
α	Angle d'observation	rad

La seconde déformation est portée par l'axe des abscisses. Elle contracte ou dilate la longueur apparente de la nappe en fonction de l'ordonnée du point considéré. Cette déformation est symétrique par rapport au milieu de l'image (axe 1, figure 41). La courbe 1 indexée sur la même figure met en évidence que cette déformation n'est pas linéaire. Afin de la supprimer, quatre points sont choisis sur le bord du bac afin de quantifier la déformation par régression polynomiale en fonction d'une distance connue. Un polynôme de degré 2, différent pour chaque essai étudié, est employé (coefficient de régression minimal de 0,95).

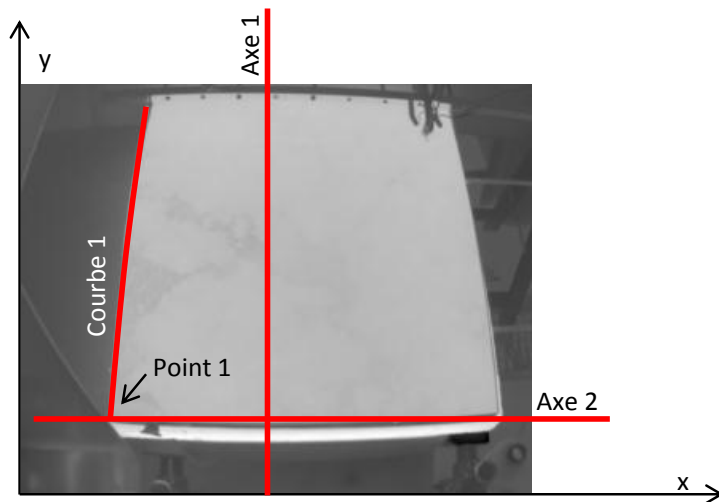


Figure 41: Déformation de l'image dans la direction horizontale

Afin de conserver une résolution maximale de la nappe, l'axe pour lequel il est considéré qu'aucune déformation n'est présente est celui indexé « Axe 2 » sur la figure 41 car la résolution spatiale est la plus fine : 250 pixel pour 50 centimètres, c'est-à-dire 0,2 cm par pixel. Le point de référence de l'image est alors le point d'intersection entre la courbe 1 et l'axe 2 (point 1 de la figure 41). La déformation induite par l'objectif et par laquelle il convient de corriger les abscisses des points de la courbe 1, est donc le rapport entre l'abscisse au point 1 et celle des points de la courbe 1 (figure 42).

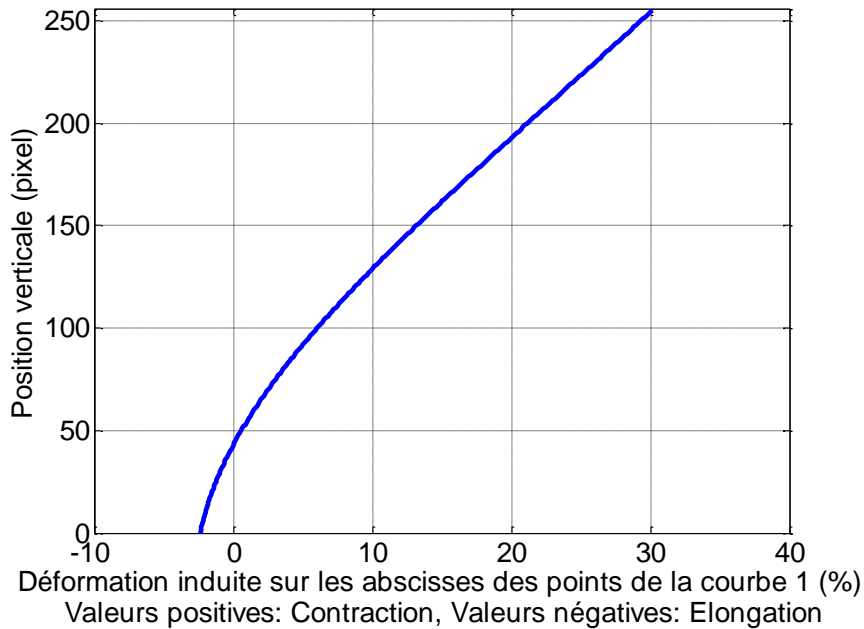


Figure 42: Déformation horizontale induite par l'objectif

La déformation induite sur l'axe des ordonnées n'est uniforme ni sur l'axe des abscisses, ni sur celui des ordonnées. Il est supposé que pour chaque ordonnée de l'image, une relation linéaire de la déformation peut être établie entre l'axe 1, au milieu de l'image pour lequel la déformation est supposée nulle et les valeurs de déformation prises sur la courbe 1. A partir de ces équations, il devient possible de déterminer le coefficient de dilatation ou de contraction suivant l'axe des abscisses qui doit être appliqué à chaque pixel de l'image (figure 43).

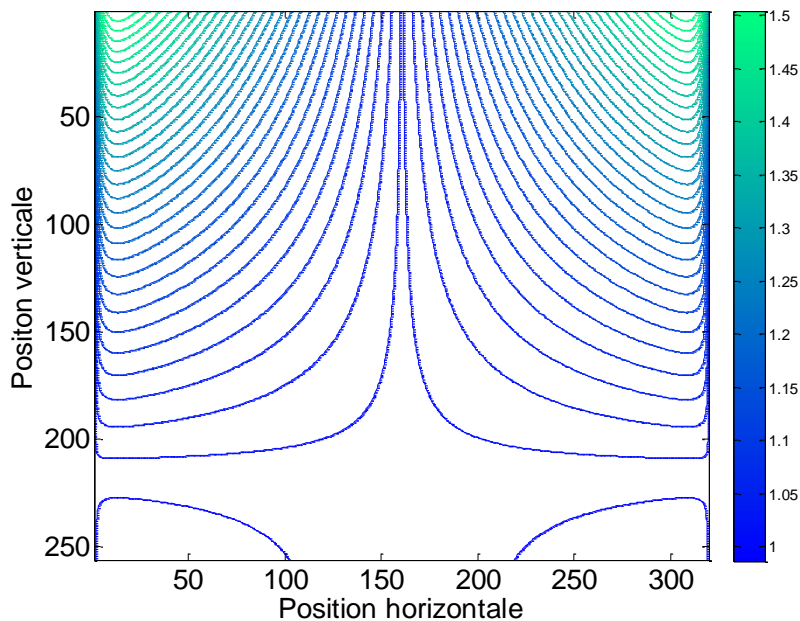


Figure 43: Carte des coefficients par lesquels multiplier la valeur des abscisses.

Le résultat de la suppression de la déformation est présenté figure 44.

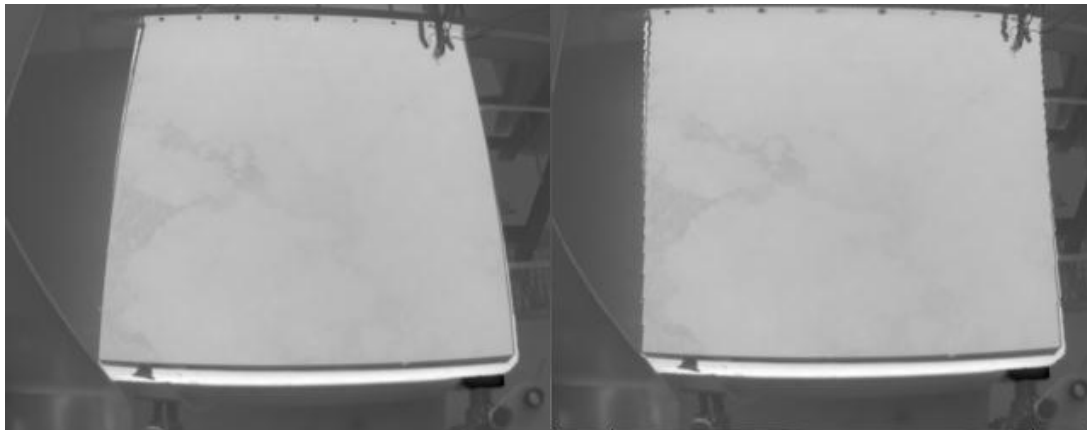


Figure 44: Image de la nappe de liquide avant et après traitement

L'application du code de correction des déformations sur les données issues de la caméra thermique permet de retrouver la forme rectangulaire du bac employé. Cependant, du fait de la dilatation appliquée, certains pixels ne contiennent pas d'information liée à la température et celle-ci doit être extrapolée à partir des températures sur les pixels voisins si celles-ci sont définies.

Équation 116 : Extrapolation de la température dans les zones dilatées

$$T_{ex} = \frac{\sum T_{cellules\ adjacentes}}{Nb\ de\ cellules\ adjacentes}$$

T_{ex}	Température extrapolée	K
$T_{cellules\ adjacentes}$	Températures des cellules voisines si celles-ci sont définies	K

De ce fait, la précision lors du calcul de l'aire occupé par une température particulière est améliorée.

4.2.2. Fonctions employées pour extraire la température des images enregistrées à l'aide de la caméra thermique

Plusieurs types de fonctions sont disponibles permettant d'extraire la température sur une surface, sur un axe ou bien sur un point précis.

Zones d'intérêt

La définition des zones d'intérêt est assurée par trois fonctions différentes :

- *roipoly* permet de définir les surfaces,
- *improfile* permet de définir des segments,

- *impixel* permet de définir les points.

La définition des éléments créés par ces fonctions est graphique. Les sorties sont différentes selon les fonctions.

Tableau 14: Fonctions de traitement d'image employées.

Nom des fonctions	roipoly	improfile	impixel
coordonnée des points remarquables (nœuds, extrémités)	x	x	X
Valeur des points remarquables		x	X
Création d'un masque de l'image	x		
valeurs dans la zone d'intérêt	x	x	X

Les profils créés sont rendus visibles à l'écran par l'emploi de la fonction *line* avec comme entrée les coordonnées des points remarquables.

Min, max et moyenne

Ces données ne sont valables que dans le cas des surfaces et des segments d'intérêt et sont obtenues avec les fonctions *min*, *max* et *mean*.

Histogramme de température

De la même manière que pour les fonctions précédentes, celle-ci n'est disponible que pour les surfaces ou droites d'intérêt. La fonction employée est une version modifiée de la fonction de base *hist* qui permet de tracer des histogrammes. La modification porte sur la transformation des ordonnées qui sont exprimées en pourcentage de la surface étudiée et non plus en nombre de pixels.

5. Protocoles expérimentaux des essais en intérieur

Les protocoles expérimentaux sont voisins dans les deux types d'essais. Le repère de début d'essai est donné soit par l'instant où la galerie à vent est mise en marche (cas des nappes minces) soit lorsque le couvercle au-dessus du fût est retiré, entraînant une discontinuité dans la mesure fournie par le capteur de niveau (cas des volumes importants). Etant donné que l'acquisition est lancée avant que le liquide ne soit versé, les données antérieures sont négligées (figure 45).

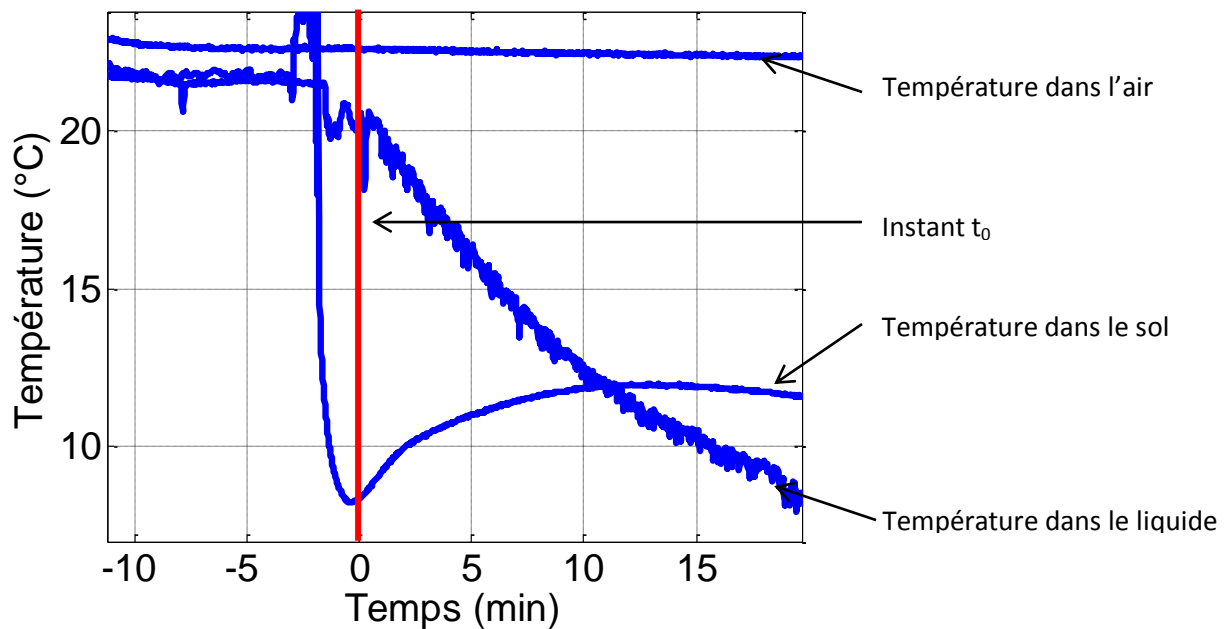


Figure 45: Choix de l'instant initial des essais.

Afin de ne pas perturber les échanges thermiques à l'intérieur de la nappe, il n'est pas rajouté de liquide au cours de l'essai visant à maintenir un niveau constant de liquide. Ceci implique que le rapport de forme des cuvettes évolue au fil des essais et qu'un écoulement de cavité apparaît.

5.1. Essais réalisés avec les pilotes de faible volume

Le protocole des essais relatifs au plan d'expériences est le suivant :

1. Démarrage des capteurs et démarrage de la session d'acquisition des données.
2. Vérification de l'horizontalité de la balance.
3. Vérification de la soufflerie.
4. Préparation de la quantité d'acétone à verser.
5. Sortie de la dalle de béton du sol ou de l'étuve.
6. Installation de celle-ci sur la balance.
7. Insertion des thermocouples dans l'épaisseur de la dalle.
8. Positionnement des thermocouples dans les coins de la dalle.
9. Positionnement du peigne de thermocouples.
10. Déversement du liquide.
11. Démarrage de la galerie à vent.

Lorsque l'essai est considéré comme terminé :

1. Arrêt de l'acquisition.
2. Vidange des restes d'acétone dans les fûts de déchet chimique.
3. Séchage de la plaque à l'extérieur.

L'une des principales contraintes du plan d'expériences est d'effectuer les deux essais d'un même doublet dans des conditions expérimentales les plus proches possibles. Pour cela, la différence de durée entre la sortie des plaques de la chambre froide ou de l'étuve afin de les mener à la température initiale voulue et le début de l'essai a été minimisée et est restée inférieure à 30 secondes pour tous les doublets.

La répartition des capteurs selon les essais est présentée figure 46.

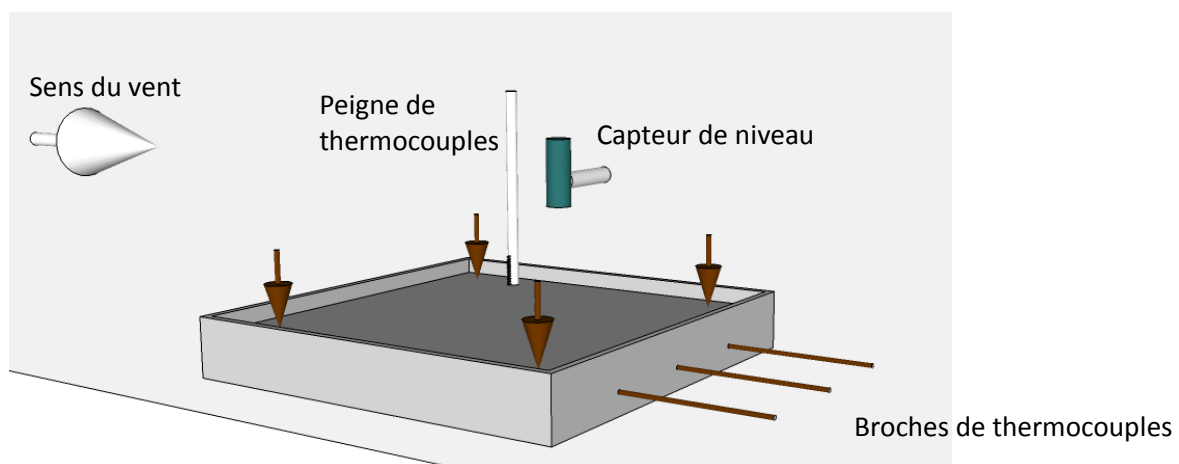


Figure 46: Installation des pilotes employés pour l'étude paramétrique.

Les thermocouples sur la surface sont situés dans les coins de la plaque en béton, délimitant un carré de 5 centimètres de côté avec l'angle du bac. Le capteur de niveau est situé à 10 cm au-dessus du niveau maximal du liquide. La distance entre les broches de thermocouples représente un quart de la largeur de la plaque soit 12,5 cm.

Ces essais ont mis en évidence des propriétés de répartition de la température dans le liquide particulières. Afin d'approfondir ce point, un essai mettant en œuvre une nappe de 70 cm d'épaisseur initiale est réalisée.

5.2. Essais réalisés avec le piloter de forte capacité

Le protocole de cet essai est le suivant :

1. Installation du fût vide sur les balances et réglage de la distance entre le bord du fût et le plancher de la soufflerie.
2. Installation des capteurs.
3. Démarrage de l'acquisition.
4. Démarrage de la soufflerie.
5. Remplissage du fût qui est muni d'un couvercle percé afin de d'éviter l'évaporation des vapeurs.
6. Suppression du couvercle.

Lorsque l'essai est considéré comme terminé :

7. Arrêt de l'acquisition.
8. Recyclage de l'acétone restant.

La figure 47 présente le pilote expérimental de volume important.

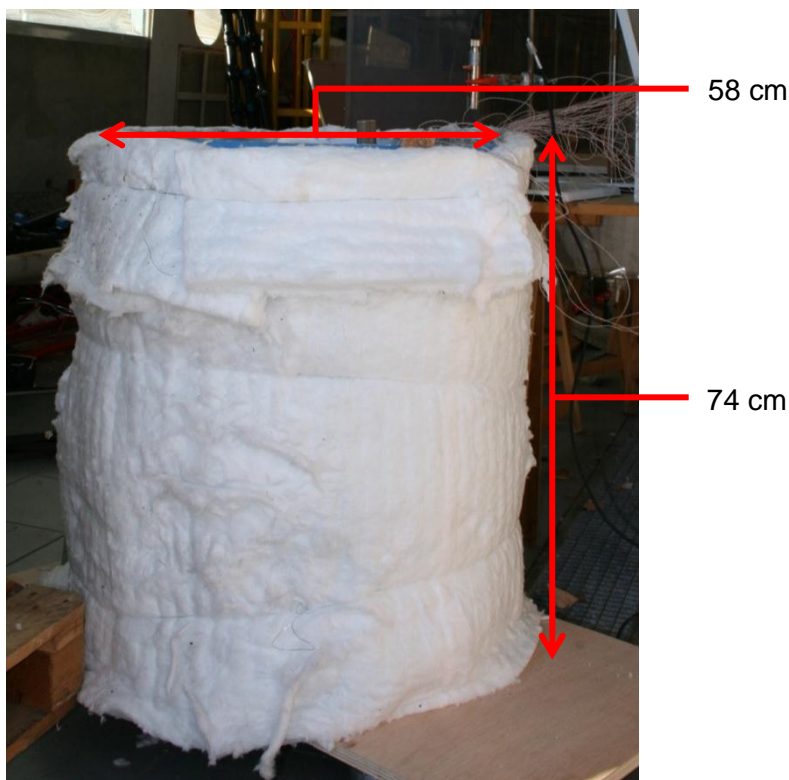


Figure 47: Fût d'acétone tronqué.

Afin de déterminer le profil vertical de température dans le liquide, un peigne de thermocouples différent du précédent a été réalisé. La résolution verticale de ce peigne est de 2 cm et permet donc de couvrir toute la hauteur du fût. Les différentes hauteurs des thermocouples sont présentées dans

le tableau 12 page 106. Ces distances sont en centimètre. Un capteur de niveau est également présent durant l'essai. Il permet:

- de déterminer l'instant initial de l'essai lorsque le couvercle au-dessus du fût est retiré,
- de faire des mesures redondantes avec les balances.



Figure 48: Durant l'essai.

L'instrumentation permet de mesurer ou de déduire tous les flux énergétiques incidents sur la nappe.

En plus de l'essai relatif à l'évaporation de liquide, ce pilote a été modifié afin de pouvoir mesurer par PIV les vitesses et les profils d'écoulement d'air au-dessus de la nappe de liquide. Ceci n'a pu être réalisé qu'avec de l'eau étant donné que l'emploi d'acétone exige un renouvellement permanent de l'air et que le dispositif d'enfumage de la PIV impose une recirculation de celui-ci.

6. Conclusions du chapitre

Ce chapitre présente la démarche expérimentale employée durant ce travail de thèse. Pour répondre à la problématique du sujet, plusieurs types d'essais sont réalisés. L'étude du phénomène d'évaporation n'a été réalisée que sur un seul liquide, l'acétone. Les essais en extérieur ne sont pas reproductibles du fait de l'absence de contrôle de la vitesse du vent et de l'ensoleillement incident sur la nappe. Pour contourner ces problèmes, une campagne d'essais est réalisée en intérieur à l'aide d'une galerie à vent. Ces essais, en plus de viser à répondre aux questions soulevées par la problématique, cherchent également à mieux définir le phénomène d'évaporation.

Pour cela, il est nécessaire de mesurer les différents paramètres influençant les deux équations bilan :

- la perte de masse,
- les flux thermiques,
- l'hydrodynamique locale.

Différentes techniques sont employées pour quantifier ces données.

Les pertes de masse sont mesurées simultanément à l'aide d'une balance de précision Kern 100K0.5 dont la précision est de 0,5 grammes et d'un capteur de niveau Siemens BERO M18 dont la précision est de 1 millimètre sur la gamme de mesures effectuées.

Les flux thermiques sont mesurés de différentes manières :

- les flux thermiques échangés entre le sol et le liquide sont calculés à l'aide des températures enregistrées dans le sol et le liquide. Ces températures sont mesurées à l'aide de thermocouples de type T dont la précision est de 2 K d'après les données fournisseur. Ces thermocouples sont étalonnés entre 0 et 100°C.
- les flux thermiques échangés entre liquide et air sont également quantifiés à l'aide des mesures des thermocouples ayant traversé la surface du liquide.
- les flux thermiques rayonnés sont mesurés à l'aide d'un fluxmètre radiatif Captec
- le flux thermique absorbé par évaporation et l'enthalpie du liquide sont mesurés à l'aide des données de perte de masse et des propriétés physico chimiques du liquide.
- la température du liquide est mesurée à l'aide d'une caméra thermique FLIR SC4000 dont la précision est de 0,1K

Deux approches sont mises en place :

- un plan d'expériences bâti sur un domaine expérimental composé de cinq paramètres d'entrée est employé :
 - Une température initiale du liquide comprise entre 4 et 22°C
 - Une température initiale du sol comprise entre 4 et 60 °C
 - Une vitesse de vent comprise entre 2 et 4 m.s⁻¹
 - Une température de l'air comprise entre 15 et 25°C
 - Une épaisseur initiale de liquide comprise entre 2 et 10 cm

- Des essais complémentaires visant à vérifier des propriétés mises en évidence par les essais du plan d'expériences sont réalisés à l'aide d'un pilote différent permettant une étude sur une épaisseur de fluide plus importante.

Bibliographie

- Brighton, P. W. (1985). Evaporation from a plane liquid surface into a turbulent boundary layer. *Journal of Fluids Mechanics*.
- Cabanne, F. (1996, 07 10). Température de surface - mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur - mesures physiques*, p. 17 p.
- Charron, J. (2003, 12 10). Mesures sans contact - Généralités. *Techniques de l'ingénieur - Mesures mécaniques et dimensionnelles*, p. 16p.
- Dupriez, F., & Flodrops, J. (2000, Mars 10). Mesures locales de vitesse dans un fluide. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 28 p.
- Fuller, E., Schettler, P., & Giddings, J. (1966, May). A new method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients. *Industrial and Engineering Chemistry*, 58, pp. 19-27.
- Goupy, J. (2000, Septembre 10). Modélisation par les plans d'expérience. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Analyses*, p. 23 pp.
- Parmentier, Y., & Kratz, F. (2009, 09 10). Capteurs - Principes de constitution. *Techniques de l'ingénieur - Instrumentation et méthodes de mesure.*, p. 15 p.
- Schon, J., Charnay, G., & Comte-Bellot, G. (1994, Avril 10). Anémomètres à fil ou film chaud. *Techniques de l'ingénieur - Mesures : Généralités*, p. 8 p.
- Schon, J., Fournel, T., & Fournier, C. (2007, Septembre 10). Mesures de caractéristiques d'écoulement par imagerie numérique. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Physiques*, p. 19 p.
- TCSA. (2007). Traité de thermométrie par thermocouple et résistance version 6.0.
- Thureau, P. (1996, 10 10). Fluxmètres thermiques. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 9 p.

III. ANALYSE DU PHENOMENE

La partie bibliographique a permis d'identifier la problématique du sujet qui consiste à étudier la variation du débit d'évaporation d'une nappe de liquide pur répandue sur le sol en fonction de différentes conditions expérimentales liées à:

- température de l'air,
- température initiale du sol,
- température initiale du liquide,
- vitesse du vent au-dessus de la nappe,
- épaisseur initiale de la nappe.

Ces cinq paramètres ont été identifiés comme permettant de déterminer les flux de chaleur ou de masse échangés entre la nappe et son environnement.

Avant d'explorer plus spécifiquement certains points d'intérêt, il a semblé pertinent d'aborder et présenter le phénomène d'évaporation selon les aspects suivants :

- la description du phénomène à l'aide des courbes expérimentales enregistrées durant les essais et la vérification de la reproductibilité des essais,
- l'analyse paramétrique du phénomène à l'aide des résultats du plan d'expérience.

Cette seconde section permet de caractériser l'influence des conditions expérimentales sur le phénomène d'évaporation.

Table des matières du chapitre III

III. ANALYSE DU PHENOMENE	135
INTRODUCTION	135
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE III	137
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE III	138
1. PRESENTATION DU PHENOMENE	139
1.1. EVOLUTION DU SYSTEME AU COURT DU TEMPS	139
1.1.1. Mesures de températures	139
1.1.1.1. Caractérisation de la température dans le sol	142
1.1.1.2. Caractérisation de la température dans le liquide	145
1.1.1.3. Caractérisation de la température au voisinage de l'interface	151
1.1.1.4. Caractérisation de la température de l'air	156
1.1.2. Mesures de pertes de masse et de débit	157
1.2. REPRODUCTIBILITE DES ESSAIS	162
1.2.1. Etude de la reproductibilité des mesures de pertes de masse	163
1.2.2. Etude de la reproductibilité des mesures de températures	165
1.2.2.1. Reproductibilité des mesures de la température du liquide	165
1.2.2.2. Reproductibilité des mesures de la température du sol	166
1.3. CONCLUSION DE LA SECTION	167
2. ANALYSE PARAMETRIQUE DU PHENOMENE D'EVAPORATION	168
2.1. HYPOTHESE DE LINEARITE	170
2.2. VALIDATION DU PLAN D'EXPERIENCE	173
2.3. DETERMINATION DU DEBIT INITIAL.	176
2.4. DETERMINATION DU DEBIT EN REGIME PERMANENT.	177
2.5. DETERMINATION DE LA DUREE DU REGIME TRANSITOIRE.	179
2.6. CONCLUSION DE LA SECTION	181
3. CONCLUSION DU CHAPITRE	181

Table des illustrations du chapitre III

Figure 49: Dispositif expérimental	140
Figure 50: Positions des thermocouples	141
Figure 51: Courbes de température typiques d'un essai (essai 11a)	142
Figure 52: Remontée de la température du sol lorsque de liquide est initialement plus chaud que le sol (Essai 12a)	143
Figure 53: Stagnation de la température les températures de sol et de liquide sont en équilibre à l'instant initial (Essai 7a)	144
Figure 54 : Evolution de la température dans le sol dans le cas des essais 2a et 13a	145
Figure 55: Augmentation de la température dans le liquide (Essai 14a)	147
Figure 56 : Evolution de la chute de température dans le liquide	148
Figure 57 : Vitesse de chute de température pour deux vitesses de vent différentes.	149
Figure 58: Représentation schématique de l'essai mettant en œuvre 70 cm d'épaisseur d'acétone.	150
Figure 59: Température dans le liquide au cours du temps	151
Figure 60: Graphe des températures dans le liquide.	151
Figure 61: Courbe d'un thermocouple traversant l'interface (Essai 13a).	152
Figure 62: Evolution de la température et de la chute de la surface du liquide dans le temps	155
Figure 63: Températures mesurée dans la phase gazeuse. Essai 13a	157
Figure 64: Débit d'évaporation et sa dérivée (Essai 12a)	159
Figure 65: Masse et débit d'évaporation (Essai 14a)	160
Figure 66: Dérivée du débit d'évaporation des 40 premières minutes de l'essai 14a	161
Figure 67: Graphe des débits de matière pour les 5 essais considérés	162
Figure 68: Perte de masse (Doublet 10)	163
Figure 69: Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température initiale de liquide	171
Figure 70 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température initiale du sol	171
Figure 71 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la vitesse de vent	172
Figure 72 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température de l'air	172
Figure 73 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec l'épaisseur initiale du liquide	173
Figure 74: Débit initial d'évaporation	174
Figure 75: Débit d'évaporation en régime permanent	175
Figure 76: Durée du régime transitoire de perte de masse.	175
Figure 77: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant le débit initial	176
Figure 78: Critère de seuil du régime transitoire	177
Figure 79: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant le débit en régime permanent	178
Figure 80: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant la durée du régime transitoire.	180

Table des équations du chapitre III

Équation 117: Ecart de masse entre les essais en fonction de la moyenne des masses	163
Équation 118 : Ecart de masse entre les essais d'un même doublet	164
Équation 119: Ecart enregistré sur les températures du liquide	165
Équation 120 : Modèle des sorties du plan d'expérience.	169
Équation 121 : Coefficient de p-value	173

1. Présentation du phénomène

Cette section affiche deux objectifs :

- présenter le phénomène étudié à travers les relevés de température et de masse obtenus durant les essais réalisés,
- s'assurer de la reproductibilité des essais en évaluant les écarts de mesure enregistrés entre deux essais mis en œuvre dans les mêmes conditions expérimentales.

1.1. Evolution du système au court du temps

Sept essais ont été sélectionnés afin de présenter le phénomène. Les conditions expérimentales relatives à ces essais sont décrites par le tableau 15. La température initiale du liquide était donc comprise entre 4°C et 22,5°C, celle du sol entre 4°C et 60°C et celle de l'air entre 15°C et 25°C. Pour tous les essais, la vitesse de l'écoulement d'air est soit de 2m.s⁻¹ soit de 4m.s⁻¹. Les essais ont duré entre 1h et 32 minutes et 2h et 53 minutes pour une masse évaporée comprise entre 830g et 6,87 kg. Les résultats obtenus permettent de dresser une liste exhaustive des profils de chute de température et de perte de masse durant tous les essais réalisés.

Tableau 15: Récapitulatif des conditions expérimentales des essais présentés dans cette partie

	Essai 2 a	Essai 7 a	Essai 11 a	Essai 12 a	Essai 13 a	Essai 14 a	Essai 16 a
Température du liquide	22°C	6,5°C	22°C	22 °C	4°C	4°C	4°C
Température du sol	60°C	7°C	9°C	6°C	60°C	60°C	4°C
Vitesse du vent	4 m.s ⁻¹	4 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹
Température de l'air	15°C	25°C	28°C	15°C	25°C	15°C	15°C
Epaisseur initiale	10 cm	10 cm	10 cm	10 cm	10 cm	10cm	2cm
Masse évaporée	6,87 kg	3,36 kg	3,45 kg	3,30 kg	4,80 kg	4,61 kg	830 g
Durée de l'essai	2h42min	2h53min	2h51min	2h50 min	2h50min	2h50min	1h32min

1.1.1. Mesures de températures

Au cours des essais, les températures mesurées dans le sol, le liquide et l'air servent à définir les différents flux thermiques et l'énergie contenue dans la nappe de liquide. La figure 50 représente le dispositif expérimental avec l'emplacement des thermocouples qui correspond à plusieurs types de mesures :

- la température dans le sol,
- la température à la surface du béton dans le liquide,
- la température dans le liquide (peigne de thermocouples),
- la température de l'air ambiant.

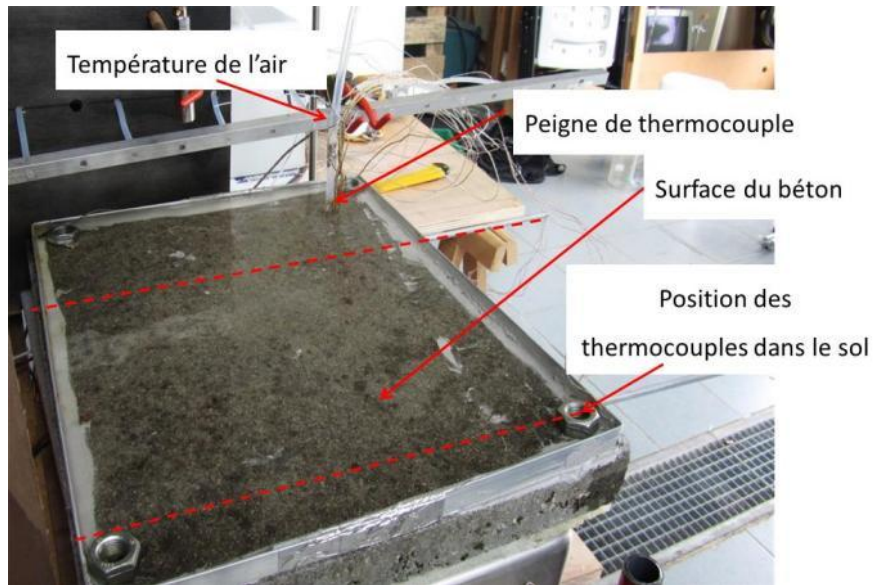


Figure 49: Dispositif expérimental

La figure 50 est une représentation schématique de la position des thermocouples pour ces essais. La température du béton est mesurée au moyen de 9 thermocouples et celle du liquide est mesurée avec un peigne de 19 thermocouples ayant une résolution spatiale de 2 mm (il faut noter que durant un essai, certains thermocouples sortent du liquide à cause de l'évaporation du produit). Par ailleurs, 4 thermocouples ont été rajoutés à la surface du béton pour évaluer les échanges de chaleur entre le sol et le liquide. La température de l'air ambiant est mesurée à 10 cm au-dessus du béton.

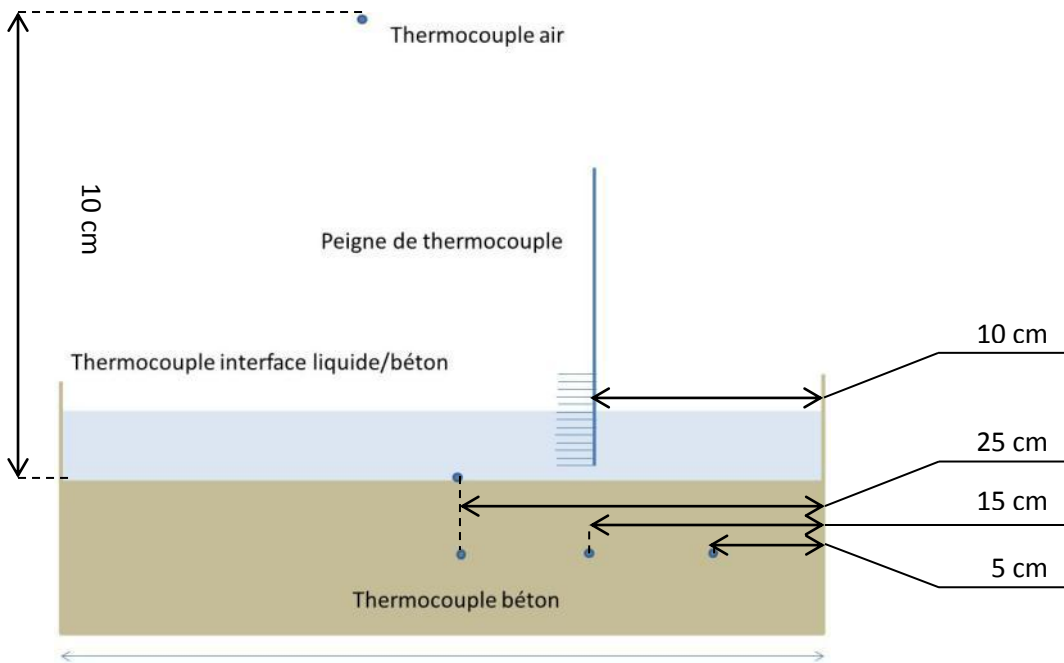


Figure 50: Positions des thermocouples

Le nombre de thermocouples dans le sol est différent d'un essai à l'autre car certains capteurs se brisaient lorsqu'ils étaient introduits dans la dalle en béton.

La figure 51 présente 4 types de courbes caractéristiques des températures obtenues lors de l'essai 12a.

- Les températures dans l'air montrent une faible variation avec le temps (augmentation de 2,5 K). Cette courbe présente des pics dus aux variations des conditions d'ensoleillement de la halle d'essais. (Cf paragraphe 1.1.1.4.)
- Les températures dans le sol fournissent un signal sans fluctuations, caractéristiques des transferts de chaleur à forte inertie (1). Lors de cet essai, la température de la dalle en béton a augmenté de 3K pendant 10 min jusqu'à un maximum de 286K puis a diminué pour atteindre la température du liquide en fin d'acquisition (276K). Ce phénomène est dû à la différence de température initiale entre le sol et le liquide (Cf paragraphe 1.1.1.1.)
- Les températures dans le liquide (2) présentent une diminution importante entre le début et la fin de l'essai (20K) Cette enveloppe de courbes (obtenue à partir des mesures des 10 thermocouples) montre une réponse identique des capteurs et met en évidence un très faible gradient thermique vertical au sein du liquide. (Cf paragraphe 1.1.1.2.)
- Les températures situées au niveau de l'interface liquide/air présentent une forte variabilité qui caractérise le changement de milieu du thermocouple (liquide, interface puis air) (3). (Cf paragraphe 1.1.1.3.)

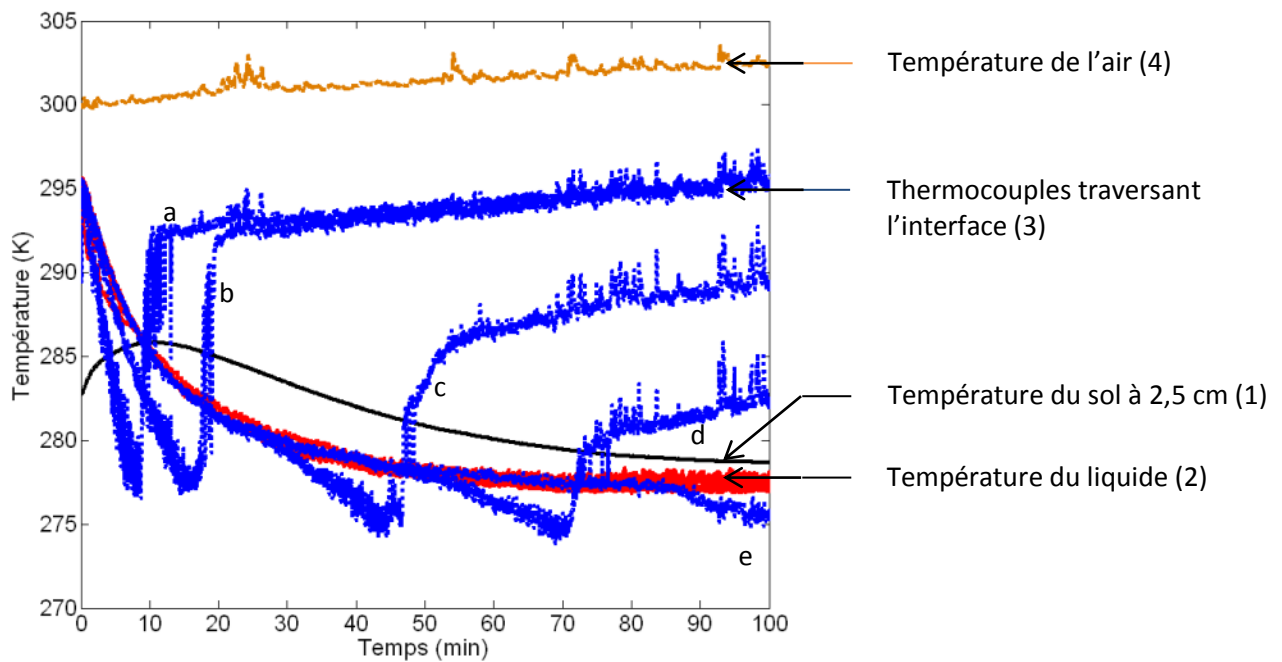


Figure 51: Courbes de température typiques d'un essai (essai 11a)

Pour plus de lisibilité, seules quelques mesures de température sont représentées sur la figure 51. Leur position par rapport à l'interface liquide/air à l'instant initial est précisée dans le tableau 2.

Tableau 16 : Position des thermocouples par rapport à la surface du liquide à l'instant initial

a	b	c	d	e
3mm	6mm	10mm	16mm	18mm

Les paragraphes suivants détaillent les quatre types de températures introduits précédemment.

1.1.1.1. Caractérisation de la température dans le sol

Les températures enregistrées dans le sol sont nécessaires à la détermination du flux thermique échangé entre le liquide et le sol. Toutes les températures sont mesurées à 2,5 cm de profondeur. Trois évolutions de température sont mises en évidence selon la différence entre la température du sol et celle du liquide à l'instant initial.

Dans les cas où le liquide est initialement plus chaud que le sol, (Doublets d'essais 3, 4, 11 & 12), le flux thermique échangé entre le liquide et le sol implique une augmentation de la température dans le sol. La figure 52 présente l'évolution de la température dans le sol et dans le liquide de l'essai 12a (température initiale du sol de 281K et température initiale du liquide de 292,5 K). L'analyse de la température du sol met en évidence 2 phases distinctes:

- Une première phase qui dure 12 minutes, pour laquelle la température liquide est supérieure à celle du sol. Durant cette phase, la température du sol augmente de 3,5 K grâce à l'apport de chaleur du liquide vers le sol. Le flux de chaleur initial échangé est de l'ordre de 9 kW.m^{-2} puis chute à moins de 2 kW.m^{-2} 30 secondes après le début de l'essai (Cf paragraphe 1.1.1.1. Chapitre IV). Cette phase se termine lorsque la température du sol devient égale à la température du liquide.
- Une seconde phase qui dure jusqu'à la fin de l'essai pour laquelle la température du liquide est inférieure à celle du sol. Au début de cette phase, le sol et le liquide sont en équilibre thermique. Cependant, du fait de l'évaporation, l'équilibre est rompu et la température du liquide devient inférieure à celle du sol. La température du liquide est la résultante de deux flux thermiques principaux, le flux thermique absorbé par évaporation et celui échangé entre le liquide et le sol. De ce fait, pour atteindre l'équilibre thermique, la température du sol chute à son tour et apporte de la chaleur au liquide. L'écart de température entre le liquide et le sol met clairement en évidence la prépondérance du premier flux sur le second. Alors que le flux de chaleur échangé entre le sol et le liquide est nul au début de cette phase, celui absorbé par évaporation est de l'ordre de 2 kW.m^{-2} (Cf paragraphe 1.1.1.2. Chapitre IV).

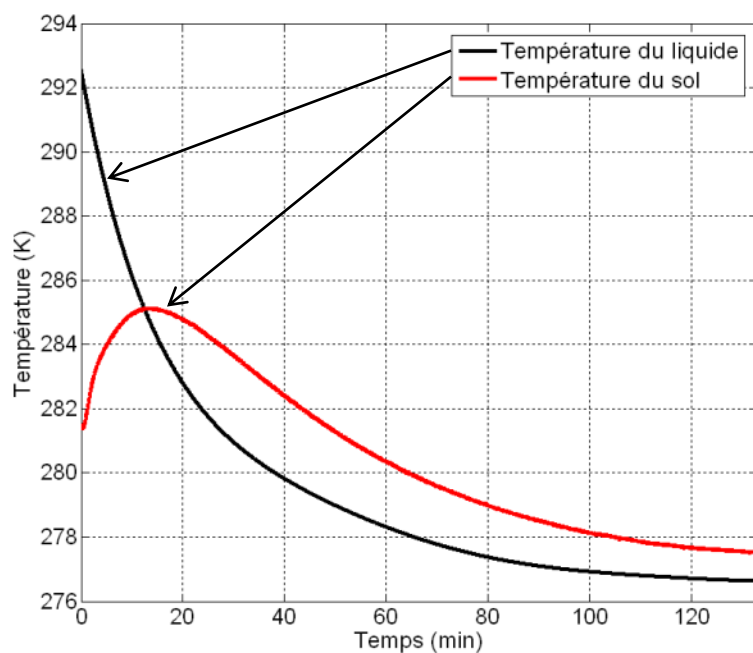


Figure 52: Remontée de la température du sol lorsque de liquide est initialement plus chaud que le sol (Essai 12a)

Dans le cas où les températures initiales de liquide et de sol sont égales (Doublets 7, 15 non présentés dans cette partie), la température du sol qui est mesurée au milieu de la dalle stagne pendant quelques minutes avant de chuter. La figure 53 présente cette particularité dans le cadre de

l'essai 7a. Cette figure présente l'évolution de la température dans le sol et dans le liquide durant les six premières minutes de l'essai. A l'origine, les deux températures sont séparées de 0,5 K. Il apparaît que la température du liquide chute tandis que la température dans le sol stagne durant moins de deux minutes. Cette stagnation est due à la faiblesse des échanges thermiques entre le sol et la nappe de liquide et à l'inertie thermique du béton. Durant les deux premières minutes, le flux d'évaporation échangé entre le liquide et le sol est de l'ordre de 200W.m^{-2} . Le flux thermique absorbé par évaporation est voisin de 1kW.m^{-2} ce qui induit la chute de température du liquide au cours du temps.

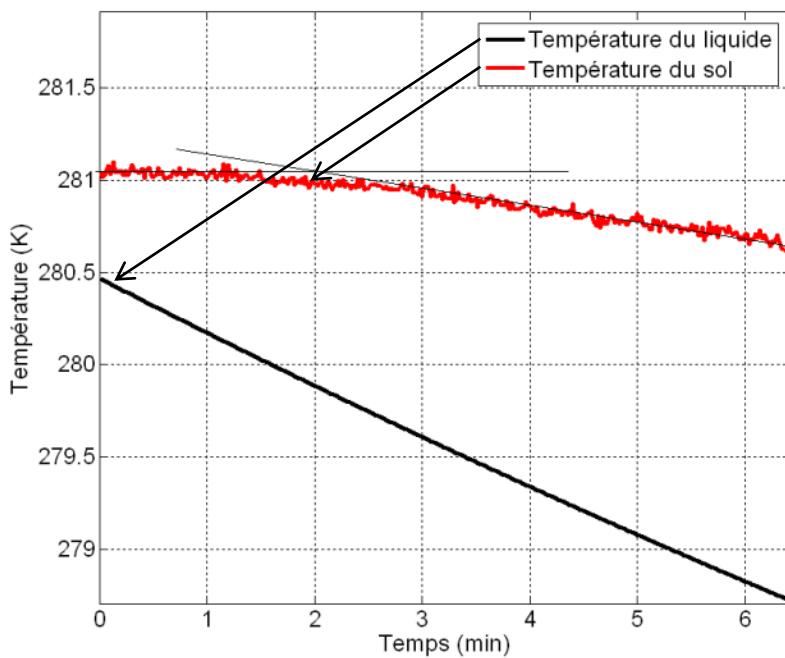


Figure 53: Stagnation de la température les températures de sol et de liquide sont en équilibre à l'instant initial (Essai 7a)

Le dernier type d'évolution de température dans le sol, est celui adopté par tous les essais à partir du moment où la température du liquide est inférieure à celle du sol. Il correspond à une chute monotone de la température du sol au cours de l'essai. Cette chute de température correspond à un retour à l'équilibre thermique entre les températures du liquide et du sol. La figure 54 présente les évolutions de la température dans le sol des essais 2a et 13a. Les conditions expérimentales de ces deux essais diffèrent par la vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe. Alors que la différence de température des dalles est inférieure à 0,5 K à l'origine de l'essai, 30 min après son démarrage, cette différence atteint 14,5 K. La variation de la température du sol selon la vitesse du vent est due à l'augmentation du flux de chaleur absorbé par évaporation lorsque la vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe est élevée. De ce fait, la température du liquide est inférieure à celle prenant

place lorsque la vitesse de l'écoulement est plus faible et le flux de chaleur échangé entre la nappe et le sol est plus important donc la température du sol chute plus rapidement.

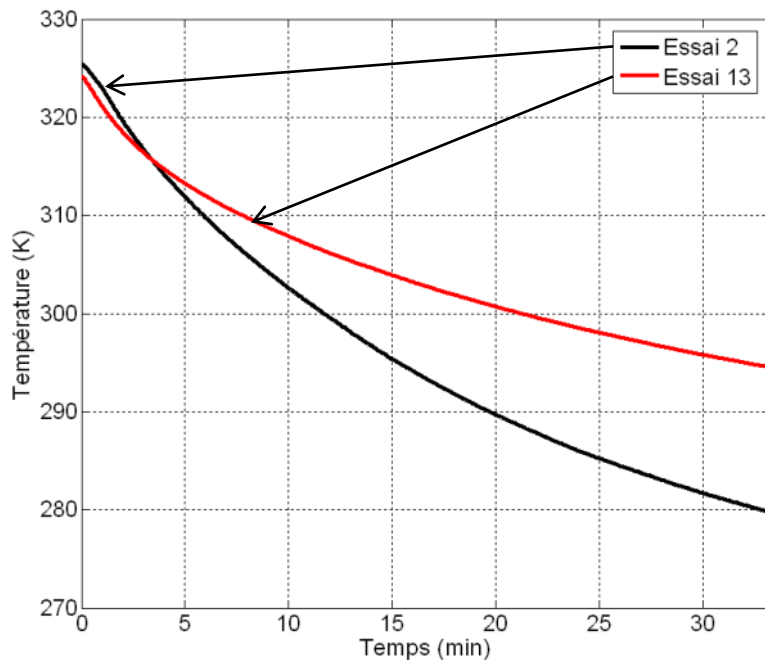


Figure 54 : Evolution de la température dans le sol dans le cas des essais 2a et 13a

1.1.1.2. Caractérisation de la température dans le liquide

La température du liquide est employée pour calculer les propriétés physiques du fluide (capacité calorifique, enthalpie de vaporisation, pression de vapeur saturante, densité) ainsi que certains flux thermiques (flux thermique échangé entre le liquide et le sol, entre l'air et le sol et absorbé par évaporation). Ces données sont employées dans le prochain chapitre (chapitre IV) pour déterminer chaque terme de l'équation bilan énergétique présentée dans la partie bibliographique.

Cette sous partie décrit dans un premier temps l'évolution de la température dans le liquide en fonction du temps puis en fonction de la position des thermocouples afin de reconstituer le profil vertical de température.

PROFILS DE TEMPERATURE EN FONCTION DU TEMPS

La température du liquide est le reflet des échanges thermiques entre la nappe et son environnement.

Deux allures de courbes de température sont relevées suivant la différence de température entre le liquide et le sol à l'instant initial et à la vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe.

Lors des essais réalisés sous les conditions expérimentales suivantes (Doublets 13 et 14) :

- sol chaud
- liquide froid
- vent faible

L'analyse de la figure 55 met en évidence que l'évolution de la température suit deux phases distinctes.

- La première phase de 8 minutes correspond à une augmentation de la température du liquide (3K) qui reste cependant inférieure à celle du sol. Le flux thermique échangé entre le liquide et le sol varie entre 8 kW.m^{-2} à l'instant initial, et $1,5 \text{ kW.m}^{-2}$ à la fin de cette phase, (Cf 1.1.1.1. Chapitre IV) tandis que celui absorbé par évaporation évolue de $2,5 \text{ kW.m}^{-2}$ à $2,2 \text{ kW.m}^{-2}$. (Cf 1.1.1.4. Chapitre IV). La fin de cette phase n'est pas liée à une condition d'égalité entre la température du sol et celle du liquide mais est voisine de l'instant auquel le flux thermique absorbé par évaporation devient supérieur à celui échangé entre le liquide et le sol. L'augmentation de la température du liquide implique que le flux thermique échangé entre le sol et le liquide est supérieur à celui absorbé par évaporation. La différence d'ordre de grandeur des flux est due aux températures du liquide et du sol. La température du liquide étant peu élevée au début de l'essai et la vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe faible, le flux thermique absorbé par évaporation est inférieur à celui échangé entre le sol et le liquide.
- La seconde phase mise en évidence sur la figure 55 correspond à la chute uniforme de la température du liquide. Celle-ci évolue de 11,5K (entre 290,5K et 279K) alors que la température du sol chute de 26K, évoluant de 309K à 282,5K. Durant toute cette phase, l'écart enregistré entre la température du liquide et celle du sol diminue pour être inférieure à 3K à la fin de l'acquisition. Etant donné que la dalle en béton employée pour réaliser l'essai est isolée de la balance, la variation de température du sol est uniquement due au flux thermique échangé entre le sol et le liquide. De ce fait, la température de la dalle ne peut pas être inférieure à celle du liquide.

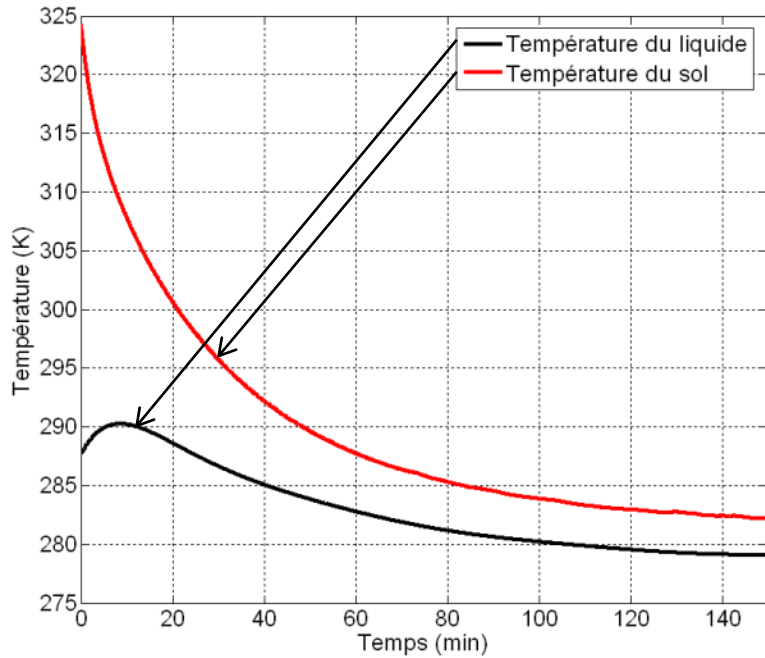


Figure 55: Augmentation de la température dans le liquide (Essai 14a)

La seconde allure correspond à une chute monotone de la température du liquide à partir du début de l'essai (figure 56). Ce type d'évolution est rencontré dans tous les doublets à l'exception des doublets 13 et 14 présentés précédemment. Les caractéristiques de cette chute diffèrent cependant selon les conditions aux limites.

Lorsque les essais sont réalisés dans les conditions aux limites suivantes (Doublets 9 & 10) :

- sol chaud
- liquide chaud
- vent faible

La vitesse de chute de température n'est pas maximale à l'instant initial. La figure 56 présente la courbe de perte de température et sa dérivée. Les conditions opératoires de l'essai présenté sur la figure 56 sont reportées dans le tableau 17.

Tableau 17: Conditions expérimentales de l'essai présenté figure 56

Température de liquide	Température du sol	Vitesse de vent	Température de l'air	Epaisseur de liquide
25°C	60°C	2 m.s ⁻¹	25°C	10 cm

Cette figure indique que la dérivée de la fonction représentant la chute de température dans le temps est négative, impliquant que la chute de température est monotone dans le temps. Le minima de la courbe est atteint pour une abscisse différente de l'origine et correspond à une chute de température de l'ordre de $5,7 \times 10^{-3} \text{ K.s}^{-1}$. La vitesse de chute de la température est directement liée

à la somme des flux thermiques échangés entre la nappe et son environnement d'après l'équation bilan thermique présentée dans la partie bibliographique.

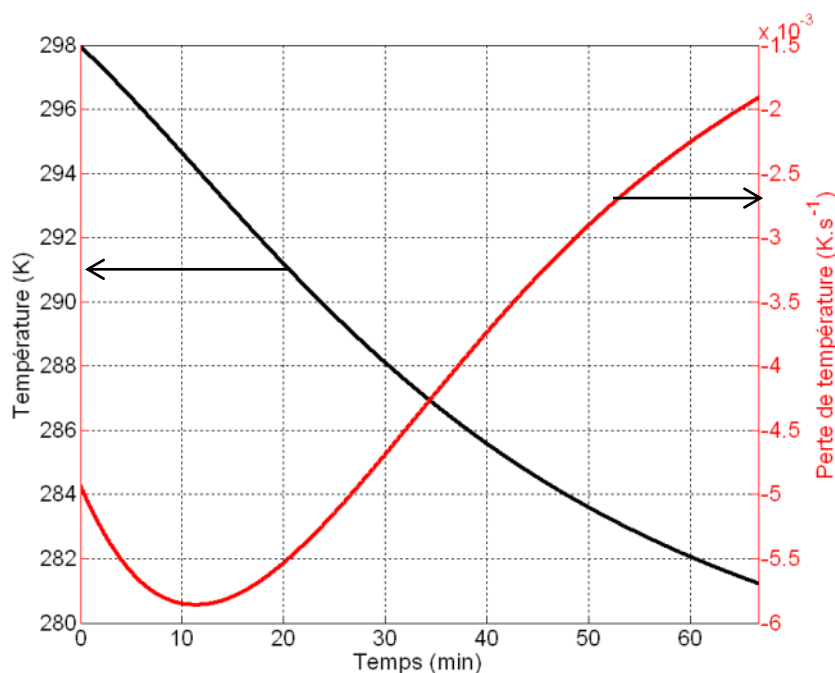


Figure 56 : Evolution de la chute de température dans le liquide

Pour tous les autres doublets d'essais, la vitesse de chute de la température est maximale au début de l'essai. La figure 57 présente la chute de température de l'essai 16a et d'un essai complémentaire (essai 16a'). Leurs conditions expérimentales sont résumées dans le tableau 18:

Tableau 18: Conditions expérimentales des essais 16a et 16a'

	Température liquide	de sol	Température du vent	Vitesse de Température de l'air	Epaisseur de liquide
Essai 16a	4°C	4°C	2 m.s ⁻¹	15°C	2 cm
Essai 16a'	4°C	4°C	4 m.s ⁻¹	15°C	2 cm

Il apparait que la chute de la température du liquide est fortement influencée par la vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe. La température chute trois fois plus rapidement dans le cas où la vitesse de l'écoulement est élevée (0,068 K.s⁻¹ contre 0,018 K.s⁻¹). Cette différence de chute de température peut être reliée à la variation des flux thermiques échangés entre la nappe et son environnement. Lorsque le liquide et le sol sont à la même température à l'instant initial, le seul flux thermique absorbant de la chaleur est le flux thermique d'évaporation. La variation de vitesse de chute de température dans le liquide en fonction de la vitesse du vent correspond à la variation du flux de chaleur de l'évaporation en fonction de la vitesse de l'écoulement de l'air. La courbe de l'essai

16a' indique une variation de la perte de température entre 10 et 15 minutes après le début de l'essai ainsi que des valeurs positives de la perte de température. Ces deux points sont des artefacts de mesure et sont dus au traitement de données employé pour supprimer les termes fluctuants des données.

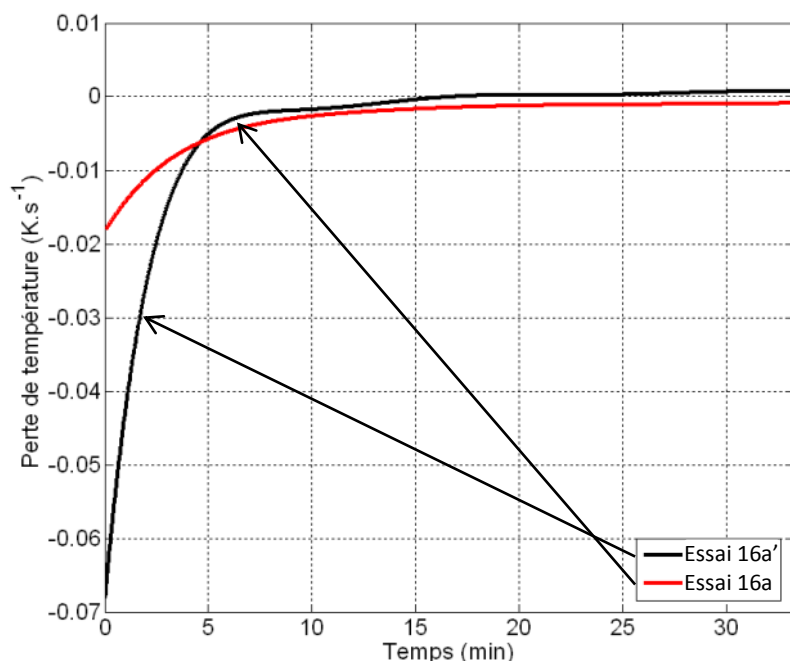


Figure 57 : Vitesse de chute de température pour deux vitesses de vent différentes.

PROFILS DE TEMPERATURE EN FONCTION DE LA POSITION DES THERMOCOUPLES

Durant tous les essais réalisés, tous les thermocouples restant dans le liquide durant tout l'essai indiquent des températures voisines à 0,5K près et des vitesses de chute de température identiques. Ceci implique que de la convection naturelle s'installe dans le liquide. Ce point et ses conséquences sont développés dans le chapitre V.

Afin de déterminer s'il existe une profondeur limite à ces cellules de convection, un essai mettant en œuvre 170 litres d'acétone sur 70 cm de haut est réalisé. Le fût est isolé du sol par un support polystyrène. Un peigne spécial de thermocouples est réalisé dont la résolution verticale est de 2 centimètres. 36 thermocouples sont ainsi introduits dans le liquide (figure 58). Les conditions expérimentales employées durant cet essai sont présentées dans le tableau 19.

Tableau 19: Essai de 70 cm d'épaisseur d'acétone

Température de liquide	Vitesse de vent	Température de l'air	Epaisseur de liquide
22°C	4 m.s ⁻¹	8°C	70 cm

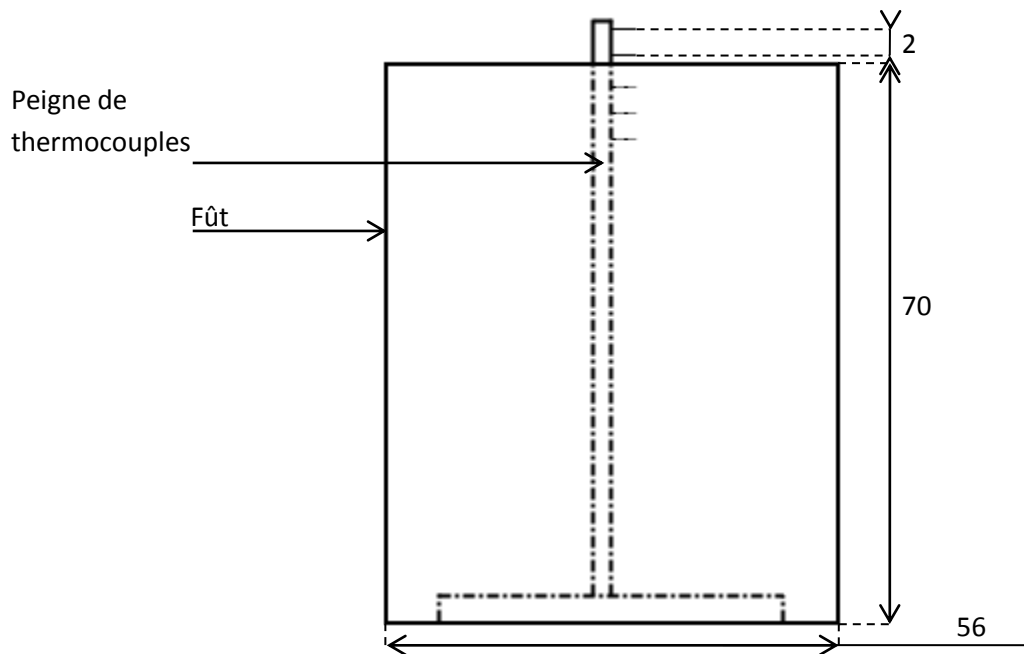


Figure 58: Représentation schématique de l'essai mettant en œuvre 70 cm d'épaisseur d'acétone.

La fréquence d'acquisition est fixée à 1Hz et l'essai est réalisé durant 5h. La figure 60 présente la température relevée dans le liquide par 31 thermocouples sur les 36 du peigne, 5 d'entre eux étant sortis du liquide au cours de l'essai. Ce graphe affiche des variations de température de 20 K, de 289 K à 269 K. Toutes les courbes sont voisines et forment une enveloppe dont l'amplitude est inférieure à 1K durant tout l'essai, mettant en évidence un très faible gradient thermique sur toute l'épaisseur du liquide. De ce fait, cette figure indique que les cellules de convection occupent toute l'épaisseur du liquide et qu'une profondeur limite à la présence de cellules de convection ne se manifeste pas dans le cas d'une nappe d'acétone de 70 cm d'épaisseur.

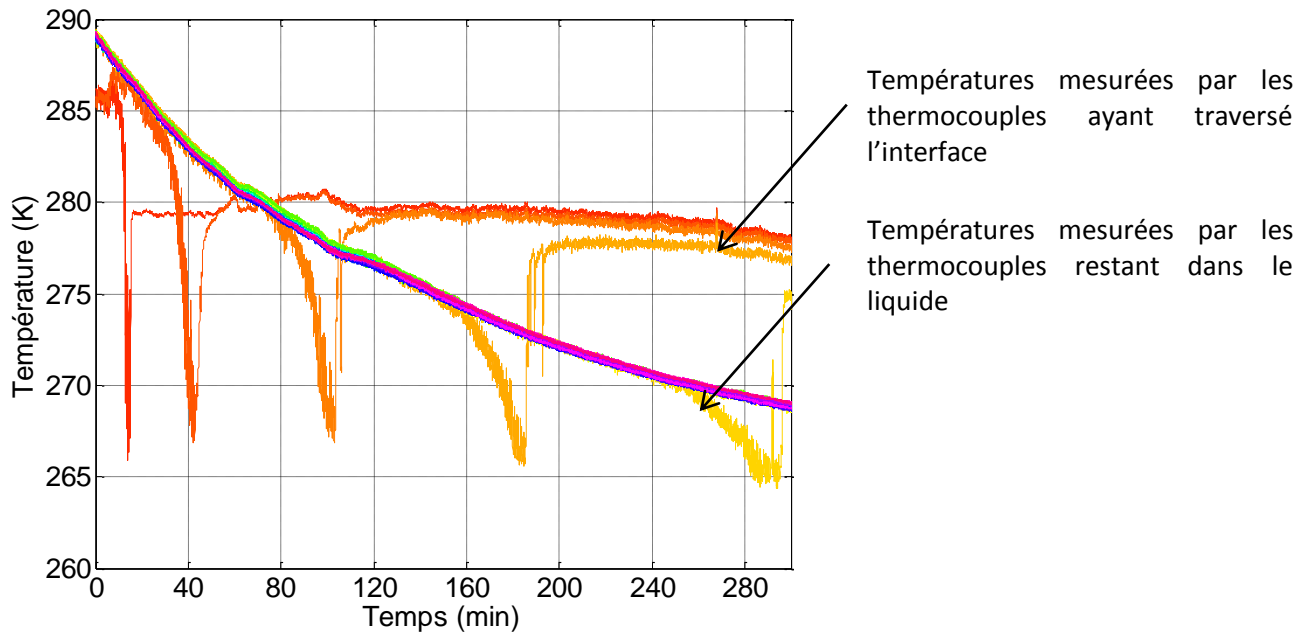


Figure 59: Température dans le liquide au cours du temps

La figure 60 présente le profil vertical de température dans le fût. La durée séparant chaque courbe est fixée à 100 secondes. Ce graphe permet de mettre en évidence l'uniformité de température dans le liquide. Les gradients thermiques affichés sur la hauteur de la nappe sont tous inférieurs à 1K.m^{-1} .

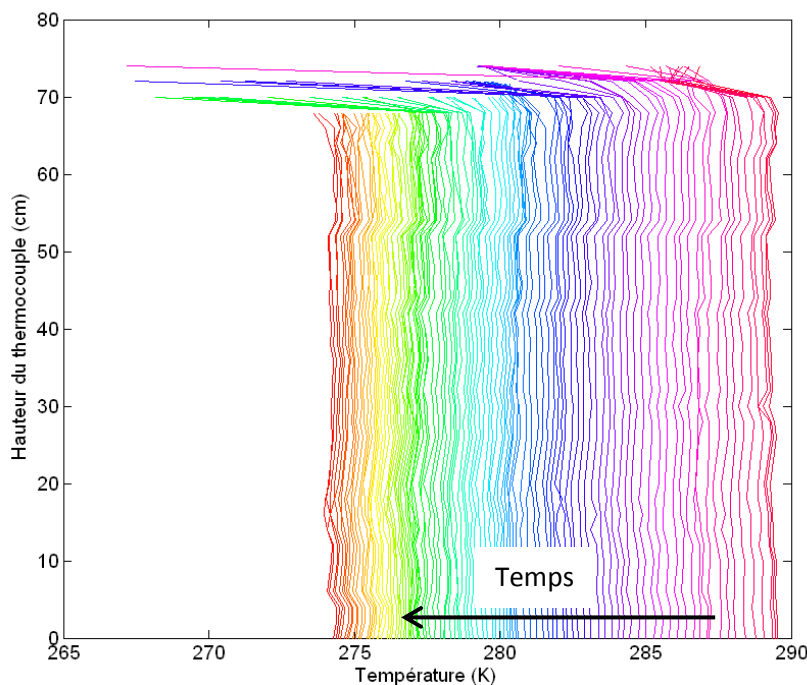


Figure 60: Graphe des températures dans le liquide.

1.1.1.3. Caractérisation de la température au voisinage de l'interface

Les données issues des thermocouples traversant l'interface permettent de mettre en évidence plusieurs points. Sur tous les essais réalisés,

- la mesure des thermocouples au voisinage de l'interface est dans un premier temps voisine de celle des thermocouples plongés dans le liquide.
- dans un second temps, la mesure s'éloigne de celle des autres thermocouples. Les données du thermocouple qui traverse l'interface indiquent des valeurs de température plus faibles que celles à l'intérieur du liquide.

Après une forte chute de température, la valeur mesurée remonte brutalement pour atteindre une valeur différente de la température de l'air et évolue lentement.

La figure 61 présente la perte de température dans le liquide et l'évolution de la température lorsqu'un thermocouple traverse l'interface dans le cas de l'essai 13a. Les informations de deux thermocouples sont utilisées : le thermocouple fournissant la température du liquide est situé au contact du béton tandis que celui traversant l'interface est situé à 11 mm sous l'interface liquide / air à l'instant initial. Les conditions expérimentales de cet essai sont présentées dans le tableau 20. Cette figure illustre les points énumérés précédemment.

Tableau 20: Conditions expérimentales de l'essai 11a

Température de liquide	Température initiale	Température initiale du sol	Vitesse de vent	Température de l'air	Epaisseur initiale de liquide
22°C		9°C	2 m.s-1	28°C	10 cm

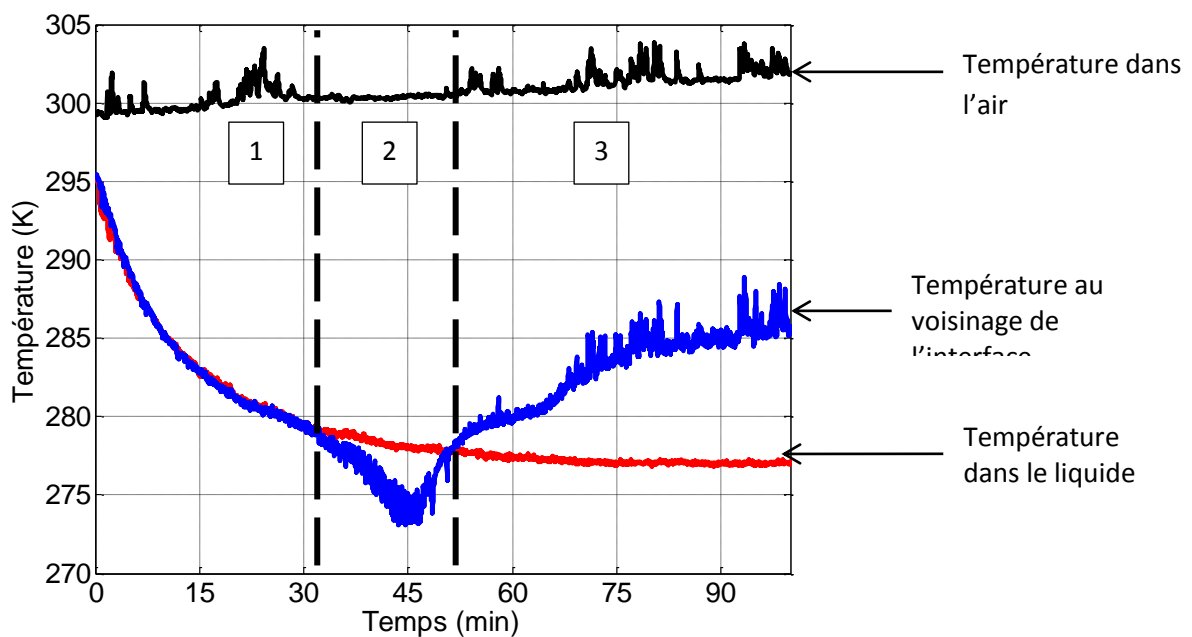


Figure 61: Courbe d'un thermocouple traversant l'interface (Essai 13a).

La première zone mise en évidence concerne les 32 premières minutes de l'essai. Durant cette phase, l'écart entre les deux températures présentées est inférieur à 0,2 K. Durant cette période, l'épaisseur du liquide diminue de 9,8 mm ce qui place le thermocouple à 1,2 mm sous l'interface.

La seconde zone mise en évidence est comprise entre 32 minutes et 43 minutes après le lancement de l'essai. Durant cette phase, le thermocouple traverse l'interface (38 minutes d'après les relevés d'épaisseur de liquide) et s'en éloigne de 1 mm à 43 minutes. La température relevée durant cette phase met en évidence une chute de la température dans le liquide au voisinage de l'interface (4K à 38 min) tandis que les variations de température enregistrées sont inférieures à 0,5K.

A partir de l'instant où les données d'épaisseur de la nappe indiquent que le thermocouple est dans la phase gazeuse, l'amplitude des fluctuations de température enregistrées dépassent 1K et atteignent 2K (43 minutes). Aucune fréquence caractéristique de ces fluctuations n'a été mise en évidence. Le fait que la température de la phase gazeuse soit inférieure à celle du liquide est un point qui n'apparaît pas dans les articles traitant de la détermination du coefficient de transfert de matière dans le cas d'évaporation de nappes de liquide (Brighton, 1985) (Gilliland & Sherwood, 1934) (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996) (Kunsch, 1998) (Sutton O. , 1934). Cette caractéristique apparaît chez les auteurs traitant d'évaporation à une échelle plus élémentaire (Bedeaux, Hermans, & Ytrehus, 1990) qui observent une couche de vapeurs dans laquelle la température est inférieure à celle du liquide. Cependant l'épaisseur de celle-ci est inférieure au millimètre alors que dans le cas illustré sur la figure

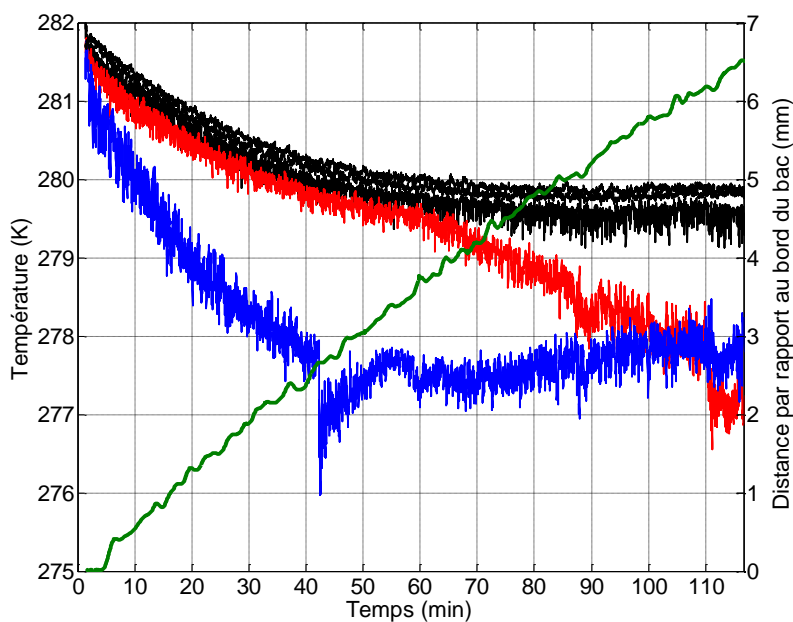


Figure 62, cette zone froide est épaisse de 2mm. Plusieurs hypothèses ont été émises pour expliquer cette couche froide :

- la chute de température pourrait être due à l'action de vagues qui touchent le thermocouple de manière répétitive, ce qui implique un refroidissement accru du thermocouple par évaporation de la pellicule d'acétone,
- la chute de température pourrait s'expliquer par la présence d'une zone froide au-dessus de la nappe.

Afin de valider l'une des deux hypothèses, un essai est réalisé sous hotte aspirante. L'emploi d'une hotte permet de renouveler l'air à la surface du liquide sans créer de vagues. Lorsque le liquide est introduit dans le bac, il a été fait en sorte que l'un des thermocouples soit situé exactement à l'interface liquide-gaz à l'instant initial.

La figure

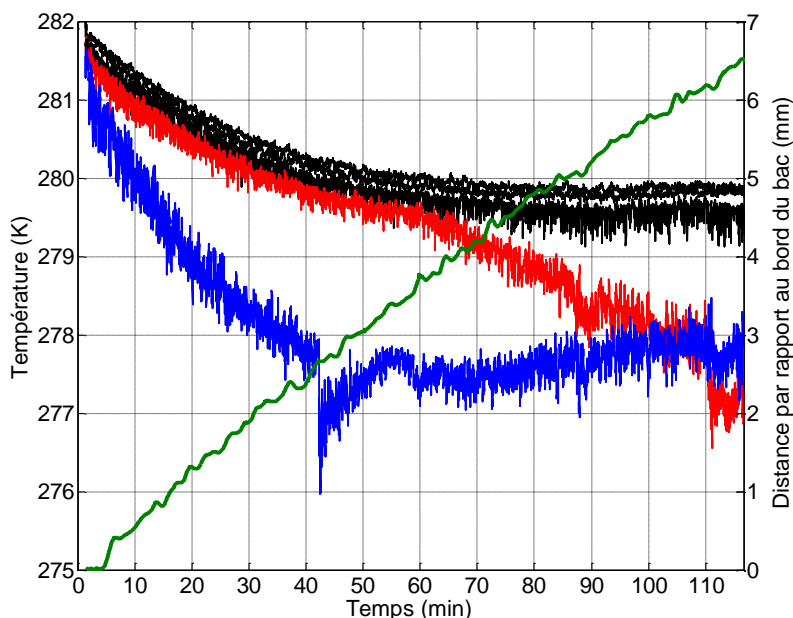


Figure 62 présente l'évolution de la température et l'évolution de la distance entre le bord du récipient et la surface du liquide. Cette figure met en évidence une discontinuité lorsque le thermocouple sort du liquide 42 minutes après le début de l'essai. Cette discontinuité est suivie d'une remontée de la température de 1K jusqu'à la température affichée par le thermocouple avant

sa sortie du liquide (de 42 à 55 min). La mesure de la température de l'air sous la hotte loin du bac est de $283 \text{ K} \pm 0,5\text{K}$. Cette valeur, supérieure à celle indiquée par le thermocouple après avoir traversé l'interface met en évidence que celui-ci traverse une zone froide. Etant donné que cet essai est réalisé sans vagues, cette zone froide n'est pas due à l'action du liquide mais celle de la phase gazeuse. L'explication phénoménologique de cette zone est le sujet de travaux ultérieurs.

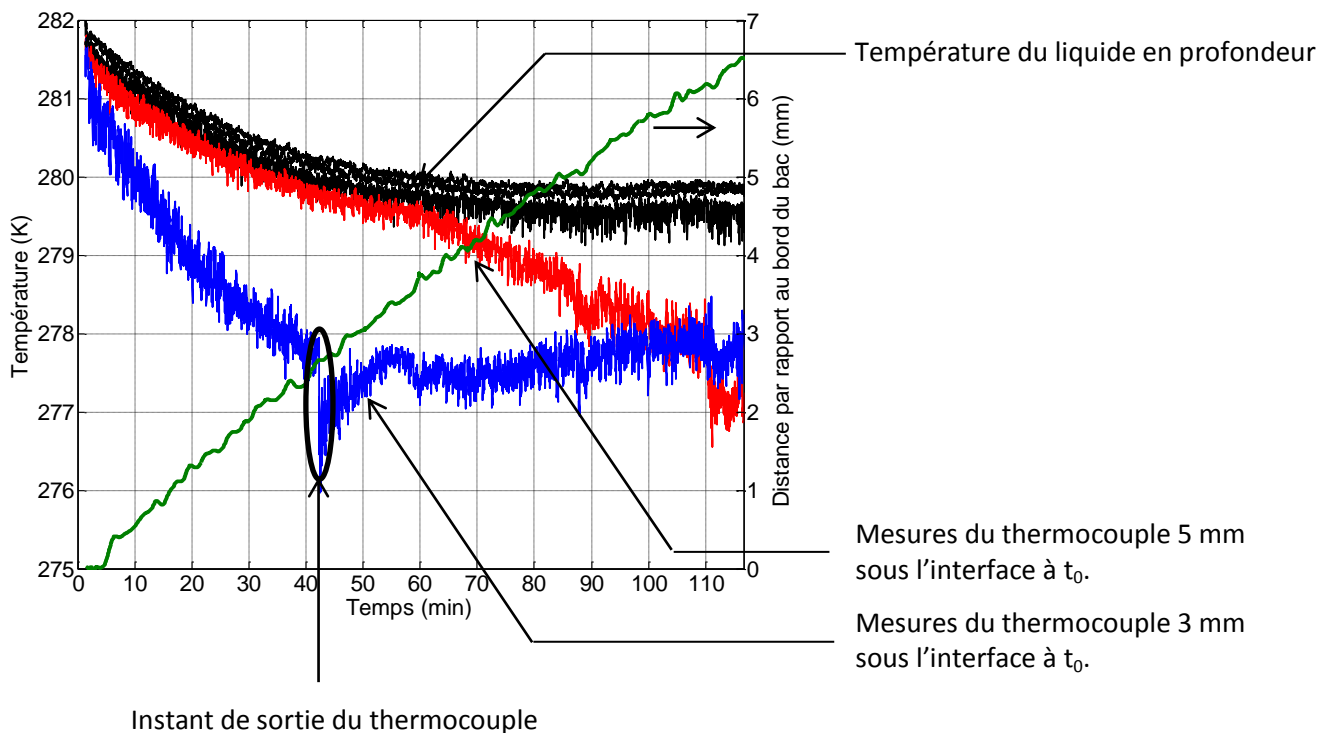


Figure 62: Evolution de la température et de la chute de la surface du liquide dans le temps

La dernière zone mise en évidence sur la figure

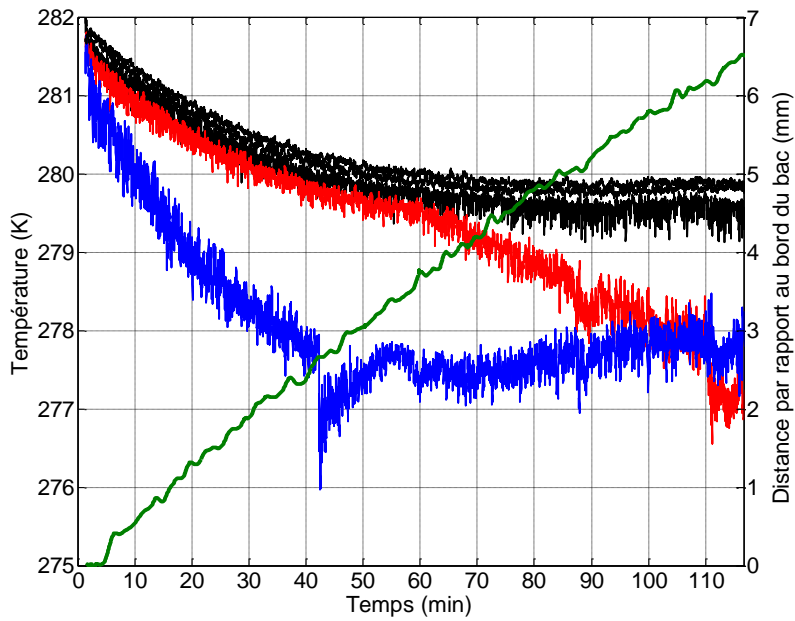


Figure 62 débute à 43 minutes et correspond à la température dans la phase gazeuse qui est décrite dans le paragraphe suivant.

1.1.1.4. Caractérisation de la température de l'air

Les données de températures coté gazeux sont fournies par les thermocouples situés dans l'air loin de la nappe et ceux traversant l'interface.

La figure 63 présente l'évolution de la température de l'air de l'essai 11a.

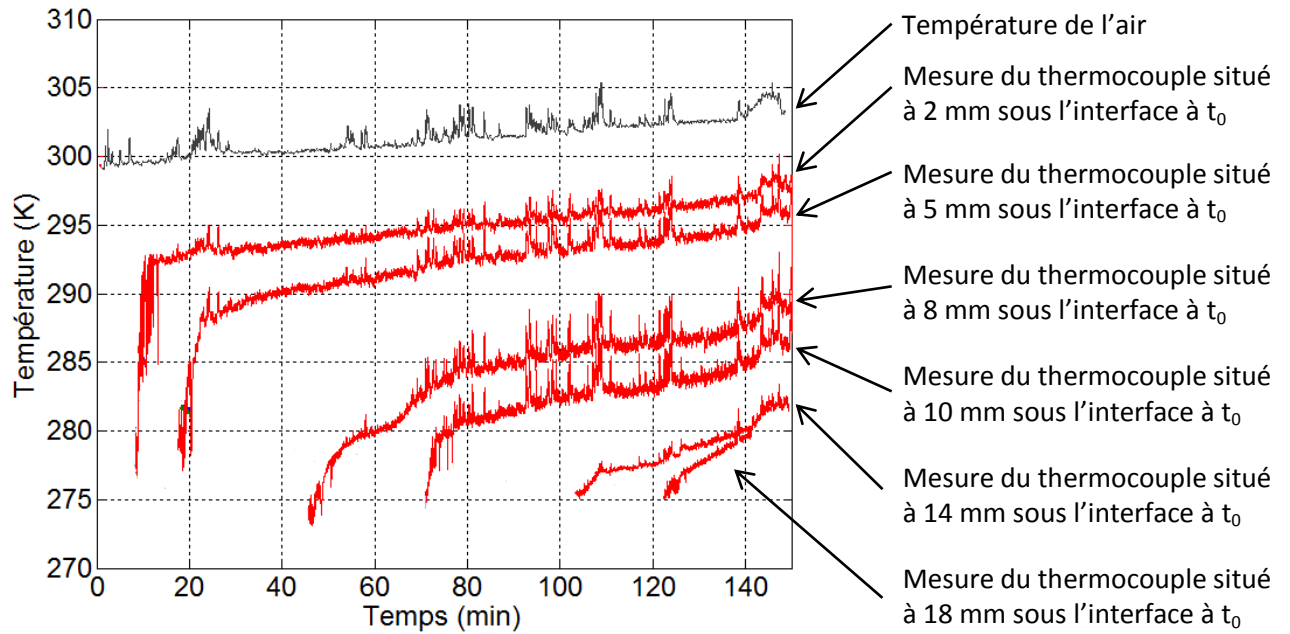


Figure 63: Températures mesurées dans la phase gazeuse. Essai 13a

La température enregistrée croît sans atteindre la valeur de la température de l'air (301K). Cette croissance est caractérisée par :

- une remontée brutale de température de 6 K durant 4 minutes et des variations de température de 4K qui pourrait éventuellement être expliquée par la traversée de la couche limite thermique créée au-dessus de la nappe,
- une remontée linéaire de température de 4 K durant 5 minutes et des variations de température de 1K,
- une remontée linéaire de température de 4 K durant 45 minutes et des variations de température de 2K. Cette phase de remontée met en évidence une stratification de la température dans l'écoulement au-dessus de la nappe. Les différentes fluctuations apparaissant sur toutes les courbes sont dues aux variations d'ensoleillement.

Quelles que soient les conditions initiales, tous les essais présentent la même stratification de température dans la phase gazeuse. Une fois reliée à l'évolution de l'épaisseur de liquide, il est possible de quantifier le flux thermique transmis à la nappe par convection air / liquide. La vérification de la démonstration phénoménologique de ces différents types de remontée est l'une des perspectives du travail réalisé.

1.1.2. Mesures de pertes de masse et de débit

Les données de perte de masse sont acquises à l'aide de la balance de précision. Elles permettent d'établir le débit d'évaporation par dérivation par rapport au temps des données obtenues. La présentation des résultats est réalisée en fonction des catégories de profils de température mis en

évidence au paragraphe 1.1.1.2. Les données de débit d'évaporation et de perte de masse permettent de déterminer l'enthalpie du liquide ainsi que le flux thermique absorbé par le phénomène d'évaporation à l'aide de l'équation de Clapeyron.

Le débit d'évaporation affiche la même tendance pour tous les doublets d'essais. Celui-ci est maximal à l'instant initial et chute pour tendre vers une valeur constante. De ce fait deux régimes, l'un transitoire et le second stationnaire, apparaissent. La durée du régime transitoire et les valeurs des deux débits énoncés dépendent des conditions initiales.

Le débit d'évaporation à un instant particulier est calculé en fonction de la concentration des vapeurs saturante au-dessus du liquide. Celle-ci est estimée à partir de la loi des gaz parfaits en fonction de la pression de vapeur saturante. Ce paramètre qui est une fonction croissante de la température est calculé à l'aide de la température du liquide. De ce fait, le débit de matière et la température du liquide sont des caractéristiques liées. L'évolution du débit peut être présentée sur la base des conditions d'évolution de la température.

- La figure 64 présente le débit de matière et sa dérivée dans le cas de l'essai 11a qui représente un essai durant lequel la température chute de manière monotone. Le débit est maximal à l'instant initial ($5,9 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$) et chute durant tout l'essai pour atteindre $2,1 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$. La dérivée du débit est strictement négative et indique des variations comprises entre $4,1 \times 10^{-3} \text{ g.s}^{-2}.\text{m}^{-2}$ à l'instant initial et $0,2 \text{ g.s}^{-2}.\text{m}^{-2}$ à partir de 50 minutes. Cette durée correspond alors à celle du régime transitoire.

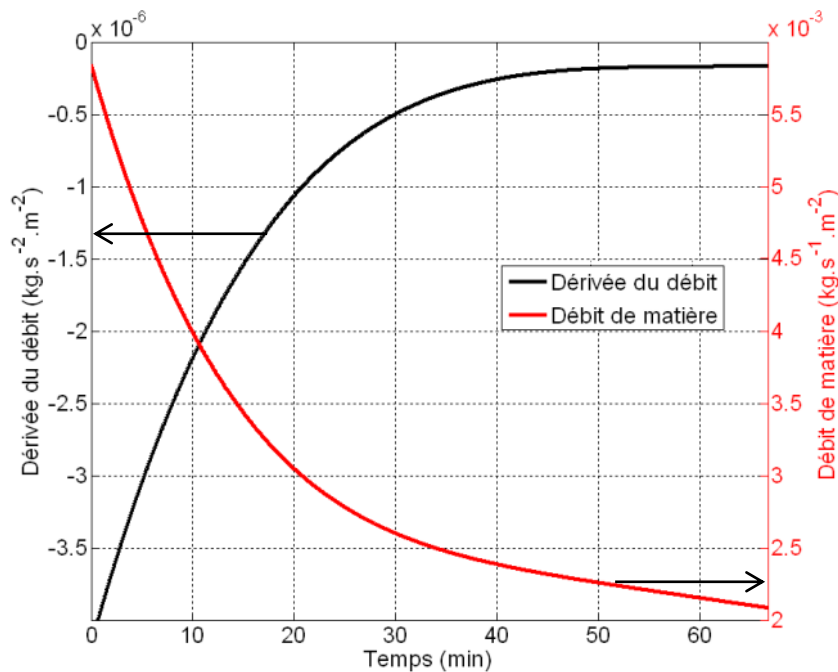


Figure 64: Débit d'évaporation et sa dérivée (Essai 12a)

- Les mesures de température dans le liquide de l'essai 14a (figure 55) mettent en évidence une augmentation de la température dans le liquide durant 10 minutes. De ce fait, pour un coefficient de transfert de masse donné, une augmentation de la température du liquide devrait impliquer une augmentation du débit si la pression de vapeur saturante peut être calculée à partir de la température mesurée dans le cœur du liquide. De plus, il apparait dans la partie bibliographique que pour une vitesse de vent donnée, les corrélations de la littérature établissent une bijection entre la température de liquide et le débit d'évaporation (Brighton, 1985) (Gilliland & Sherwood, 1934) (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996) (Kunsch, 1998) (Sutton O. , 1934) (Mackay & Matsugu, 1973). De ce fait il semblerait légitime d'observer la trace de cette remontée de température sur le débit de matière. La figure 65 présente la perte de masse et le débit de matière durant l'essai 14a. Cette figure indique que durant cette phase de remontée de température, la masse et le débit de matière chutent de manière monotone. La masse évolue de 16,65 kg à 16,45 kg pendant que la perte de masse évolue de $4,6 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ à $4,25 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$.

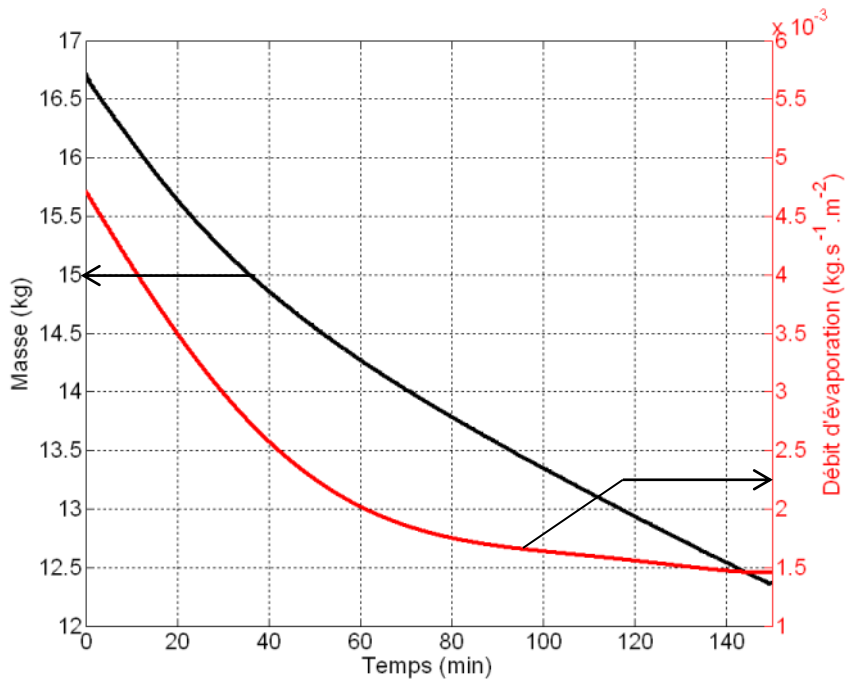


Figure 65: Masse et débit d'évaporation (Essai 14a)

Etant donné qu'aucune augmentation du débit n'est visible, la figure 66 présente la variation du débit de l'essai 14a durant les 40 premières minutes. Celle-ci présente différentes caractéristiques du débit :

- la variation maximale du débit est atteinte à l'instant initial,
- la dérivée seconde de la masse par rapport au temps est négative sur cette durée ce qui implique que le débit décroît dès l'instant initial.
- cette dérivée seconde augmente de 5% durant la période pendant laquelle la température du liquide augmente, passant de $-10,9 \times 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}$ à l'instant initial à $-10,25 \times 10^{-4} \text{ g} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{m}^{-2}$ à 10 minutes. Ceci signifie que la durée pendant laquelle le cœur du liquide se réchauffe correspond à la période pendant laquelle le débit chute le plus.

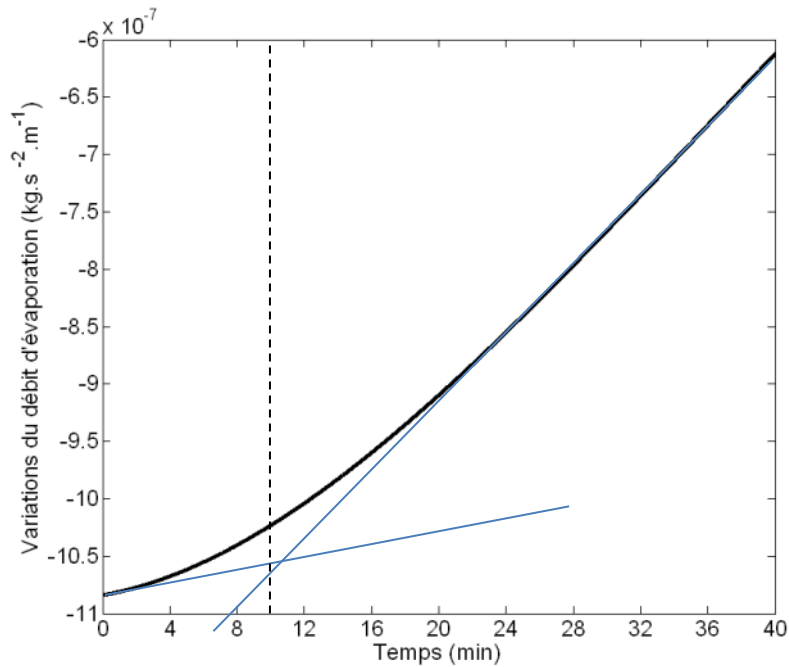


Figure 66: Dérivée du débit d'évaporation des 40 premières minutes de l'essai 14a

La figure 67 présente les évolutions du débit enregistrées pour les essais 2a, 7a, 12a, 14a et 16a. Les conditions initiales de ces essais sont présentées dans le tableau 15. Cette figure met en évidence plusieurs tendances :

- les débits initiaux semblent se diviser en trois groupes selon les conditions initiales. Les débits les plus élevés sont obtenus lorsque les paramètres de vent, températures initiales de liquide et de sol sont élevées (Essai 2a) tandis que les plus faibles apparaissent lorsque ces paramètres sont faibles (Essai 16 a). Le débit initial maximal (Essai 2a) est six fois supérieur au débit initial minimal (Essai16a).
- la prépondérance d'un paramètre particulier est délicate à mettre en place. Les essais 12a et 14a présentent des débits initiaux voisins de $0,5 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ alors que les températures initiales du sol sont différentes. De même, ces essais, possèdent un débit initial supérieur à celui de l'essai 7a, alors que celui-ci est réalisé à l'aide d'une vitesse de vent supérieure.
- les régimes d'évaporation en régime permanent, semblent tendre vers une valeur commune à tous les essais comprise entre $1 \text{ et } 2 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$

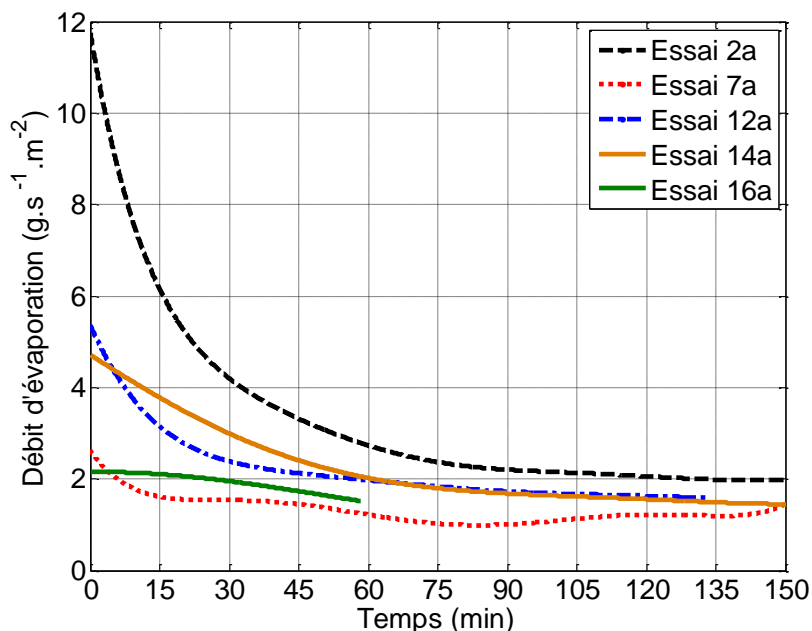


Figure 67: Graphe des débits de matière pour les 5 essais considérés

L'étude du poids de chaque paramètre de l'étude (température initiale du liquide, du sol, température de l'air, vitesse du vent et épaisseur de liquide) dans ces caractéristiques de l'évolution du débit est présentée dans la section suivante.

1.2. Reproductibilité des essais

Cette sous-section présente les écarts de température et de masse enregistrés sur tous les doublets d'essais. Les résultats sont présentés dans un premier temps dans le cas du doublet d'essais 10 (tableau 21) puis synthétisés pour tous les autres doublets.

Tableau 21: Conditions expérimentales des essais 10a et 10b

	Essai 10a	Essai 10b
Température initiale du liquide	22°C	22°C
Température initiale du sol	60°C	60°C
Vitesse du vent	4m.s ⁻¹	4m.s ⁻¹
Température de l'air	15°C	17°C
Épaisseur initiale de liquide	1,9 cm	2cm
Durée de l'essai	1h23	1h35
Date	17 Mars	18 Mars
Masse Evaporée	3,03kg	3,14 kg

1.2.1. Etude de la reproductibilité des mesures de pertes de masse

La perte de masse est mesurée à l'aide de la balance de précision Kern 100K0.5. La précision affichée par cette balance est de 0,5g.

La figure 68 propose la superposition des mesures de masse effectuées durant le doublet 10. Trois courbes sont affichées sur ce graphe :

- deux courbes représentent l'enveloppe des mesures effectuées,
- une courbe présentant la moyenne des masses enregistrées.

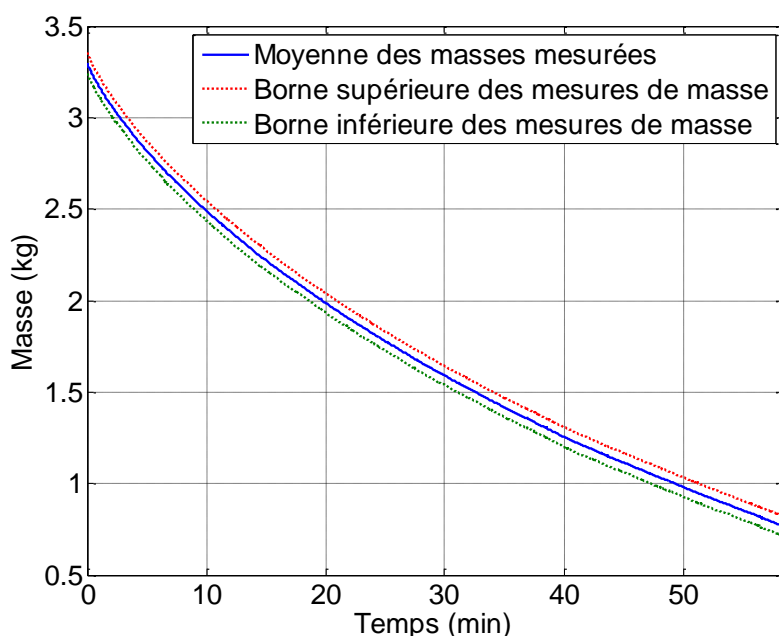


Figure 68: Perte de masse (Doublet 10)

L'écart entre les données du graphe précédent est présenté sous deux formes. Dans un premier temps l'écart est quantifié en fonction de la moyenne des masses des deux essais:

Équation 117: Ecart de masse entre les essais en fonction de la moyenne des masses

$$E_c = \frac{|y_i - \bar{y}|}{\bar{y}}$$

E_c	Ecart	%
\bar{y}	Moyenne à un instant t des masses mesurées	g
y_i	Masse expérimentale à l'instant t	g

Cependant, cet indicateur est biaisé car l'écart semble augmenter avec le temps passant de 1,8% à plus de 7% alors que la différence de masse à deux instants identiques entre la moyenne des mesures et les mesures elles-mêmes varie très peu dans le temps. De ce fait la différence entre les valeurs de masse et la moyenne des masses des deux essais est également présentée :

Équation 118 : Ecart de masse entre les essais d'un même doublet

$$E_c = |y_i - \bar{y}|$$

E_c	Ecart	g
\bar{y}	Moyenne à un instant t des masses mesurées	g
y_i	Masse expérimentale à l'instant t	g

Il apparait qu'au maximum, 57 grammes séparent la valeur mesurée de la valeur moyenne de masse. Cette différence représente moins de 3% de la masse initiale.

Les écarts de mesures de masse de tous les doublets d'essais sont présentés dans le tableau 8 suivant le résultat du calcul de l'équation 113. Les pourcentages présentés sont ceux calculés lorsque l'essai est considéré comme terminé. Cet instant est identique pour deux essais d'un même doublet.

Tableau 22 : Pourcentage d'écart entre les données de masse à l'arrêt des essais

Doublet d'essais	1	2	3	4	5	6	7	8
Vitesse du vent ($m.s^{-1}$)	4	4	4	4	4	4	4	4
Epaisseur initiale (cm)	10	10	2	2	2	2	10	10
Ecart (%)	3,1	3,5	12,4	10,6	11,3	9,4	4,2	4,5
Doublet d'essais	9	10	11	12	13	14	15	16
Vitesse du vent ($m.s^{-1}$)	2	2	2	2	2	2	2	2
Epaisseur initiale (cm)	2	2	10	10	10	10	2	2
Ecart (%)	10,5	7,5	2,3	3,1	2,5	4,1	8,3	9,2

Différentes tendances liées à la nature des conditions expérimentales apparaissent sur ces écarts :

- les doublets pour lesquels la vitesse du vent est élevée affichent un écart plus important (Doublets 1 à 8) que ceux pour lesquels la vitesse du vent est plus faible (Doublets 9 à 16).
- de la même manière, du fait de l'augmentation de la quantité de liquide, les écarts par rapport à la moyenne des masses sont plus faibles lorsque l'épaisseur initiale de liquide est importante (Doublets 1, 2, 7, 8, 11, 12, 13 et 14).

L'origine des écarts apparaissant dans les relevés de masse est une combinaison de différents facteurs. Les deux principales causes identifiées sont liées aux températures de l'air et aux températures initiales du sol et du liquide :

- étant donné que les essais durent plusieurs heures, il n'a pas été possible de réaliser les deux essais d'un même doublet le même jour. De ce fait, la température de l'air pouvait être différente d'un essai à l'autre. L'écart maximal enregistré est de 2,3K.

- les réfrigérateurs et étuves ayant servi à fixer la température initiale du sol ne sont pas situés à proximité immédiate de la zone d'expérimentation. Même si la différence de durée d'installation de deux essais d'un même doublet a été minimisée (inférieure à 30 secondes), le maximum des différences apparaissant à la surface du béton a atteint de 4,5 K. Les différences les plus importantes sont atteintes lorsque le sol devait être porté à 333 K (60°C).
- pour les mêmes raisons, les températures dans le liquide à l'instant initial enregistrent un écart maximal de 1,2K au maximum.

Ces différences impliquent que les flux thermiques et donc le débit d'évaporation peuvent être modifiés sur deux essais d'un même doublet.

1.2.2. Etude de la reproductibilité des mesures de températures

Les mesures de température sont effectuées à l'aide de thermocouples de types T dont l'incertitude de mesure de température est inférieure à 2K (TCSA, 2007). Les écarts de températures enregistrées dans le sol et dans le liquide entre deux essais sont déterminés d'une manière similaire aux écarts de masse.

1.2.2.1. Reproductibilité des mesures de la température du liquide

D'après le paragraphe 1.1.1.2., la température est homogène dans tout le liquide à l'exception du voisinage de l'interface. De ce fait, la température du liquide correspond à la moyenne de 6 thermocouples restant dans le liquide toute la durée de l'essai. Les écarts de température sont déterminés en fonction de la moyenne des températures du liquide de chaque essai afin d'établir un repère de comparaison :

Équation 119: Ecart enregistré sur les températures du liquide

$$Ec = \frac{|T_i - \bar{T}_l|}{\bar{T}_l}$$

Ec	Ecart	%
\bar{T}_l	Moyenne à un instant t des températures mesurées durant les deux essais	K
T_i	Températures expérimentales de l'essai i	K

Le tableau présente les résultats des écarts enregistrés dans la température du liquide selon l'équation 115.

Tableau 23: Ecart maximal enregistré dans les prises de mesure de température dans le liquide.

Doublets d'essais	1	2	3	4	5	6	7	8
-------------------	---	---	---	---	---	---	---	---

Vitesse du vent ($m.s^{-1}$)	4	4	4	4	4	4	4	4
Epaisseur initiale (cm)	10	10	2	2	2	2	10	10
Ecart moyen (%)	0,4	0,6	0,6	0,4	0,5	0,4	0,5	0,5
Doublets d'essais	9	10	11	12	13	14	15	16
Vitesse du vent ($m.s^{-1}$)	2	2	2	2	2	2	2	2
Epaisseur initiale (cm)	2	2	10	10	10	10	2	2
Ecart moyen (%)	0,4	0,5	0,3	0,4	0,3	0,5	0,5	0,4

A la différence de la détermination de reproductibilité des mesures de perte de masse, les écarts concernant la température du liquide ne semblent pas dépendre de manière explicite de la vitesse de l'écoulement ou de l'épaisseur du liquide. Les écarts enregistrés sont très faibles, la température moyenne du liquide calculée sur les deux essais du doublet s'éloigne au maximum de 0,6% de la température moyenne de l'un des deux essais. Ces pourcentages correspondent à un écart de l'ordre de 1,8K. De ce fait, les mesures de température du liquide sont considérées comme reproductibles.

1.2.2.2. *Reproductibilité des mesures de la température du sol*

De la même manière que dans le paragraphe précédent, la détermination de l'écart des températures du sol enregistré entre les deux essais compare les moyennes des températures relevées pour chaque essai. L'écart est déterminé par une relation identique à l'équation 115, liant la moyenne de la température du sol des deux essais à la moyenne des températures pour chaque essai.

Le tableau 24 présente les résultats des écarts enregistrés dans la mesure de la température du sol. De la même manière que dans le cas du liquide, aucune tendance liée à l'épaisseur initiale ou la vitesse du vent n'est mise en évidence.

Tableau 24: Ecart maximal enregistré dans les prises de mesure de température dans le sol

Doublets d'essais	1	2	3	4	5	6	7	8
Ecart (%)	4	4	4	4	4	4	4	4
Epaisseur initiale (cm)	10	10	2	2	2	2	10	10
Ecart moyen (%)	0,5	0,6	0,4	0,6	0,7	0,6	0,3	0,4
Doublets d'essais	9	10	11	12	13	14	15	16
Ecart (%)	2	2	2	2	2	2	2	2

Epaisseur initiale (cm)	2	2	10	10	10	10	2	2
Ecart moyen (%)	0,8	0,8	0,7	0,9	0,6	0,8	0,7	0,6

De la même manière que dans le cas de la perte de masse, les écarts enregistrés sont principalement dus aux écarts de conditions initiales mais restent inférieur à 1% de la température moyenne des essais. Ces pourcentages assurent la reproductibilité des essais.

1.3. Conclusion de la section

Cette première section affiche deux objectifs :

- présenter les différentes évolutions des températures du sol, du liquide, de l'air, de la perte de masse et du débit selon les conditions expérimentales mises en œuvre,
- vérifier la reproductibilité des mesures effectuées.

Les différents profils de température sont présentés en fonction de la position des thermocouples (sol, liquide, air).

Dans le sol, trois profils de température sont mis en évidence :

- dans le cas où la vitesse de l'écoulement et la température initiale du sol sont faibles et que celle du liquide est élevée, (doublets 3, 4, 13 et 12), les mesures indiquent que la température suit deux phases différentes. Durant la première, la température du liquide est supérieure à celle du sol et sa température augmente de moins de 5K. La seconde débute à partir de l'instant où la température du sol devient supérieure à celle du liquide. La température du sol de manière monotone tout en restant supérieure à celle du liquide (figure 52)
- dans le cas où les températures du liquide et du sol sont en équilibre à l'instant initial, (doublets 7, 8, 15 et 16), la température du sol stagne moins de deux minutes avant de chuter de manière monotone. Durant tout l'essai, la température du sol est supérieure à celle du liquide. (figure 53)
- Pour tous les autres doublets d'essais, la température du sol présente une chute monotone. La température du sol est constamment supérieure à celle du liquide (figure 54).

Dans le cas des températures du liquide, les essais réalisés indiquent que tous les thermocouples plongés dans le liquide fournissent la même température au même instant. Ceci implique que le profil et la chute de température sont uniformes sur toute l'épaisseur du liquide. Ceci est une des

caractéristiques de l'établissement de convection naturelle dans le liquide. Deux profils de température sont mis en évidence :

- lorsque le sol est plus chaud que le liquide à l'instant initial et que la vitesse d'écoulement est faible, (doublets 13 et 14), la température du liquide passe par une première phase de chauffe avant de présenter une chute monotone. (figure 55). A la différence de la température du sol, le passage d'un régime à l'autre n'est pas conditionné à l'égalité de la température entre le liquide et le sol.
- dans tous les autres cas, la température du liquide chute de manière monotone dans le temps (figure 56).

Certains thermocouples traversent l'interface au cours des essais et indiquent des évolutions de température particulières. La température enregistrée suit la température enregistrée par les thermocouples plongés plus profondément dans le liquide jusqu'à ce que la tête du thermocouple se situe entre 1 et 2 mm sous la surface. Lorsque le capteur se rapproche de l'interface, la température mesurée chute. La chute de température se produit lorsque le thermocouple se situe en phase gazeuse à moins d'un millimètre de l'interface (figure 61).

Lorsque la pointe du capteur s'éloigne de l'interface, les courbes enregistrées mettent en évidence une stratification de la température au-dessus de la nappe de liquide. Les perturbations apparaissant sur ces courbes reflètent les variations d'ensoleillement au cours de l'essai (figure 63)

Dans le cas des pertes de masse, une seule allure de perte de masse est observée. Le débit est maximal à l'instant initial et chute dans le temps même lorsque la température du liquide augmente par échange thermique entre le sol et le liquide (doublets 13 et 14).

La reproductibilité des essais est analysée en comparant les valeurs des pertes de masses et des moyennes des températures de chaque essai d'un doublet avec la moyenne calculée pour les deux essais. Les résultats obtenus indiquent des écarts inférieurs à 2% dans le cas des températures du sol et du liquide et des écarts inférieurs à 10 % dans la mesure instantanée de la masse. De ce fait, les mesures effectuées sont considérées comme reproductibles.

2. Analyse paramétrique du phénomène d'évaporation

Un plan d'expérience a été mis en œuvre afin de déterminer le poids de paramètres influençant le phénomène d'évaporation. Les justifications de la construction du plan d'expérience, de l'alias employée, de la détermination des contrastes et de la signification des interactions sont détaillées

dans l'annexe 1. Les 5 paramètres étudiés, la température du liquide, du sol et de l'air, la vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe et l'épaisseur initiale de liquide, sont les paramètres permettant de déterminer les flux de chaleur échangés entre la nappe de liquide et son environnement. Ces flux sont présents dans l'équation de la chaleur et influencent donc les valeurs que prend le débit d'évaporation. L'analyse des mesures de perte de masse met en évidence deux régimes de débit. Les résultats des essais du plan d'expérience vont être employés afin de caractériser ces régimes, c'est-à-dire, exprimer le poids de chacun des paramètres pour les caractéristiques suivantes :

- le débit à l'instant initial +30 secondes,
- le débit en régime permanent,
- la durée du régime transitoire du débit.

Afin de pouvoir comparer tous les essais à l'aide d'un facteur commun, le régime transitoire est considéré comme terminé lorsque la variation de la densité de flux massique est inférieure à 10^{-6} $\text{kg}\cdot\text{s}^{-2}\cdot\text{m}^{-2}$. Cette valeur seuil arbitraire de la variation de débit est notée 'S' dans la suite de ce chapitre. Le débit en régime permanent est alors calculé à l'instant où le seuil 'S' est franchi. Les débits initiaux sont mesurés 30 secondes après que la soufflerie ait été mise en fonctionnement ce qui correspond au temps nécessaire pour que le mouvement résiduel du liquide suite à son déversement soit dissipé.

Le chapitre II présente la construction du plan d'expériences employé. Etant donné que le plan d'expérience réalisé est fractionnaire, mais que chaque contraste représente la somme de la contribution d'un facteur propre et d'une interaction d'ordre supérieur à 2, le polynôme permettant d'exprimer les résultats en fonction des paramètres étudiés s'écrit :

Équation 120 : Modèle des sorties du plan d'expérience.

$$y = a_0 + a_1x_1 + a_2x_2 + a_3x_3 + a_4x_4 + a_5x_5 + a_{12}x_{12} + a_{13}x_{13} + a_{23}x_{23} + a_{14}x_{14} + a_{24}x_{24} + a_{34}x_{34} + a_{15}x_{15} + a_{25}x_{25} + a_{35}x_{35} + a_{45}x_{45}$$

y	Sortie	Unité de la quantité modélisée
a_i	Poids des paramètres	Unité de la quantité modélisée
x_i	Valeur de seuil des paramètres	(-)

Les coefficients de ce polynôme expriment les poids des paramètres purs (a_i) et celui des interactions entre deux paramètres (a_{ij}). Les différents coefficients ont été déterminés pour les trois sorties étudiées. Le graphe correspondant aux coefficients du débit initial est présenté sur la figure 77 , celui correspondant au débit en régime permanent sur la figure 79 et celui correspondant à la durée du

régime transitoire sur la figure 80. Dans chaque cas la figure associée représente les valeurs des coefficients a_i calculés à l'aide de l'équation 120.

2.1. Hypothèse de linéarité

Le plan d'expérience employé suppose que l'évolution des phénomènes observés est linéaire dans le domaine expérimental. Cette sous-section propose de vérifier ce point en déterminant les deux débits étudiés et la durée du régime transitoire en un point intermédiaire supplémentaire. Ceci est réalisé à partir des deux équations bilan couplées de masse et de chaleur présentées précédemment. Afin de quantifier le débit d'évaporation, la corrélation la plus employée dans la littérature, celle de Mackay et Matsugu (Mackay & Matsugu, 1973) est employée.

Équation 78: Corrélation de Mackay et Matsugu

$$\Phi_m = 0.00495 \times u_v^{0.78} \times l^{-0.11} \times Sc^{-0.67} \times \rho \times c_{1\text{surf}}$$

c_{sat}	Fraction massique saturante	-
l	Longueur de la nappe dans la direction du vent	m
Sc	Nombre de Schmidt	-
u_1	Vitesse du vent à 10 mètres	$m.s^{-1}$
Φ_m	Densité de débit d'évaporation à la surface	$kg.s^{-1}.m^{-2}$
ρ	Masse volumique	$kg.m^{-3}$

La démarche retenue consiste à simuler pour chaque paramètre les valeurs prises dans les cas des deux seuils fixés (bas et haut) et d'un troisième seuil intermédiaire afin de pouvoir comparer l'évolution des résultats de statuer sur leurs comportements linéaires. Tous les autres paramètres sont fixés à leur seuil bas.

Une représentation graphique du résultat est privilégiée afin de faciliter la lisibilité des résultats. Les figures 69 à 73 présentent les résultats des modélisations réalisées à l'aide de la corrélation de Mackay et Matsugu (équation 78). Les résultats de :

- l'évolution des réponses étudiées avec la température initiale du liquide sont présentés figure 69,
- l'évolution des réponses étudiées avec la température initiale du sol sont présentés figure 70,
- l'évolution des réponses étudiées avec la vitesse du vent sont présentés figure 71,
- l'évolution des réponses étudiées avec la température de l'air sont présentés figure 72,
- l'évolution des réponses avec l'épaisseur initiale du liquide sont présentés figure 73.

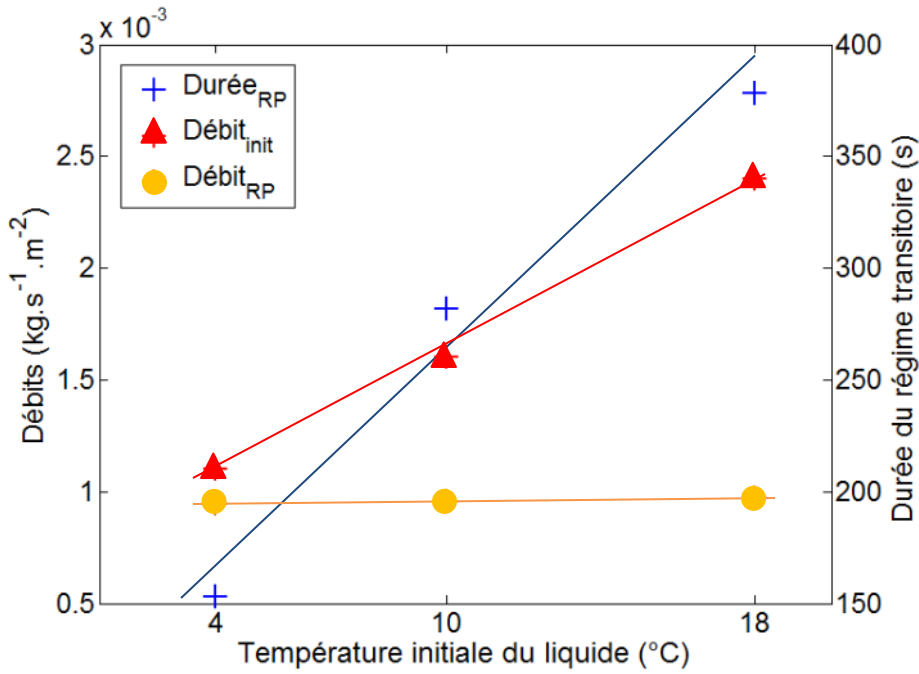


Figure 69: Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température initiale de liquide

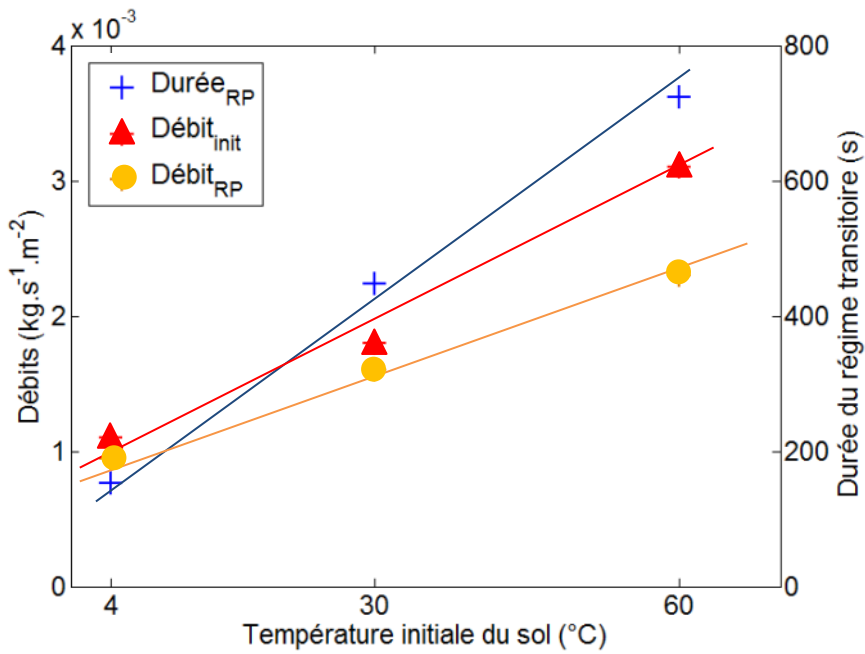


Figure 70 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température initiale du sol

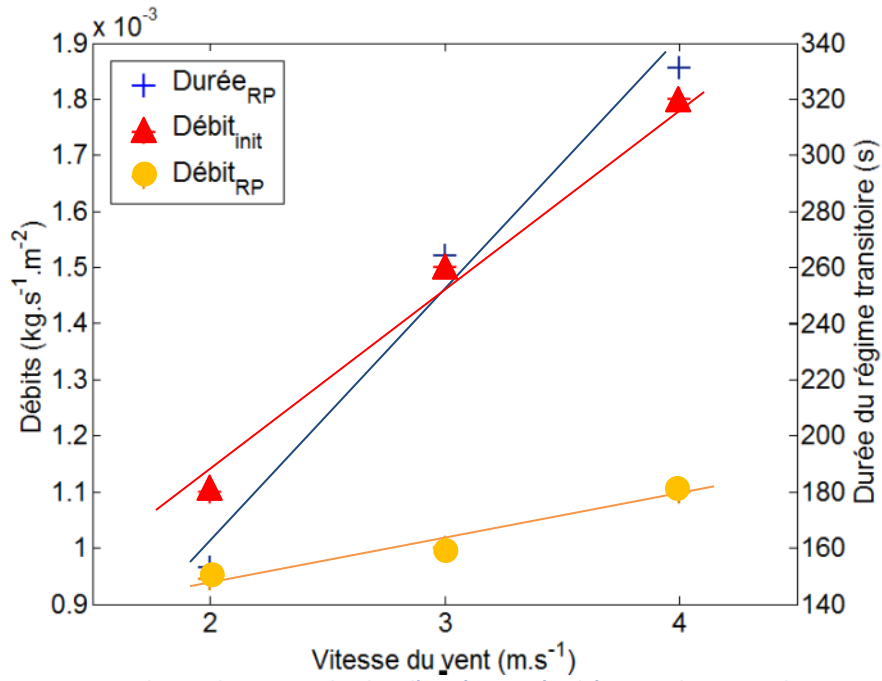


Figure 71 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la vitesse de vent

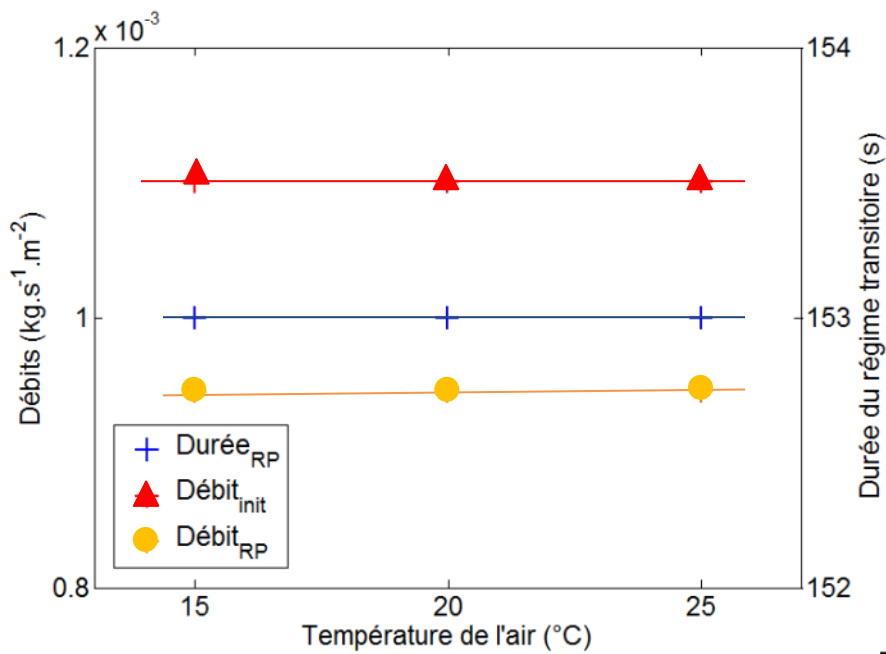


Figure 72 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température de l'air

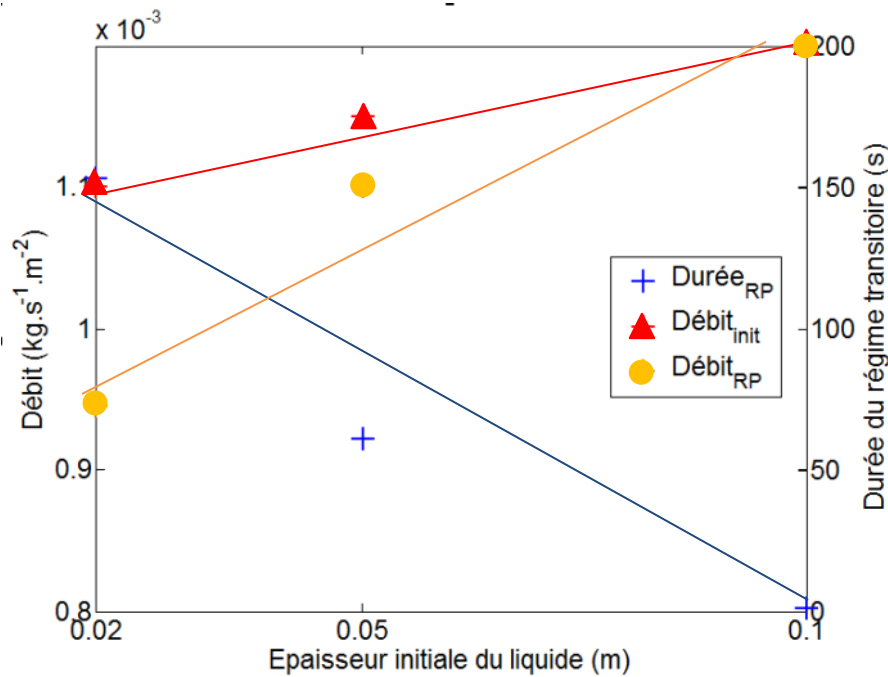


Figure 73 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec l'épaisseur initiale du liquide

Les régressions linéaires effectuées sur les différents jeux de données conduisent à des valeurs des coefficients de régression compris entre 0,88 et 0,99. De telles valeurs justifient que les phénomènes étudiés soient considérés comme linéaires dans le domaine expérimental considéré.

Il est intéressant de remarquer que certaines tendances apparaissent, la température de l'air semble n'influer que très peu chacune des trois sorties étudiées.

2.2. Validation du plan d'expérience

La validation d'un plan d'expérience est assurée par l'étude de l'écart entre la valeur de la sortie étudiée pour un essai, les débits initiaux et en régime permanent et la durée du régime transitoire dans cette étude, la moyenne des valeurs pour les deux essais et la valeur de la sortie déterminée par le polynôme établi par le plan d'expériences :

Équation 121 : Coefficient de p-value

$$p = \frac{\sum (y_i - y_m)^2}{\sum (\bar{y}_i - y_m)^2}$$

p	p -value
y_m	Sortie modélisée
\bar{y}_i	Moyenne des sorties expérimentales
y_i	Sortie expérimentale

Dans le cas où la valeur du paramètre p est inférieure à 5%, l'hypothèse selon laquelle l'équation proposée par le plan d'expérience représente le phénomène étudié est considérée comme juste. Dans le cas contraire cette hypothèse est rejetée. Pour toutes les sorties étudiées, ces valeurs sont comprises entre 0,1% et 0,01% validant ainsi l'équation adoptée.

Les résultats exploités pour le plan d'expérience sont présentés en figures 74, 75 et 76. Celles-ci et les données associées mettent en évidence que les écarts enregistrés au cours des différents essais pour les différentes sorties sont tous inférieurs à 15% de la valeur moyenne des sorties étudiées. Seulement trois doublets d'essai mettent en évidence un écart de l'une des sorties étudiées compris entre 5% et 15% :

- le doublet 8 dans le cas de l'étude du débit d'évaporation initial,
- le doublet 8 dans le cas de l'étude du débit d'évaporation en régime permanent,
- le doublet 12 dans le cas de l'étude du débit d'évaporation en régime permanent,
- le doublet 13 dans le cas de l'étude du débit d'évaporation en régime permanent.

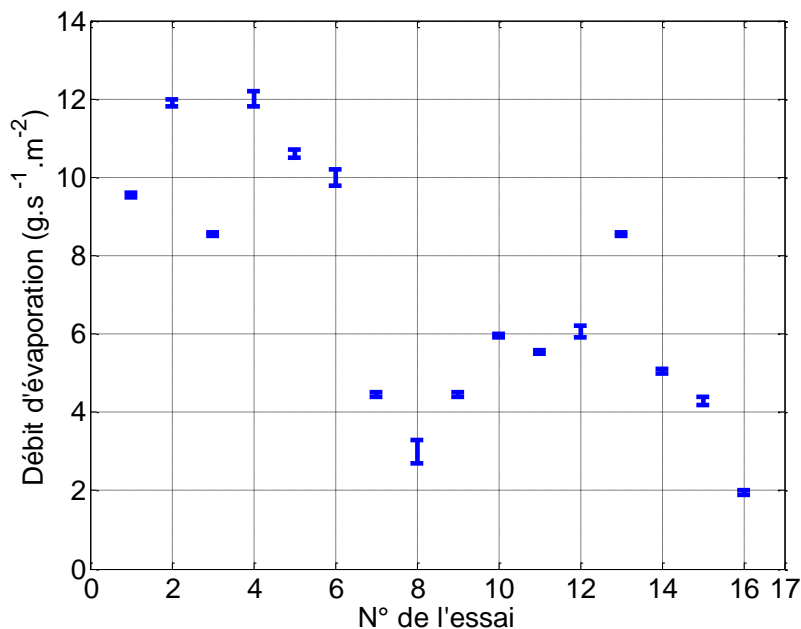


Figure 74: Débit initial d'évaporation

Les différentes sorties modélisées par le plan d'expérience, le débit initial, le débit en régime permanent et la durée du régime transitoire ne sont pas des données directement mesurées mais nécessitent que les données de perte de masse soient dérivées par rapport au temps. Cette opération est réalisée après que les données aient été nettoyées. L'opération est décrite dans la partie Matériels et Méthodes et une attention particulière apportée à la bonne représentation des données brutes après cette étape.

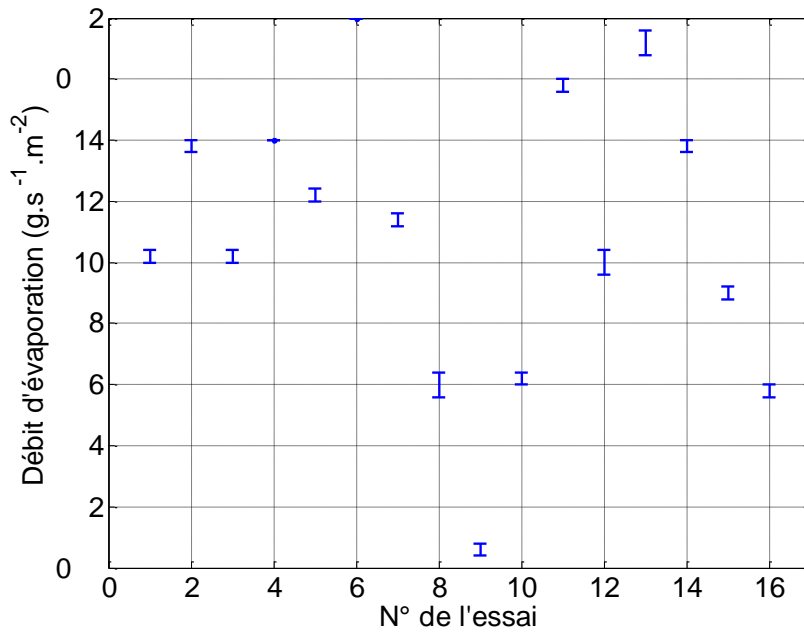


Figure 75: Débit d'évaporation en régime permanent

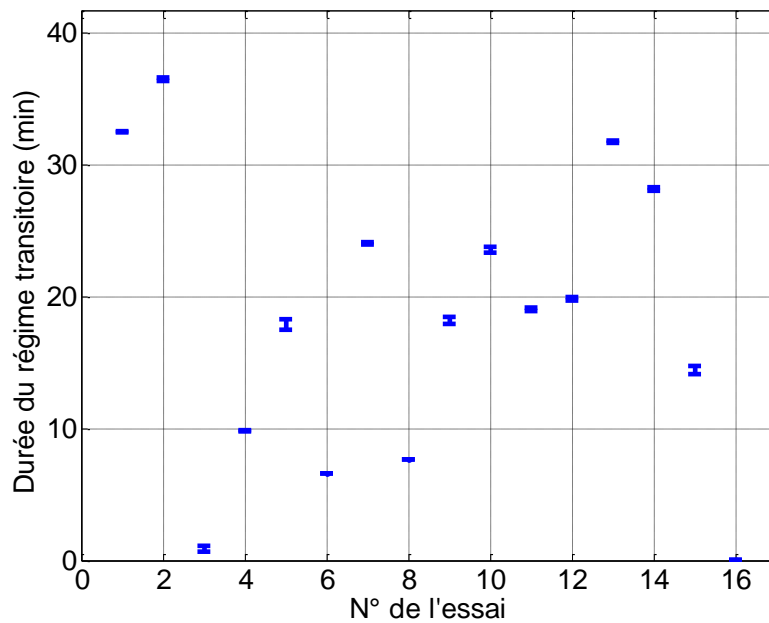


Figure 76: Durée du régime transitoire de perte de masse.

L'écart maximal enregistré entre les mêmes paramètres sur un doublet d'essais s'élève à 10% (doublet 8) dans le cas du débit initial, 15% dans le cas du débit en régime permanent (doublet 8) et est inférieur à 4% (doublet 5) dans le cas de la détermination de la durée du régime transitoire.

2.3. Détermination du débit initial.

La durée entre le moment où la première goutte de liquide touche le sol et celui où la soufflerie fonctionne est comprise entre 1 et 3 minutes selon la quantité de liquide déversée. Afin de s'affranchir de la phase durant laquelle la nappe s'établit dans la cuvette, le débit initial correspond au débit de matière 30 secondes après la fin du déversement et la mise en marche de la soufflerie. La figure 77 présente l'expression les valeurs du coefficient a_i de l'équation 120, issu de la modélisation à l'aide des résultats du plan d'expérience, permettant l'expression de la valeur de ce débit en fonction des différents paramètres expérimentaux.

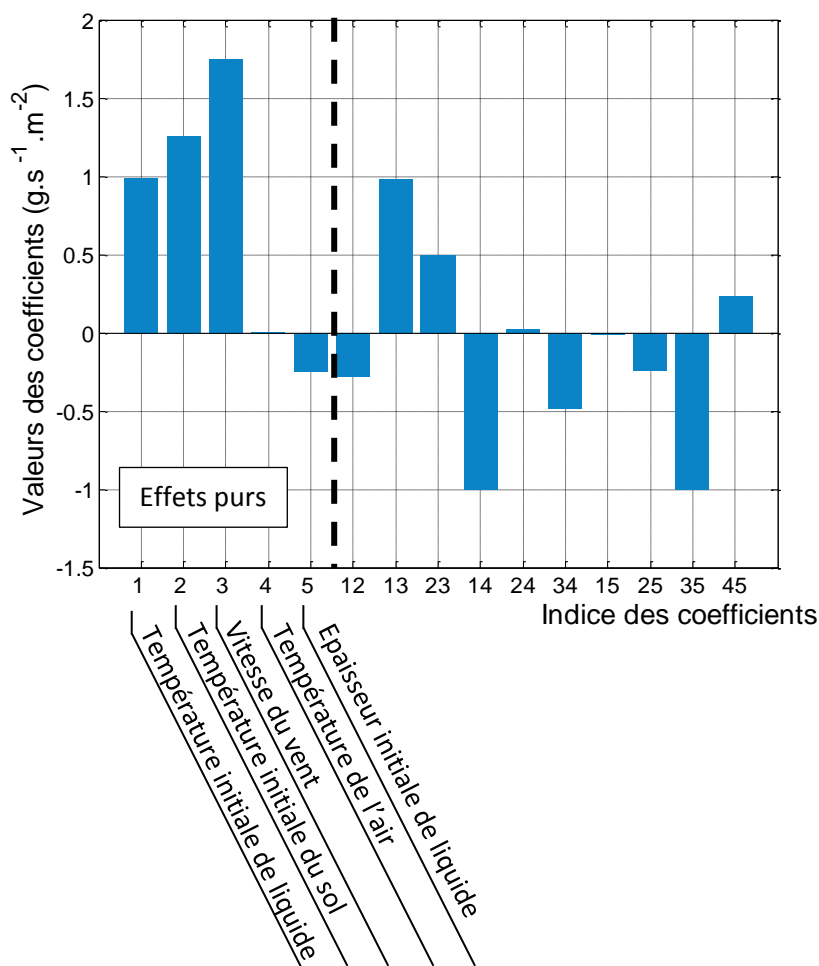


Figure 77: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant le débit initial

Ce graphe met en évidence que seulement trois variables et diverses interactions permettent de définir fidèlement le débit initial d'évaporation. Il apparaît que les paramètres prépondérants sont la vitesse du vent (3), la température initiale du sol (2) et la température initiale du liquide (1). L'influence de la température du sol sur le débit d'évaporation vient du fait que le temps pendant lequel le liquide est versé est compris entre 1 et 3 minutes ce qui est suffisamment long pour que le sol apporte ou absorbe de la chaleur au liquide.

De nombreuses interactions fonctions des paramètres de température d'air (4) et d'épaisseur initiale de liquide (5) sont nulles. Celles-ci sont conformes aux prédictions des plans d'expériences qui affirment que les facteurs d'interaction d'ordre 1 sont faibles si elles sont réalisées entre deux facteurs dont les effets sont faibles. Ces conditions sont rompues dans le cas de l'interaction entre les facteurs de température de liquide et d'air sans qu'une explication phénoménologique n'ait pu être avancée.

2.4. Détermination du débit en régime permanent.

Le débit est considéré comme permanent lorsque la variation du débit est inférieure au seuil fixé de $10^{-6} \text{ kg.s}^{-2}.\text{m}^{-2}$. Suivant cette règle, le débit en régime permanent de l'essai présenté sur la figure 78 (essai 2a) est de $1 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et la durée du régime transitoire est de 37 minutes. La figure 79 présente le résultat du calcul des coefficients du plan d'expériences.

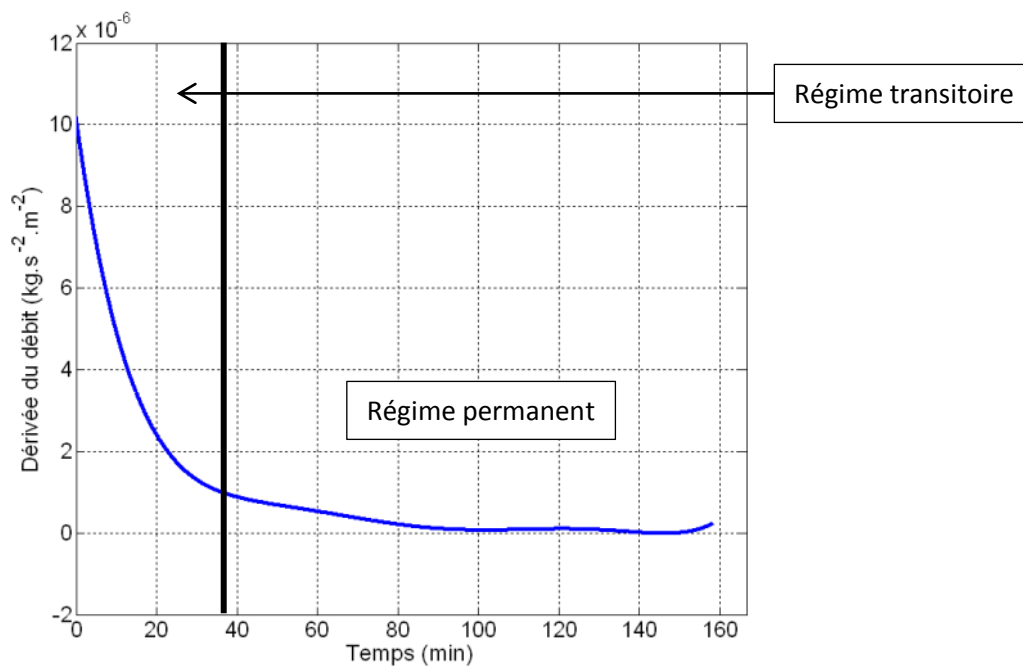


Figure 78: Critère de seuil du régime transitoire

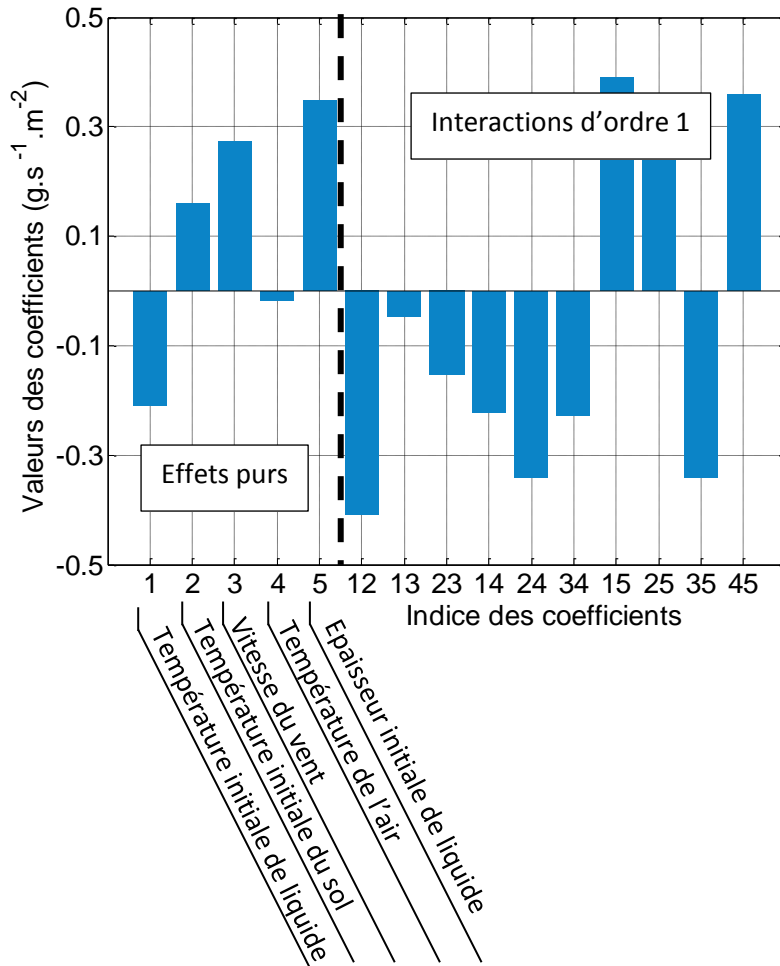


Figure 79: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant le débit en régime permanent

Dans le cas du débit en régime permanent, 4 paramètres sur les 5 étudiés, l'épaisseur de liquide (5), la vitesse du vent (3), la température du liquide (1) et celle du sol (2) ne sont pas négligeables. De la même manière que précédemment, la température de l'air n'a pas d'effet direct sur le débit en régime permanent.

L'épaisseur initiale de liquide (5) influence la valeur du débit en régime permanent car celui-ci est déterminé en fonction d'une valeur seuil 'S' de la dérivée du débit. Le fait que cette valeur ne soit pas nulle laisse la possibilité au débit de continuer à chuter. Etant donné que la température est uniforme dans l'épaisseur du liquide à l'exception du voisinage de l'interface liquide / gaz de la nappe, l'épaisseur initiale de liquide joue le rôle de réserve énergétique et permet de ralentir la chute de température dans le cas des épaisseurs de liquide plus importantes. L'évolution du débit étant conditionnée à celle de la température, des variations faibles de ce paramètre entraineront des variations faibles du débit. Celle-ci pourront devenir inférieures à la valeur seuil fixée 'S' même si la valeur du débit est élevée.

Le second paramètre prépondérant est la vitesse du vent (3). Etant donné que celui-ci déplace les vapeurs au-dessus de la nappe, il est à l'origine du déséquilibre thermodynamique moteur de l'évaporation. Plus la vitesse de vent est élevée plus la concentration en vapeurs au-dessus de la nappe chute et donc plus le débit d'évaporation est important. Pour une vitesse de vent élevée, une variation de débit inférieure au seuil fixé a lieu pour des débits plus élevés que dans le cas de vent faibles.

La température du liquide (1) a une influence différente des deux facteurs précédents sur le paramètre étudié. Plus la température initiale du liquide est élevée, plus le débit d'évaporation en régime permanent est faible. Ce point qui peut paraître paradoxal s'explique par le fait que les variations de perte de masse évoluent de la même manière que la température du liquide. Une température de liquide faible dès le départ de l'expérimentation, entraîne des variations faibles de débit qui peuvent passer sous le seuil 'S' fixé pour des débits élevés.

Le rôle de la température du sol (2) est similaire à celui de l'épaisseur initiale de liquide. Le sol, selon sa température joue le rôle d'un puits ou d'une source de chaleur du point de vue de la nappe de liquide. Il est important de préciser que lors de tous les essais réalisés, il existe un instant à partir duquel la température du sol est supérieure à celle du liquide. Le sol apporte donc toujours de la chaleur au liquide un certain temps après le début de l'expérimentation. La valeur de ce flux influence la valeur de la température du liquide qui elle-même influe sur le débit d'évaporation.

Concernant les effets propres aux paramètres étudiés, il est intéressant de constater qu'aucune des interactions liée à l'épaisseur du liquide n'est négligeable.

2.5. Détermination de la durée du régime transitoire.

La durée du régime transitoire est déterminée en fonction du seuil 'S' de la même manière que le débit en régime permanent. Elle correspond au temps nécessaire pris par le processus d'évaporation pour que les variations du débit soient inférieures à $10^{-6} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$.

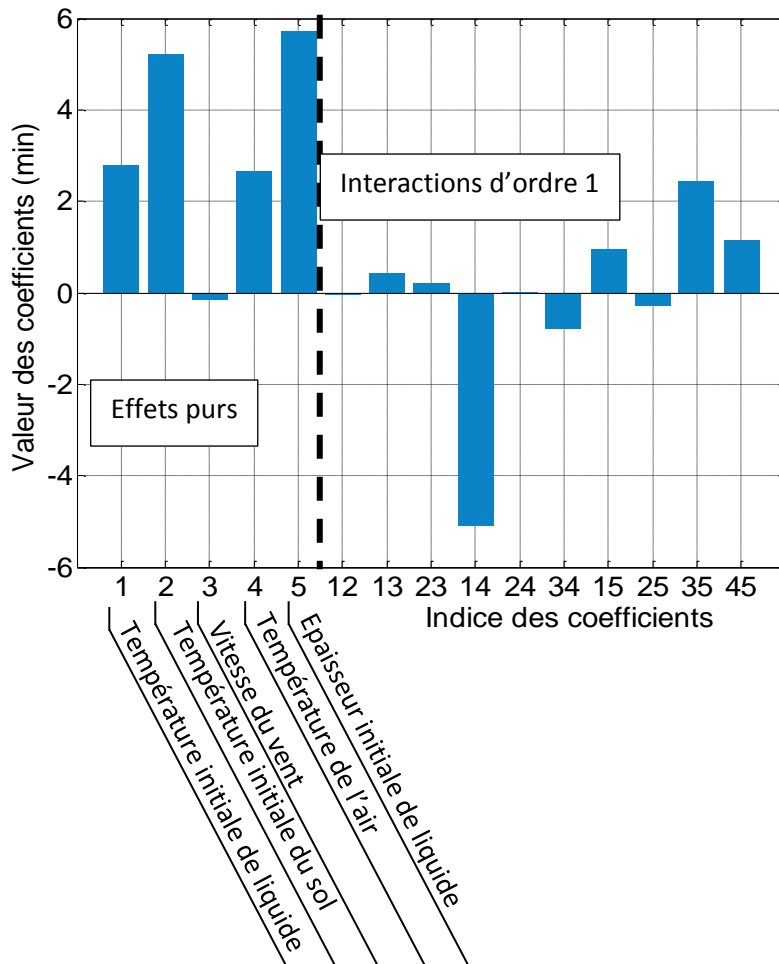


Figure 80: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant la durée du régime transitoire.

D’après les résultats du plan d’expérience, les paramètres influençant la durée du régime transitoire sont l’épaisseur initiale de liquide (5) et la température du sol (2). Ces deux paramètres influencent la durée du régime transitoire de la même manière :

- L’épaisseur de liquide étant proportionnelle avec l’enthalpie, la dépendance de la durée du régime transitoire vis-à-vis de ce paramètre correspond au fait que l’énergie dans la nappe est plus rapidement consommée dans le cas des nappes minces et de ce fait les variations du débit sont faibles dans ces cas.
- La température initiale du sol traduit l’apport énergétique pouvant être fourni au liquide. De ce fait là une température de sol élevée permet un apport d’énergie élevé et des variations de débit plus importantes que lorsque celle-ci est faible.

Deux paramètres, les températures du liquide et de l’air, ont un effet moindre mais non négligeable. La température du liquide correspond à une réserve énergétique et influence la durée du débit d’évaporation de la même manière que les deux paramètres énoncés précédemment. La

température de l'air traduit les flux thermiques radiatif et convectif reçus par la nappe. Des flux importants apportent de l'énergie supplémentaire au fluide et maintiennent les variations de débit au-dessus du seuil 'S' imposé pour considérer que le régime de perte de masse est permanent.

2.6. Conclusion de la section

Une étude paramétrique du phénomène d'évaporation est réalisée sur le domaine d'étude suivant :

- Température initiale du liquide : 4°C – 22°C
- Température initiale du sol : 4°C – 60°C
- Température de l'air : 15°C – 25°C
- Vitesse du vent : 2m.s⁻¹ – 4 m.s⁻¹
- Epaisseur initiale de liquide : 2 cm – 10 cm

Les sorties étudiées sont

- le débit 30 secondes après le début de l'expérimentation,
- le débit en régime permanent,
- la durée du régime transitoire.

Afin de pouvoir comparer les essais entre eux, il a été choisi de fixer un seuil de variation du débit à 10⁻⁶ kg.s⁻¹.m⁻² (seuil 'S') pour définir l'instant auquel le régime d'évaporation est considéré comme permanent. La validité du plan d'expérience est assurée par les faibles valeurs p obtenues pour les différentes réponses.

L'expression du débit d'évaporation est un phénomène complexe et une modélisation précise de ce phénomène à l'aide d'un plan d'expériences se heurte à deux difficultés majeures :

- l'évolution du poids des différents paramètres principaux entre le débit initial et le débit en régime permanent,
- la présence de nombreuses interactions entre les différents paramètres.

3. Conclusion du chapitre

Ce chapitre cherche à présenter le phénomène d'évaporation de liquide à travers la description des courbes de température et de masse relevées durant les différents essais réalisés et à déterminer le poids de chaque paramètre expérimental (températures initiales du sol et du liquide, température de l'air, vitesse de l'écoulement au-dessus de la nappe et épaisseur initiale de liquide) dans trois aspects

du phénomène (débit 30 secondes après le début de l'essai, débit en régime permanent, durée du régime transitoire).

La première section présente les différentes évolutions temporelles de température et de perte de masse relevées :

- Les premières mettent en évidence la compétition entre les flux thermiques échangés entre le sol et le liquide et le flux de chaleur absorbé par évaporation.
- A la différence des températures du liquide et du sol, les secondes sont similaires pour toutes les conditions expérimentales employées. Le débit d'évaporation présente deux régimes. Le premier durant lequel le débit est maximal à l'instant initial puis chute dans le temps, et le second durant lequel il est stationnaire. Cette allure est présente même lorsque la température du liquide présente une première phase d'augmentation. Afin de vérifier ce point, le prochain chapitre étudie les écarts entre la variation d'enthalpie du liquide et les flux thermiques déterminés par les mesures faites.

La seconde section présente une analyse paramétrique du débit d'évaporation exprimant les débits initiaux, en régime permanent et la durée du régime transitoire en fonction du poids de chaque paramètre expérimental. Celle-ci met en évidence la présence de nombreuses interactions entre les différents paramètres expérimentaux et une évolution du poids des paramètres entre le débit initial et celui en régime permanent. Afin de comparer les débits d'évaporation enregistrés durant les essais et les corrélations de la littérature, le prochain chapitre présente une étude de sensibilité des différentes corrélations présentées dans la littérature en fonction des paramètres expérimentaux.

Bibliographie

- Bedeaux, D., Hermans, L., & Ytrehus, T. (1990). Slow evaporation and condensation. *Physica A*, 169.
- Brighton, P. W. (1985). Evaporation from a plane liquid surface into a turbulent boundary layer. *Journal of Fluids Mechanics*(159), pp. 323-345.
- Gilliland, E., & Sherwood, T. (1934, May). Diffusion of Vapors into Air Streams. *Industrial and Engineering Chemistry*, 26, pp. 516-523.
- Hummel, A. A., Braun, K. O., & Fehrenbacher, C. (1996). Evaporation of a liquid in a flowing air stream. *American Industrial Hygiene Association Journal*, 57(6), pp. 519-525.
- Kunsch, J. (1998). Two-layer integral model for calculating the evaporation rate from a liquid surface. *Journal of hazardous materials*, 59(2-3), pp. 167-187.
- Mackay, & Matsugu. (1973). Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills on land and water. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51, pp. 434-439.
- Sutton, O. (1934). Wind structure and evaporation in a turbulent atmosphere. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 146(858), 701-722.

IV. EVALUATION DE LA MODELISATION

La partie bibliographique a montré que les différents travaux de la littérature modélisent l'évaporation d'un liquide à l'aide de deux équations bilan :

- Un bilan de matière, ce qui nécessite la connaissance du débit surfacique d'évaporation,
- Un bilan de chaleur, ce qui nécessite de connaître précisément tous les flux de chaleur échangés par le système.

Dans ces travaux, le liquide est considéré comme un milieu parfaitement mélangé grâce à l'action de la convection naturelle et donc homogène en température.

Cette partie du travail s'attache à évaluer la modélisation de l'évaporation en acceptant cette hypothèse. Deux points sont donc étudiés :

- L'évaluation des différents transferts thermiques échangés par le système,
- L'évaluation du transfert de matière par différentes corrélations de la littérature.

Les bilans de chaleur et de matière calculés sont analysés et commentés.

Table des matières du chapitre IV

IV. EVALUATION DE LA MODELISATION	184
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE IV	185
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE IV	186
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE IV	187
1. ETUDE DES FLUX THERMIQUES ET DU DEBIT	188
1.1. EVALUATION DES FLUX DE CHALEUR	188
1.1.1.1. Quantification du flux thermique du sol vers le liquide	188
1.1.1.2. Quantification du flux radiatifs impactant le liquide	191
1.1.1.3. Quantification du flux convectif échangé entre l'air et le liquide	192
1.1.1.4. Quantification du flux thermique absorbé par évaporation	193
1.1.2. Ecart enregistré entre la variation d'enthalpie et de la somme des flux thermiques	194
1.2. EXPRESSION DU DEBIT D'EVAPORATION EN FONCTION DE LA TEMPERATURE DU LIQUIDE	196
1.3. CONCLUSION DE LA SECTION	198
2. ETUDE DES CORRELATIONS DE PREDICTION DU DEBIT D'EVAPORATION	199
2.1. COMPARAISON ENTRE CORRELATIONS ET DEBITS ENREGISTRES	202
2.2. ANALYSE DE SENSIBILITE	203
2.2.1. Analyse de sensibilité globale	204
2.2.1.1. Choix des paramètres et résultats	204
2.2.1.2. Comparaison entre les résultats du plan d'expérience et l'analyse globale de sensibilité	206
2.2.2. Analyse de sensibilité locale	206
2.2.2.1. Influence de la température du liquide	207
2.2.2.2. Influence de la vitesse du vent	209
2.3. CONCLUSION DE LA SECTION	211
3. CONCLUSION DU CHAPITRE	212

Table des illustrations du chapitre IV

Figure 1: Configurations d'écoulement de couche limite (1) et de cavité (2).	14
Figure 2: Diagramme de phase Pression Température.	21
Figure 3: Nappe de liquide remplissant la cuvette de rétention	24
Figure 4: Existence d'une marche entre la surface de la nappe et la cuvette de rétention	24
Figure 5: Allure de couche limite cinématique	25
Figure 6: Profil de vitesse de vent en fonction du paramètre η	31
Figure 7: Allure d'une couche limite cinématique turbulente	33
Figure 8: Caractéristiques géométriques d'une cavité	35
Figure 9: Caractéristiques d'un écoulement de marche. D'après (Zdanski, Ortega, & Fico, 2005)	36
Figure 10: Schématisation des différentes zones de l'écoulement	36
Figure 11: Cellules de convection observées par technique Schlieren lors de la désorption de CO2 contenu dans du chlorobenzène	38
Figure 12: Représentation du système de la nappe de liquide.	39
Figure 13: Allure des courbes de concentration d'après la théorie du double film. Cas d'un produit pur.	56
Figure 14: Relations entre les études visant à déterminer le coefficient de transfert de matière	68
Figure 15: Représentation schématique des différentes régions d'un écoulement en cavité	74
Figure 16: Représentation schématique de l'évolution du coefficient de transfert de chaleur dans un écoulement en cavité	74
Figure 17: Evolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds calculé en fonction de la hauteur de marche. Extrait de Shehata <i>et al.</i>	75
Figure 18: Domaine de validité des corrélations.	78
Figure 19: Démarche expérimentale	93
Figure 20: Représentation des flux thermiques	103
Figure 21: Schématisation d'un thermocouple	104
Figure 22: Thermocouple.	105
Figure 23: Peigne de thermocouple de 70 cm de haut.	105
Figure 24: Position de la caméra par rapport au pilote expérimental	108
Figure 25: Températures enregistrées pour déterminer l'émissivité de l'acétone	109
Figure 26: Bac d'acétone à 5 minutes.	110
Figure 27: Schématisation de l'essai permettant de déterminer l'épaisseur d'acétone influençant la température calculée par la caméra	111
Figure 28: Pilote expérimental avant l'introduction du liquide	111
Figure 29 : 1 minute après la fin du déversement du liquide	112
Figure 30 : 27 minutes et 20 secondes après le déversement du liquide. La bande d'aluminium apparait sous le liquide	112
Figure 31: Représentation simplifiée d'un fluxmètre à gradient.	113
Figure 32: Capteur de niveau Siemens M18	115
Figure 33: Galerie à vent	116
Figure 34: Schématisation du tube de Pitot	118
Figure 35: Vitesse d'écoulement et fil chaud	119
Figure 36: Schématisation de l'essai	120
Figure 37: Détermination de la position de la nappe laser	120
Figure 38: Impulsion à très basse intensité	121
Figure 39: Déformation de l'image suivant due à l'angle de la caméra	123
Figure 40: Déformation de l'image dans la direction verticale	123
Figure 41: Déformation de l'image dans la direction horizontale	124
Figure 42: Déformation horizontale induite par l'objectif	125

Figure 43: Carte des coefficients par lesquels multiplier la valeur des abscisses.	125
Figure 44: Image de la nappe de liquide avant et après traitement	126
Figure 45: Choix de l'instant initial des essais.	128
Figure 46: Installation des pilotes employés pour l'étude paramétrique.	129
Figure 47: Fût d'acétone tronqué.	130
Figure 48: Durant l'essai.	131
Figure 49: Dispositif expérimental	140
Figure 50: Positions des thermocouples	141
Figure 51: Courbes de température typiques d'un essai (essai 11a)	142
Figure 52: Remontée de la température du sol lorsque de liquide est initialement plus chaud que le sol (Essai 12a)	143
Figure 53: Stagnation de la température les températures de sol et de liquide sont en équilibre à l'instant initial (Essai 7a)	144
Figure 54 : Evolution de la température dans le sol dans le cas des essais 2a et 13a	145
Figure 55: Augmentation de la température dans le liquide (Essai 14a)	147
Figure 56 : Evolution de la chute de température dans le liquide	148
Figure 57 : Vitesse de chute de température pour deux vitesses de vent différentes.	149
Figure 58: Représentation schématique de l'essai mettant en œuvre 70 cm d'épaisseur d'acétone.	150
Figure 59: Température dans le liquide au cours du temps	151
Figure 60: Graphe des températures dans le liquide.	151
Figure 61: Courbe d'un thermocouple traversant l'interface (Essai 13a).	152
Figure 62: Evolution de la température et de la chute de la surface du liquide dans le temps	155
Figure 63: Températures mesurée dans la phase gazeuse. Essai 13a	157
Figure 64: Débit d'évaporation et sa dérivée (Essai 12a)	159
Figure 65: Masse et débit d'évaporation (Essai 14a)	160
Figure 66: Dérivée du débit d'évaporation des 40 premières minutes de l'essai 14a	161
Figure 67: Graphe des débits de matière pour les 5 essais considérés	162
Figure 68: Perte de masse (Doublet 10)	163
Figure 69: Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température initiale de liquide	171
Figure 70 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température initiale du sol	171
Figure 71 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la vitesse de vent	172
Figure 72 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec la température de l'air	172
Figure 73 : Evolution des sorties du plan d'expérience étudiées avec l'épaisseur initiale du liquide	173
Figure 74: Débit initial d'évaporation	174
Figure 75: Débit d'évaporation en régime permanent	175
Figure 76: Durée du régime transitoire de perte de masse.	175
Figure 77: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant le débit initial	176
Figure 78: Critère de seuil du régime transitoire	177
Figure 79: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant le débit en régime permanent	178
Figure 80: Valeurs des coefficients du polynôme décrivant la durée du régime transitoire.	180
Figure 81: Température dans le sol (Essai 6a)	192
Figure 82: Flux thermiques échangés entre la nappe de liquide et le sol.	194
Figure 83: Détermination du coefficient de transfert de chaleur.	195
Figure 84: Flux thermique absorbé par évaporation	197
Figure 85: Flux thermiques et variation d'enthalpie (Essai 12a)	198
Figure 86: Ecart entre somme des flux et variation d'enthalpie.	199
Figure 87: Dispersion du débit pour les essais présentés	200
Figure 88: débits d'évaporation prédits par des corrélations empiriques en fonction de la température du liquide lorsque le vent est faible.	205
Figure 89: Ecart entre le débit de l'essai 12a et les prédictions des corrélations	206

Figure 90: Pourcentage d'erreur réalisé par Kelvin d'écart entre la valeur employée pour calculer le débit et la valeur réelle.	211
Figure 91: Erreur induite sur le calcul du débit d'évaporation lorsque la température vaut 278 K.	212
Figure 92: Pourcentage d'erreur réalisé par unité d'écart entre la valeur de vitesse de vent employée pour calculer le débit et la valeur réelle.	213
Figure 93: Erreur induite sur le calcul du débit d'évaporation lorsque la vitesse du vent vaut 8 m.s^{-1} .	214
Figure 95: Profil vertical de température dans le liquide lors de présence de convection de Rayleigh Bénard	232
Figure 96: Schématisation du flux thermique échangé entre le sol et le liquide	237
Figure 97: Profil vertical de température dans la nappe.	240
Figure 98: Représentation des flux énergétiques incidents sur le système "nappe"	241
Figure 99: Bilan énergétique sur le système "cœur de liquide".	242
Figure 100 : Représentation du sous-système interface et des flux énergétiques sur la surface du liquide.	243
Figure 101: Représentation schématique du maillage effectué	244
Figure 102: Courbes de températures mesurées et calculées dans le sous-système "interface". Données issues de l'essai 12a.	247
Figure 103: Ecart entre les températures de liquide mesurées et de surface calculées	248
Figure 104: Variation de la température de surface dans le temps. (Essai 14a)	250
Figure 105: Températures mesurées dans le liquide à la surface du béton et 5 mm sous l'interface liquide-gaz (Essai 12a : $T_{\text{liq}} = 22^{\circ}\text{C}$, $T_{\text{sol}} = 4^{\circ}\text{C}$, $U_{\text{vent}} = 2\text{m.s}^{-1}$, $T_{\text{air}} = 15^{\circ}\text{C}$, $E = 10\text{cm}$)	251
Figure 106: Ecart énergétique enregistré suivant l'équation 155	252
Figure 107: Ecart induit sur la concentration à la surface du liquide selon la température employée	254
Figure 108: Graphe du débit d'évaporation en fonction de la température de surface.	255
Figure 109: Allures du nombre de Rayleigh en fonction du temps	256
Figure 110: Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation. Epaisseur initiale : 10 cm	258
Figure 111: Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation. Epaisseur initiale : 2cm	258
Figure 112: Flux de chaleur échangé entre les deux sous-systèmes.	260
Figure 113: Définition du rapport de forme de la cuvette	271
Figure 114: Définition d'une zone d'intérêt pour l'extraction de température.	272
Figure 115: Définition d'axes sur lesquels la température de la nappe est étudiée.	273
Figure 116: Histogramme de température dans le temps (Essai 18, 5 min et 30 s)	274
Figure 117: Ecart sur le résultat de l'équation bilan thermique induit par la dispersion de la température de la surface	275
Figure 118: Ecart sur l'équation bilan de masse induit par la distribution de la température à la surface de la nappe	276
Figure 119: Ecarts enregistrés entre les températures de surface mesurées et calculées	277
Figure 120: Superposition des courbes des températures de liquide et de surface calculée et mesurée. (Essai 19)	278
Figure 121: Graphe du débit d'évaporation en fonction de la moyenne de la distribution de température	279
Figure 122: Ecart de température détecté sur la surface de la nappe	280
Figure 123: Ecart type de la température de surface	281
Figure 124: Quadrillage de la nappe de liquide	282
Figure 125: Ecart de température entre la moyenne de la température sur la surface et sur les lignes parallèles à l'écoulement	283
Figure 126: Ecart entre la moyenne de la température sur le diamètre parallèle à l'écoulement et la moyenne de température sur la surface	284
Figure 127: Graphe de la température le long de l'axe 2 de l'essai 19	285
Figure 128: Température le long du diamètre du fût au cours de l'essai 23	286
Figure 129: Evolution du coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur du liquide	289

Figure 130: Ecart entre le coefficient de transfert de matière de l'essai G et la prévision de Mackay et Matsugu	290
Figure 131: Champ total de prise de vue	291
Figure 132: Evolution des lignes de courant dans le cas d'un écoulement de couche limite (Rapport de forme tendant vers l'infini)	293
Figure 133: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.05 (hauteur de marche 3 cm)	293
Figure 134: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.1 (hauteur de marche 6cm)	294
Figure 135: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.2 (hauteur de marche 10 cm)	294
Figure 136: Graphe des profils verticaux de vitesse au-dessus de la surface	295
Figure 137: Allure de la vitesse horizontale près de l'interface.	296
Figure 138: Allure de la vitesse verticale au voisinage de l'interface	298
Figure 139: Représentation schématique d'une zone d'étude	305
Figure 140: Schématisation du système Source - Capteur.	311
Figure 141: Schématisation des flux incidents sur la caméra	316
Figure 142: Schématisation du principe de la technique PIV	318
Figure 143: Deux images d'un couple d'impulsions.	319
Figure 144: Détail de la même zone sur chacune des deux images.	319
Figure 145: Facteur de corrélation entre deux zones unitaires de l'image.	320
Figure 146: Coefficient de corrélation croisé entre les deux images précédentes.	321
Figure 147: Cartographie des vitesses - Corrélation croisée avec des fenêtres de 32 pixels de coté	321
Figure 148: Cartographie des vitesses - Corrélation adaptative avec des fenêtres finales de 32 pixels de coté	322
Figure 149: Fenêtre normale d'interrogation dans l'image	323
Figure 150: Fenêtre adaptative	323

Table des équations du chapitre IV

Équation 122: Equation bilan thermique.	191
Équation 123: Critère de Fourier	192
Équation 124: Flux thermique du sol vers le liquide	192
Équation 125: Coefficient de transfert de chaleur	195
Équation 126: Flux de chaleur absorbé par le phénomène d'évaporation	196
Équation 127: Ecart entre les corrélations et le débit mesuré	205
Équation 128 : Indice statistique retenu pour exprimer les résultats de l'étude de sensibilité globale	208
Équation 129 : Indice statistique dans le cas de l'étude de sensibilité locale.	209
Équation 130 : Etude autour d'une valeur F_0 .	210

1. Etude des flux thermiques et du débit

La partie bibliographique présente les deux équations régissant le phénomène d'évaporation. A l'aide des données enregistrées, il est possible de déterminer tous les termes des deux équations et ainsi déterminer l'écart présent entre les flux mesurés et ceux employés dans le processus. Dans un second temps, il est possible de décrire les débits obtenus en fonction de la température mesurée du liquide.

1.1. Evaluation des flux de chaleur

L'équation bilan thermique permettant de prédire la température du liquide en fonction des flux thermiques échangés entre la nappe et son environnement est introduite dans le chapitre bibliographique (Chapitre I).

Équation 122: Equation bilan thermique.

$$m \times C_p \times \frac{d(T)}{dt} = A \times (J_{conv} + J_{solaire} + J_{rad} + J_{sol}) + J_{evap}$$

Ce même chapitre présente les différentes expressions disponibles pour quantifier les flux présents dans l'équation 122 à partir des données de masses et de températures. En recalculant chaque terme de l'équation 122 et en déterminant la différence entre la somme des flux et la variation d'enthalpie du liquide, il est possible de déterminer si la température du liquide peut être employée pour caractériser le phénomène d'évaporation.

1.1.1.1. Quantification du flux thermique du sol vers le liquide

La mesure de la température du sol est réalisée à l'aide de 4 à 6 thermocouples par essai. Ces mesures ponctuelles permettent de caler une modélisation du transfert de chaleur dans le support sur les résultats expérimentaux. Par méthode directe, le flux de chaleur issu du support et vers le liquide peut alors être calculé.

Le support est constitué d'un béton compact dont les propriétés thermiques sont supposées homogènes. La température dans tout le sol est déterminée par différences finies à l'aide des températures mesurées dans le sol et dans le liquide.

L'emploi des différences finies pour modéliser le transfert thermique dans le sol impose de respecter le critère de Fourier qui est un critère de convergence. Celui-ci établit une relation entre les pas de temps, de distance et les propriétés de diffusivité thermique du solide :

Équation 123: Critère de Fourier

$$Fo = \frac{\alpha \Delta t}{(\Delta y)^2}$$

Fo	Nombre de Fourier	-
α	Diffusivité thermique du béton	$m^2.s^{-1}$
Δt	Pas de résolution temporelle	s
Δy	Pas de résolution spatiale	m

Les pas de temps (1 sec) et d'espace (2 mm) ont été fixés de manière à ce que ce critère soit égal 0,45 ce qui assure la convergence dans le cas du transfert unidirectionnel de la chaleur.

A partir de la répartition de la température, le flux de chaleur est calculé l'aide de la loi de Fourier en déterminant le gradient de température à la surface du sol (Incropera & De Witt, 1985).

Équation 124: Flux thermique du sol vers le liquide

$$J_{sol} = -\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}$$

J_{sol}	Flux thermique échangé entre le sol et la liquide	$W.m^{-2}$
T	Température	K
y	Direction verticale	m
λ	Conductivité thermique du béton	$W.m^{-1}.K^{-1}$

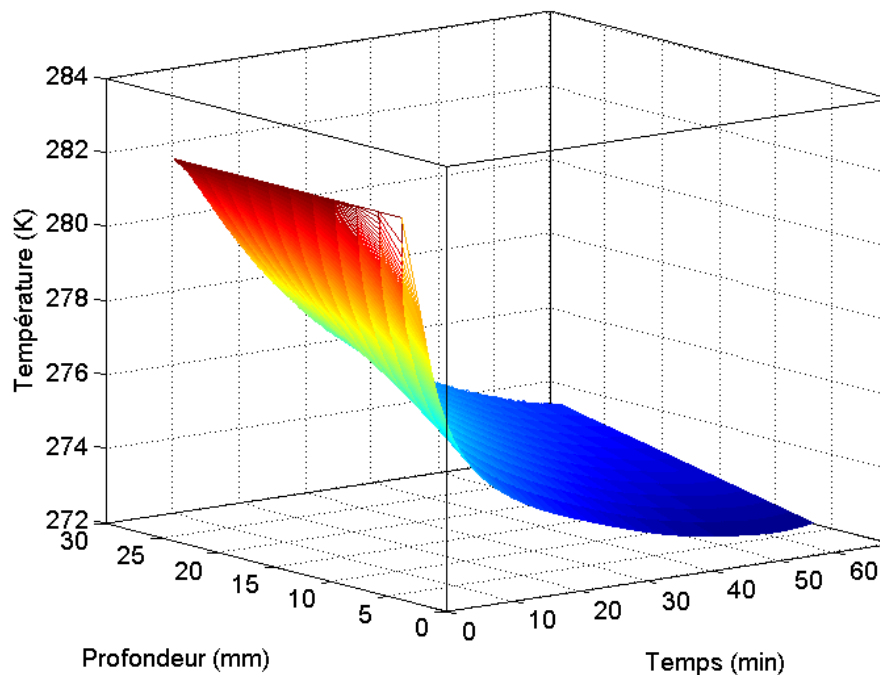


Figure 81: Température dans le sol (Essai 6a)

Le résultat obtenu est basé sur deux hypothèses :

- Le milieu est semi infini
- Le milieu est homogène.

Une éventuelle erreur dans le terme du flux thermique du sol vers le liquide peut donc être induite par une inhomogénéité du sol entrainant une inhomogénéité de propriétés de conduction thermique. Les conséquences portent sur la modification de la valeur finale calculée de la température du liquide qui est employée pour déterminer le débit d'évaporation au pas de temps suivant. De ce fait, l'estimation de la masse restante est faussée.

La figure 82 présente le flux thermique échangé entre le sol et le liquide dans le cas de 5 essais dont les conditions initiales sont rappelées dans le tableau 25.

Tableau 25: Récapitulatif des conditions expérimentales des essais présentés dans cette partie

	Essai 2 a	Essai 7 a	Essai 12 a	Essai 14 a	Essai 16 a
Température du liquide	22°C	4°C	22°C	4°C	4°C
Température du sol	60°C	4°C	4°C	60°C	4°C
Vitesse du vent	4 m.s ⁻¹	4 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹
Température de l'air	15°C	25°C	15°C	15°C	15°C
Epaisseur initiale	10cm	10cm	10cm	10cm	2cm
Masse évaporée	6.87 kg	3.36 kg	3.45 kg	4.61 kg	830 g
Durée de l'essai	2h42'	2h53'	2h51'	2h50'	1h32'

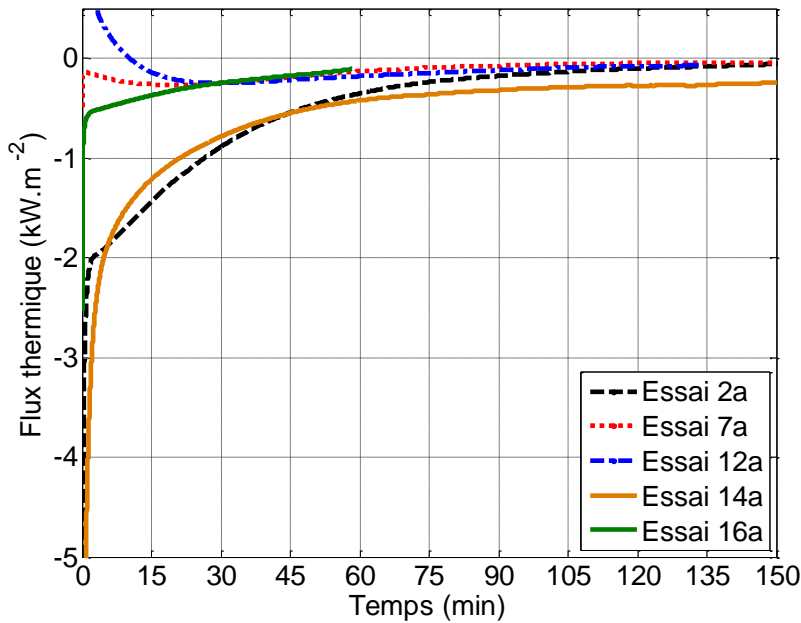


Figure 82: Flux thermiques échangés entre la nappe de liquide et le sol.

A l'instant initial de grandes divergences apparaissent en fonction des conditions initiales :

- lorsque le sol et le liquide sont en équilibre thermique au début de l'essai, les flux de chaleur échangés sont très faibles (Doublets 7 et 16),
- dans le cas où le liquide est plus chaud que le sol (Doublet 12), le flux échangé apporte de la chaleur au sol avant de s'annuler (12 minutes) puis d'apporter de la chaleur au liquide,
- les doublets 2 et 14 ont été réalisés pour les mêmes conditions de température de sol initiales mais pour des valeurs de température de liquide et de vitesse de vent différentes. Même si les courbes diffèrent par leurs évolutions, l'ordre de grandeur des flux échangés est identique dans les deux cas,
- les valeurs des flux échangés tendent vers 0 à la fin de l'essai. Etant donné que le sol n'échange de la chaleur qu'avec le liquide, les deux températures tendent vers la même valeur pour retourner à l'équilibre thermique.

1.1.1.2. Quantification du flux radiatifs impactant le liquide

Les fluxmètres radiatifs fournissent la valeur du flux radiatif total incident. La valeur de ce flux est inférieure à 10 W.m^{-2} pour tous les essais car ceux-ci sont réalisés en intérieur (éclairage indirect). Ce flux est donc négligé. Dans le cas des essais en extérieur, les valeurs maximales enregistrées (essai réalisé le 25 juillet 2009) atteignent 800 W.m^{-2} .

1.1.1.3. Quantification du flux convectif échangé entre l'air et le liquide

Le flux thermique convectif de l'air vers le liquide est calculé grâce à la détermination du coefficient de transfert thermique à l'aide du peigne de thermocouples. La densité de flux de chaleur se calcule à l'aide du coefficient de transfert de chaleur et de la différence de température entre la surface du liquide et l'écoulement non perturbé.

$$J_{conv} = k_T \Delta T$$

Équation 125: Coefficient de transfert de chaleur

$$k_t = - \frac{\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{\Delta T}$$

J_{conv}	Flux thermique convectif échangé entre l'air et le liquide	$W.m^{-2}$
k_t	Coefficient de transfert de chaleur	$W.m^{-2}.K^{-1}$
T	Température	K
y	Direction verticale	m
λ	Conductivité thermique du mélange air/vapeurs	$W.m^{-1}.K^{-1}$

La détermination du flux thermique est réalisée en supposant la distribution de la température linéaire entre deux thermocouples successifs dans le même milieu. Le gradient est alors mesuré entre les derniers et avant dernier thermocouples sortis du liquide comme le présente la figure 83.

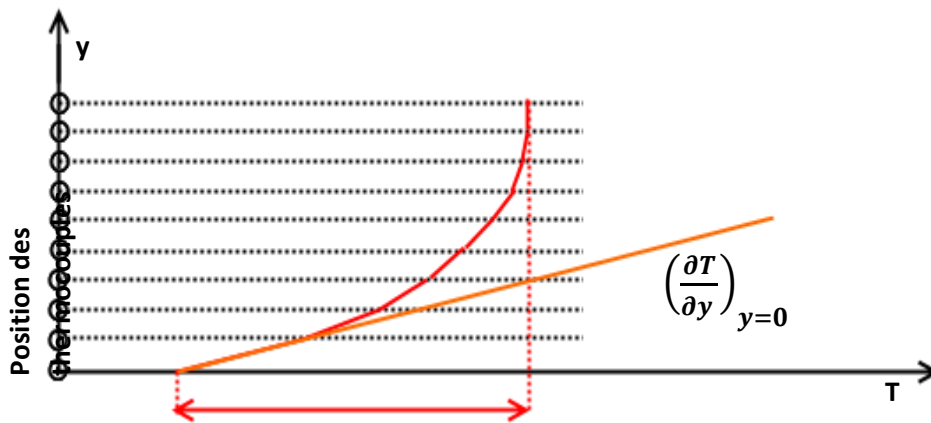


Figure 83: Détermination du coefficient de transfert de chaleur.

Les valeurs de ces flux sont faibles (de l'ordre de la dizaine de watt par mètre carré) et sont négligeables devant les flux de chaleur absorbés par évaporation ou échangés entre le liquide et le sol. Ceci est en partie dû à la faible valeur de la conductivité thermique de l'air ($16,65 \times 10^{-3} W.m^{-1}.K^{-1}$ à $15^\circ C$) et plus particulièrement à l'évolution de la température au dessus de la nappe de liquide qui indique une stagnation de la température en phase gazeuse sur une couche d'un millimètre d'épaisseur.

1.1.1.4. Quantification du flux thermique absorbé par évaporation

Le flux thermique absorbé par évaporation correspond à l'énergie nécessaire pour faire passer le liquide vers son état gazeux. Ce flux est le produit de l'enthalpie de changement de phase et du débit d'évaporation :

Équation 126: Flux de chaleur absorbé par le phénomène d'évaporation

$$J_{evap} = \Delta H_{vap} \frac{dm}{dt}$$

J_{evap}	Chaleur absorbée par évaporation	W
m	masse	kg
t	Temps	s
ΔH_{vap}	Enthalpie de vaporisation	J.kg ⁻¹

La température du liquide est une donnée clef de la détermination de l'enthalpie du liquide et de l'enthalpie de vaporisation.

La figure 84 représente le flux de chaleur absorbé par l'évaporation des essais 2a, 7a, 12a, 14a et 16a :

- L'allure de l'énergie absorbée par évaporation est similaire à l'allure des débits présentés dans le chapitre précédent (Cf figure 19 paragraphe 1.1.1.4.chapitre III).
- L'ordre de grandeur de l'énergie absorbée à l'instant initial est voisin de celui du flux thermique échangé entre le liquide et le sol (figure 82). Cependant, la chute dans le temps de l'énergie absorbée par évaporation est beaucoup plus lente que celle du flux échangé entre le sol et le liquide.

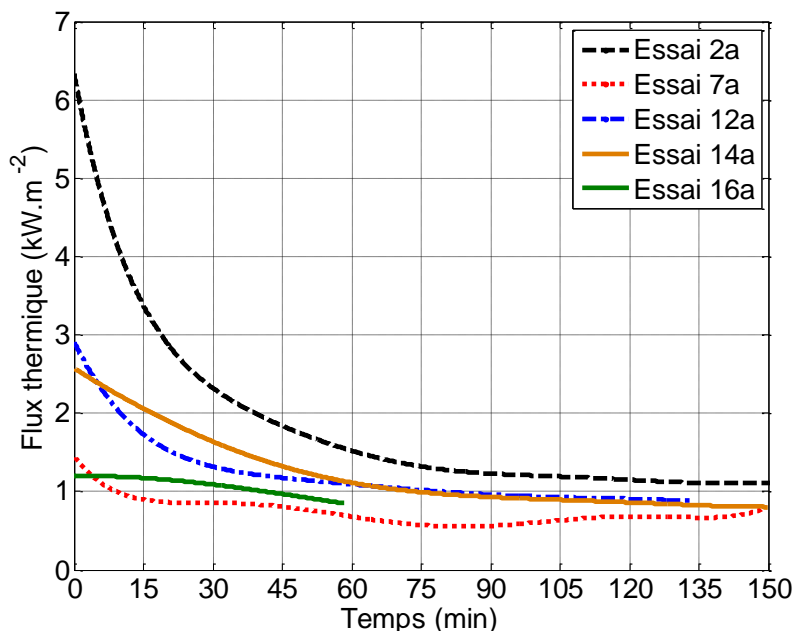


Figure 84: Flux thermique absorbé par évaporation

De la même manière que le débit d'évaporation, la chaleur absorbée par évaporation affiche de très grands écarts à l'instant initial (supérieurs à $5\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$ entre les essais 16a et 2a) mais tendent tous vers une valeur commune comprise entre $900\text{ W}\cdot\text{m}^{-2}$ et $1,1\text{ kW}\cdot\text{m}^{-2}$. A la différence du flux de chaleur échangé entre le sol et le liquide, cette valeur n'est pas nulle.

1.1.2. Ecarts enregistrés entre la variation d'enthalpie et de la somme des flux thermiques

Les équations précédentes permettent de tracer les différents flux et les variations d'enthalpie du liquide. Parmi ces flux, J_{sol} et J_{evap} sont prépondérants dans les premiers instants par rapport à celui échangé entre l'air et le liquide ou celui rayonné.

Lorsque la somme des flux est comparée à la variation d'enthalpie du liquide (figure 85), il apparaît que l'équation du bilan énergétique n'est pas bouclée de manière satisfaisante même à l'aide d'une mesure précise des différents flux thermiques incidents. Il est cependant intéressant de remarquer que l'allure de la courbe représentant la somme des flux thermiques reçus et émis suit la même allure, bien qu'amortie, de celle de la variation d'enthalpie. La figure 86 présente la moyenne de l'écart entre la variation d'enthalpie et la somme des flux thermiques de l'essai 12a.

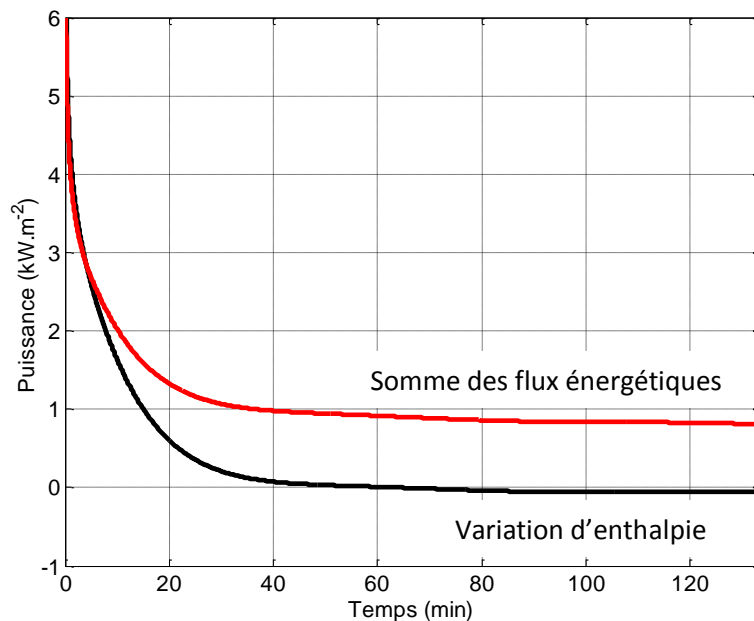


Figure 85: Flux thermiques et variation d'enthalpie (Essai 12a)

Cette figure met en évidence que les flux thermiques échangés sont surestimés par rapport à la variation d'enthalpie du liquide. L'emploi d'une température plus faible dans la quantification des flux thermiques absorbés par évaporation et échangés par convection avec l'air pourrait permettre de réduire cet écart. La variation d'enthalpie tend rapidement vers 0 alors que les flux incidents conservent une valeur finie. Après 40 minutes, l'écart entre la somme des flux et la variation d'enthalpie est de 900W.m^{-2} . A cet instant, le flux thermique échangé entre le sol et le liquide est plus faible que le flux de chaleur absorbé par évaporation dont la valeur est voisine de 850W.m^{-2} .

La figure 86 présente les écarts moyens en watts enregistrés pour les différents doublets d'essais. D'une manière générale, plus la vitesse du vent est importante, plus l'écart de chaleur associé est important. La valeur absolue de cette valeur excède rarement les 1000W.m^{-2} . L'écart maximal est enregistré pour le doublet d'essais n° 4 pour lequel l'écart entre les deux essais du doublet est de 1276W.m^{-2}

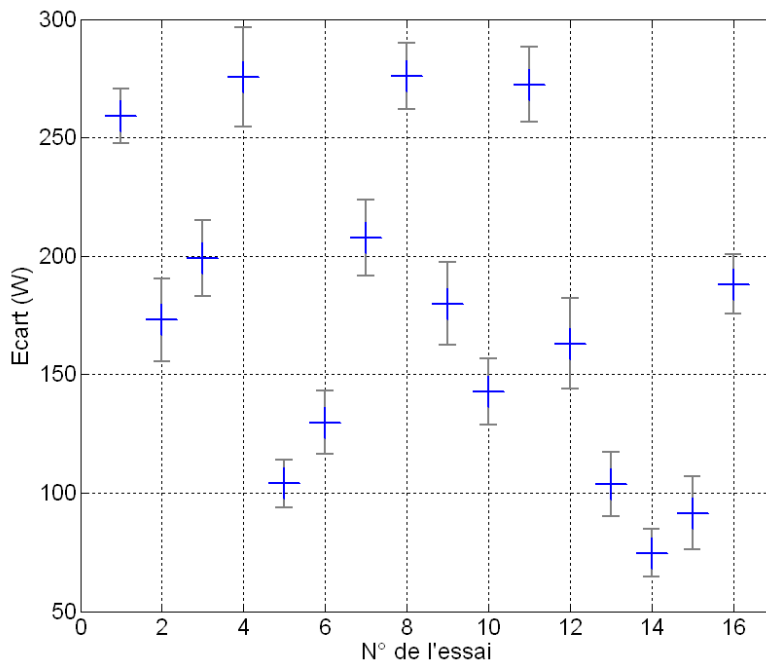


Figure 86: Ecart entre somme des flux et variation d'enthalpie.

Les écarts associés sont suffisamment importants pour s'interroger sur le fait que la température du liquide soit prise comme référence du calcul du débit d'évaporation. Afin de vérifier ce point, le débit d'évaporation de chaque essai est tracé, pour une vitesse de vent donnée, en fonction de la température du liquide qui sert alors de paramètre de référence.

1.2. Expression du débit d'évaporation en fonction de la température du liquide

Le chapitre précédent a mis en évidence deux types d'évolution de la température dans le sol mais un seul de débit. De ce fait, les courbes présentant le débit d'évaporation en fonction de la température du liquide affichent deux tendances différentes.

La figure 87 présente les débits de matière exprimés en fonction de la température du liquide pour les 5 essais des 5 doublets présentés dans ce chapitre. La notion de temps n'étant pas présente sur cette figure, les instants initiaux et le sens d'évolution temporel des données sont précisés.

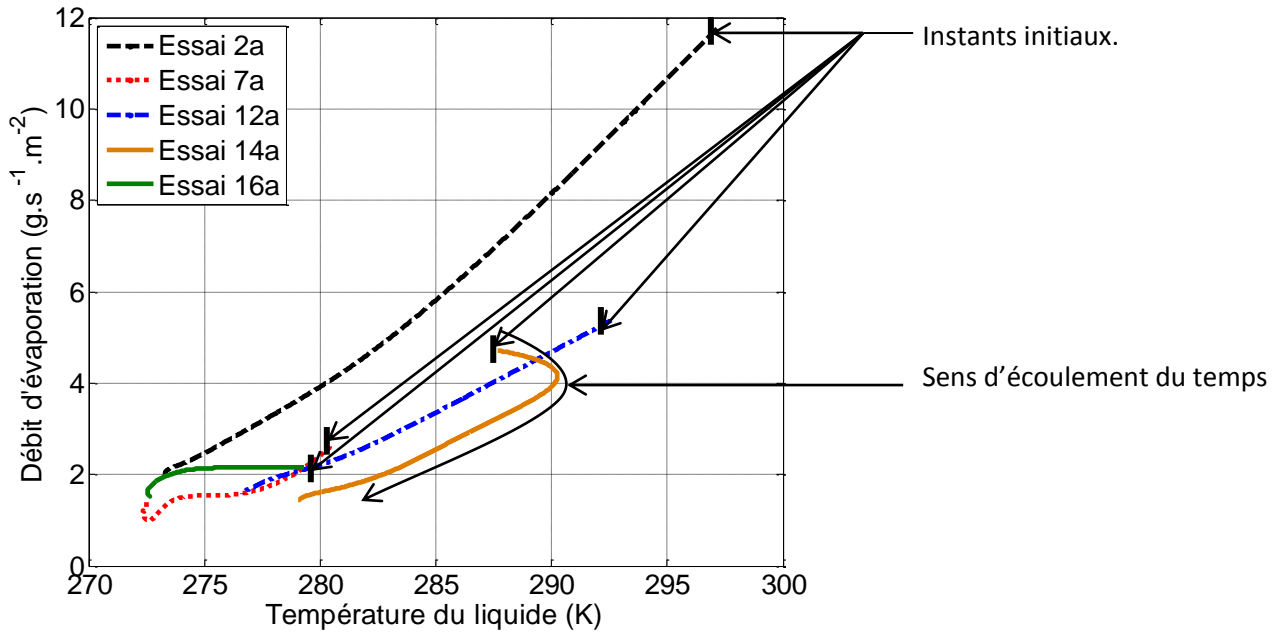


Figure 87: Dispersion du débit pour les essais présentés

La première observation porte sur l'allure des courbes. Dans une grande majorité de cas, une relation bijective apparaît entre les températures au cœur du liquide et les différents débits d'évaporation obtenus durant les essais (Essais 2a, 7a, 12a, 16a). Cependant, lorsque la température initiale du liquide est faible (4°C), celle du sol élevée (60°C) et la vitesse de vent faible (2m.s^{-1}), comme c'est le cas pour l'essai 14a, la notion de bijection disparaît et plusieurs débits d'évaporation peuvent apparaître pour une température identique.

Les essais présentés sont réalisés pour deux vitesses de vent différentes, 4m.s^{-1} (essais 2a et 7a) et 2m.s^{-1} (essais 12a, 14a, 16a). Il a été précisé que la détermination du débit d'évaporation est une fonction d'un coefficient de transfert de matière et de la concentration de vapeur saturante au-dessus du liquide. Cette dernière grandeur est une fonction de la température. De ce fait, lorsque le coefficient de transfert de matière est fixé, une bijection entre les températures du liquide et les débits devrait apparaître. La figure 87 ne met pas en évidence cette propriété :

- il est possible que deux débits correspondent à une même température (Essai 14a),
- une dispersion des débits apparaît entre plusieurs essais alors que les vitesses de vent sont identiques.

L'écart maximal de température sur deux essais réalisés à 4m.s^{-1} est de 6K pour un débit de $2\text{g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ et de 10K dans le cas des vitesses d'écoulement faibles. Cette dispersion du débit pour différentes températures peut être due à deux paramètres :

- une mauvaise estimation de la température définissant le débit d'évaporation,
- une évolution du coefficient de transfert entre deux essais pour une température de liquide et une vitesse d'écoulement au-dessus de la nappe identiques.

La courbe relative à l'essai 16a affiche une tendance particulière. Au lieu de chuter, avec la température, le débit stagne à $2,05 \text{ g.s}^{-1}.\text{m}^{-2}$ tandis que la température du liquide chute de 280 K à 275 K. Ce comportement peut s'expliquer par le fait que les échanges thermiques entre la nappe de liquide et son environnement sont faibles. En effet, cet essai mettait en œuvre les seuils bas des conditions initiales ($T_{\text{liq}} = 4^\circ\text{C}$, $T_{\text{sol}} = 4^\circ\text{C}$, $U_{\text{vent}} = 2\text{m.s}^{-1}$).

1.3. Conclusion de la section

Cette section emploie les données de température de liquide pour calculer différents flux énergétiques afin de quantifier les écarts apparaissant entre la variation d'enthalpie et la somme des flux thermiques. Il apparaît que l'écart moyen entre ces deux grandeurs est inférieur à 1000W.m^{-2} pour les essais réalisés. Entre deux essais d'un même doublet, la différence des écarts enregistrés est inférieure à 10% de leur moyenne.

Cette absence de convergence entre les deux membres de l'équation pourrait s'expliquer par des transferts thermiques non pris en compte par cette modélisation, par une température trop élevée qui fausse les calculs de flux d'évaporation ou par une sous-estimation du terme convectif entre l'écoulement d'air et la nappe de liquide.

L'expression du débit d'évaporation en fonction de la température du liquide met en évidence deux tendances basées sur l'évolution de la température du liquide dans le temps. Lorsque la température chute de manière monotone, la relation entre débit et température du liquide est bijective. Cependant, lorsque la température du liquide augmente (doublets 13 & 14), étant donné que le débit est strictement décroissant, plusieurs débits d'évaporation apparaissent pour une même température du liquide (figure 87). Ce point semble être en contradiction avec le fait que la température du liquide puisse être employée pour quantifier le débit d'évaporation. De plus, une dispersion du débit apparaît pour des conditions de températures de liquide et de vitesse de vent identiques. Les deux hypothèses proposées pour expliquer ce point seront détaillées dans les chapitres V et VI.

2. Etude des corrélations de prédiction du débit d'évaporation

Cette section vise à étudier les différentes corrélations expérimentales en :

- Comparant les données de débits mesurés avec les débits prédits par les corrélations,
- Déterminant si les corrélations donnent le même poids aux paramètres expérimentaux au débit en régime permanent que le phénomène d'évaporation,
- Déterminant l'écart de la réponse de la corrélation si les paramètres d'entrée sont différents des paramètres réels.

Les corrélations employées sont présentées dans le tableau 6 de la partie bibliographique (Cf 4.3 chapitre I) et rappelé ci-dessous (tableau 26)

Tableau 26: Tableau des corrélations de débit d'évaporation de la littérature

Auteur	Corrélation
Sutton (Sutton O. , 1934)	$\Phi_m = 0.0277 c_{sat} Re_1^{-\frac{2}{9}} z_1^{\frac{1}{9}} u_1 L^{-\frac{1}{9}}$
Brighton (Brighton, 1985)	$\Phi_m = 0.0262 \sigma^{-\frac{8}{9}} c_{sat} Re_1^{-\frac{2}{9}} z_1^{\frac{1}{9}} u_1 L^{-\frac{1}{9}}$
Braun & Caplan (Braun & Caplan, 1989)	$\Phi_m = 0.000237 \times M_p \times 10^{-3} \times (29.53 \times 10^{-5} \times P_{vs}) \times \left(\frac{u_v}{0.00508}\right)^{0.625}$
Hummel & Braun (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996)	$\Phi_m = 8.79 \times 10^{-4} \times M_p^{0.833} \times P_{vs} \times 10^{-5} \times \frac{\left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_{air}}\right)^{0.25}}{T^{0.05}} \times \left(\frac{u_v}{l \times P}\right)^{\frac{1}{2}}$
Mackay & Matsugu (Mackay & Matsugu, 1973)	$\Phi_m = 0.004795 \times u_v^{0.78} \times l^{-0.11} \times Sc^{-0.67} \times c_{sat}$
Chaineaux (Chaineaux, et al., 2006)	$\Phi_m = \frac{22.01 \times 10^{-3} \times M_p^{0.4} \times u_v \times P_{vs}}{p}$
Raj and Morris (Raj & Morris, 1990)	$\Phi_m = \frac{0.037 \times (Re^{0.8} - 15500) \times Sc^{\frac{1}{3}} \times D}{l} \times c_{sat}$
Gilliland and Sherwood (Gilliland & Sherwood, 1934)	$\Phi_m = 0.023 \frac{Re^{0.8} Sc^{0.44} D}{l} c_{sat}$
McAdam (McAdam, 1942)	$\Phi_m = \frac{0.0229 Sc^{0.3} Re^{0.8} D}{l} c_{sat}$

Geankoplis (Geankoplis, 1993)

Re<15000

$$\Phi_m = 0.664 \times Re^{-0.5} \times Sc^{-\frac{2}{3}} u c_{sat}$$

Re>15000

$$\Phi_m = 0.036 \times Re^{-0.2} \times Sc^{-\frac{2}{3}} u c_{sat}$$

Avec

c_{sat}	Concentration de vapeur saturante	$kg.m^{-3}$
D	Diffusivité massique des vapeurs dans l'air	$m^2.s^{-1}$
L	Longueur de la nappe de liquide	m
M	Masse molaire du liquid	$kg.mol^{-1}$
M_{air}	Masse molaire de l'air	$kg.mol^{-1}$
P	Pression ambiante	Pa
P_{vs}	Pression de vapeur saturante	Pa
Re	Nombre de Reynolds	-
Sc	Nombre de Schmidt	-
u_1	Valeur de la vitesse à la hauteur z_1	$m.s^{-1}$
u_v	Valeur de la vitesse du vent en régime établi	$m.s^{-1}$
z_1	Hauteur de prise de mesure de la vitesse	m
σ	Nombre de Schmidt turbulent ($\sigma=0.85$)	-

Par définition, chaque corrélation est obtenue sur la base d'essais expérimentaux. Les domaines de validité des corrélations sont précisés Figure 18 dans le chapitre bibliographique.

Les conditions expérimentales sous lesquelles les différents essais ont été réalisés sont les suivantes :

- vitesse de vent comprise entre 2 et 4 $m.s^{-1}$,
- température de l'air comprise entre 278 K et 303 K.

La figure 18 permet de mettre en évidence que les corrélations permettant de prédire les débits enregistrés sont celles de Sutton (Sutton O. , 1934), Braun (Braun & Caplan, 1989), Hummel (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996) et Mackay et Matsugu (Mackay & Matsugu, 1973).

La figure 88 présente les différentes prévisions de débits d'évaporation fournies par les corrélations de la littérature. Elle est réalisée à partir du résultat fourni par les corrélations implémentées en fonction de la température mesurée dans liquide et de la vitesse de vent au-dessus de la nappe en régime d'écoulement établi. Etant donné que les figures sont similaires pour une vitesse de vent de 2 ou 4 $m.s^{-1}$, seul un des deux graphes, établi pour une vitesse de 2 $m.s^{-1}$, est présenté. Cette figure met en évidence que toutes les réponses des corrélations sont similaires. Les courbes affichent un débit

d'évaporation strictement croissant avec la température du liquide. De plus, les débits d'évaporation affichent une dispersion plus faible dans le cas de températures faibles que dans celui de températures plus élevées. Certaines corrélations semblent afficher des résultats très similaires. Les corrélations de Hummel & Braun (Hummel, Braun, & Fehrenbacher, 1996), Braun & Caplan (Braun & Caplan, 1989) et celle de Chaineaux (Chaineaux, et al., 2006) possèdent un débit plus élevé que les autres corrélations pour toutes les températures tandis que celles de Sutton (Sutton O. , 1934), Brighton (Brighton, 1985), Gilliland (Gilliland & Sherwood, 1934), McAdam (McAdam, 1942) et Geankoplis (Geankoplis, 1993) prennent les valeurs les plus basses quelle que soit la température du liquide ou la vitesse de vent étudiée. La corrélation de Mackay et Matsugu (Mackay & Matsugu, 1973) fait le lien entre les deux groupes. Son débit à haute température est le plus élevé mais dans le cas où le liquide est froid, elle affiche l'un des débits les plus faibles. Cette proximité de comportement provient du fait que toutes les corrélations reposent sur les mêmes paramètres mais soumis à des exposants différents.

Rappelons qu'une forte dispersion du débit peut se manifester pour une température du cœur de la nappe identique. Cette dispersion est beaucoup plus marquée lorsque la température du liquide et du sol sont élevées à l'instant initial. De ce fait, l'existence d'une bijection entre température et débit de matière, pour une longueur de nappe et une vitesse de vent fixée, ne peut être établie à l'aide de la température de liquide.

Il apparaît que toutes les courbes représentent des bijections entre l'ensemble des températures et du débit. Cette relation bijective sous-entend que le phénomène d'évaporation est uniquement lié à la température de la nappe de la surface pour une vitesse de vent fixée. Ceci signifie que le débit d'évaporation devrait être identique quelles que soient les conditions locales hydrodynamiques au-dessus de la nappe de liquide.

Ce point contredit les observations effectuées précédemment sur l'allure du débit en fonction de la température lorsque le sol est initialement plus chaud que le liquide et que la vitesse du vent est faible (figure 87).

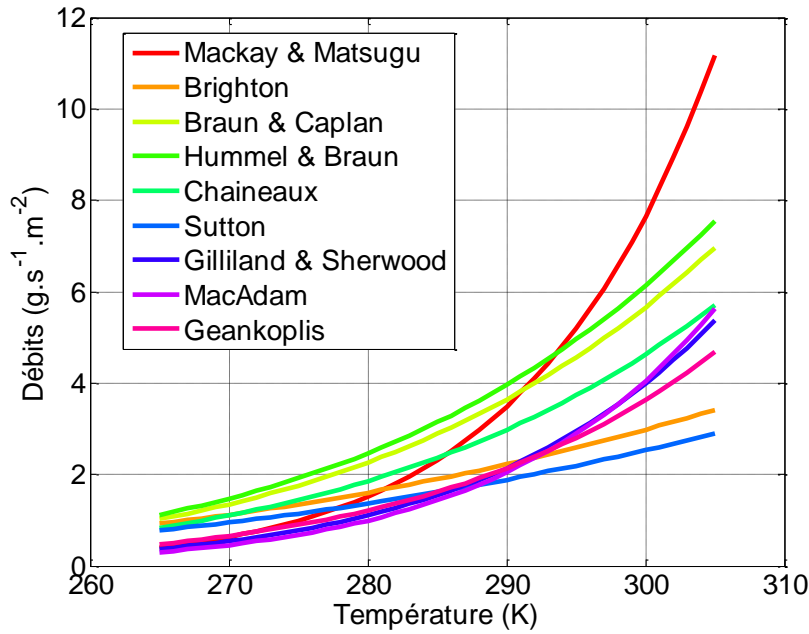


Figure 88: débits d'évaporation prédits par des corrélations empiriques en fonction de la température du liquide lorsque le vent est faible.

2.1. Comparaison entre corrélations et débits enregistrés

Les débits obtenus durant les essais peuvent être comparés aux résultats fournis par les corrélations. La figure 89 présente l'écart entre le débit d'évaporation de l'essai 12a et le débit prédit par les différentes corrélations :

Équation 127: Ecart entre les corrélations et le débit mesuré

$$Ec = \frac{C(t) - \Phi}{\Phi}$$

Ec	Ecart	%
$C(t)$	Valeur de débit prédite par les différentes corrélations	$kg.s^{-1}.m^{-2}$
Φ	Débit d'évaporation mesuré	$kg.s^{-1}.m^{-2}$

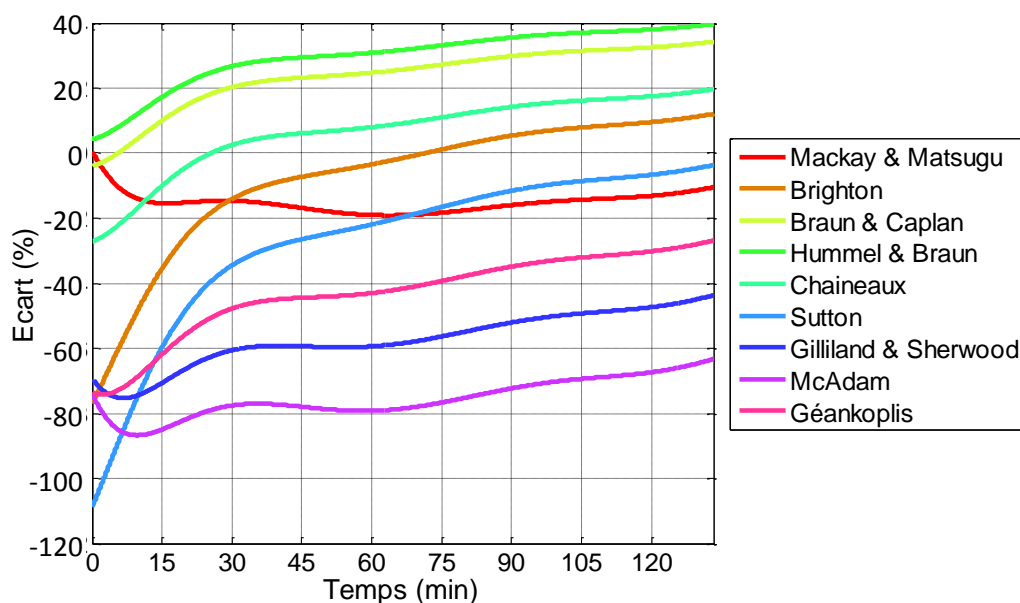


Figure 89: Ecart entre le débit de l'essai 12a et les prédictions des corrélations

La précision de la prédiction du débit d'évaporation est variable selon les corrélations. La précision des corrélations évolue avec le temps et donc avec la température du liquide. Les corrélations fournissant les meilleurs résultats au début de l'essai, donc pour des températures de liquide élevées, sont les corrélations de Mackay et Matsugu, Braun & Caplan, Hummel & Braun et Chaineaux bien que le domaine d'emploi de cette dernière corrélation ne corresponde pas au domaine d'étude. A la fin de l'essai, les écarts entre le débit et les corrélations de Brighton, de Sutton et de Mackay et Matsugu et le débit expérimental sont inférieurs à 20%. Cette dernière est celle qui estime le mieux le débit.

Cette figure permet de mettre en évidence que les corrélations de la littérature permettent une prévision correcte du débit d'évaporation pour cet essai. L'analyse des résultats a mis en évidence qu'il en était de même pour les autres essais réalisés.

2.2. Analyse de sensibilité

Afin de déterminer si les corrélations empiriques donnent le même poids aux différents paramètres qu'elles emploient que le phénomène qu'elles veulent modéliser, une analyse de sensibilité est réalisée.

Jaques (Jacques, 2005) relève que le terme d'analyse de sensibilité regroupe trois domaines complémentaires : les études de screening, les études de sensibilité globales et les études de sensibilité locales. La première méthode, les études de screening sont décrites par Saltelli *et al.* (Saltelli, Tarantola, Campolongo, & Ratto, 2004). Elles permettent d'étudier qualitativement le poids

des variables les unes par rapport aux autres et donc de les hiérarchiser. Les études de sensibilité globales permettent une étude quantitative du rôle de chaque variable et de leurs interactions. Les études de sensibilité locale, permettent de déterminer l'influence de la présence d'un écart sur un paramètre d'entrée sur la réponse du modèle.

2.2.1. Analyse de sensibilité globale

Une étude de sensibilité globale affiche quatre objectifs :

- Déterminer la validité de la corrélation modélisant un phénomène étudié. Si le poids des variables et leur importance sont similaires entre la corrélation et le phénomène étudié, alors la corrélation est fidèle.
- Déterminer les paramètres les plus influents de la corrélation,
- Déterminer les paramètres les moins influents,
- Déterminer les interactions entre les paramètres.

Saltelli *et al.* présentent les différentes méthodes d'analyse de sensibilité globale (Saltelli, Tarantola, Campolongo, & Ratto, 2004) en établissant différents groupes : les méthodes d'analyse de sensibilité pour le domaine des risques, les méthodes bayésiennes, les méthodes graphiques et les méthodes basées sur l'analyse de la variance. L'analyse de la variance permet de déterminer quelle est la part de la variabilité d'un paramètre d'entrée dans la variabilité de la réponse du modèle. Etant donné que les expressions étudiées sont des fonctions explicites simples, cette méthode est retenue. La démarche de calcul est présentée en Annexe 4.

2.2.1.1. Choix des paramètres et résultats

Etant donné que le but de cette analyse est de déterminer les paramètres les plus influant sur la sortie de la corrélation, la répartition des valeurs des différents paramètres est linéaire et prise dans les intervalles suivants :

- La vitesse du vent (notée u) $\in [2 ; 4]$ m.s⁻¹
- La température du liquide (notée T) $\in [260 ; 300]$ K
- La longueur de la nappe $\in [1 ; 100]$ m

L'indice statistique employé consiste à déterminer le rapport entre la variance de la moyenne du résultat fourni par chaque corrélation lorsque qu'un paramètre est fixé et la variance totale du résultat de chaque corrélation en fonction de tous les paramètres :

Équation 128 : Indice statistique retenu pour exprimer les résultats de l'étude de sensibilité globale

$$S_{X_i} = \frac{V(E[f(X)|X_i])}{V(f(X))}$$

<i>E</i>	<i>Espérance mathématique</i>
<i>f</i>	<i>Corrélation étudiée</i>
<i>S_{X_i}</i>	<i>Indice statistique</i>
<i>V</i>	<i>Variance</i>
<i>X_i</i>	<i>Paramètre fixé</i>

Pour plus de détails, le lecteur peut se reporter à l'annexe 4.

Les indices statistiques décrits par l'équation 128 sont présentés dans le tableau 27. Ils correspondent à ceux des paramètres purs et des interactions du premier ordre. Sa valeur indice est comprise entre 0 et 1. Plus la valeur est élevée, plus la corrélation est sensible au paramètre ou groupe de paramètre en jeu.

Tableau 27: Indices statistiques des paramètres et de leurs interactions pour chaque corrélation étudiée

	u	l	T	u et l	u et T	l et T	Somme
Mackay	0,9835	4,24x10 ⁻⁴	0,0144	4,79E-05	0,0016	7,02 x10 ⁻⁷	0,999
Brighton	0,6375	0,0025	0,3232	2,85 x10 ⁻⁴	0,036	1,44 x10 ⁻⁴	0,999
Braun	0,4086	0	0,5496	0	0,0418	0	1
Chaîneaux	0,5911	0	0,3485	0	0,06	0	0,999
Geankoplis	0,245	0,0049	0,7131	2,40 x10 ⁻⁴	0,04	7,10 x10 ⁻⁴	1,003
Gilliland	0,393	5,30 x10 ⁻⁴	0,541	0	0,063		0,997
Hummel	0,319	0,0064	0,64	3,20 x10 ⁻⁴	0,0324	6,40 x10 ⁻⁴	0,998
McAdam	0,345	4,70x10 ⁻⁴	0,58	0	0,069	0	0,994
Raj	0,643	0,014	0,215	1,60 x10 ⁻³	0,123	2,00x10 ⁻³	0,998
Sutton	0,637	2,50 x10 ⁻³	0,323	2,80 x10 ⁻⁴	0,036	1,40x10 ⁻⁴	0,998

Les valeurs les plus importantes pour chaque paramètre sont mises en évidence en gras rouge.

Les résultats indiquent que les deux facteurs prépondérants dans ces corrélations sont la vitesse du vent et la température du liquide. Il apparaît qu'aucune corrélation ne retranscrit d'effets de variation simultanée de deux paramètres.

2.2.1.2. Comparaison entre les résultats du plan d'expérience et l'analyse globale de sensibilité

Le plan d'expériences exprime les débits initiaux et en régime permanent à l'aide de la température initiale du liquide. De ce fait, la comparaison entre les poids des paramètres expérimentaux déterminés par les résultats du plan d'expériences et attribués par les différentes corrélations ne peut se faire que sur le débit initial car tous les paramètres permettant d'estimer les flux thermiques sont connus avec plus de précision que dans l'estimation du débit d'évaporation en régime permanent.

Le tableau 27 met en évidence que les corrélations de perte de masse prédisent les débits en se basant principalement sur la température du liquide et la vitesse du vent. La figure présentant les résultats du plan d'expérience (figure 73, paragraphe 2.3, Chapitre III) met en évidence un poids deux fois plus important de la vitesse du vent par rapport à celui de la température initiale du liquide. Ce rapport est observé chez Brighton, Chaineaux et Sutton. Cependant, cette figure met également en évidence que le poids de l'interaction entre la vitesse du vent et la température du liquide est aussi important que le poids de la température du liquide, or, aucune interaction entre les différents paramètres ne semble significative d'après les résultats de l'analyse de sensibilité. De ce fait, les différentes corrélations présentées dans le tableau 26 ne permettent pas de représenter le phénomène d'évaporation dans sa globalité.

2.2.2. Analyse de sensibilité locale

A la différence de l'analyse globale qui tend à hiérarchiser les variables d'une corrélation en fonction de leur importance, l'analyse locale de sensibilité permet de quantifier l'erreur induite lorsque les données entrées dans les corrélations s'éloignent d'un certain pourcentage de leur valeur réelle. L'analyse locale consiste à figer p-1 paramètres dans les corrélations étudiées et à faire varier le dernier. L'analyse de la réponse du modèle permet de déterminer de décalage induit par l'emploi de cette corrélation lorsque qu'une erreur d'estimation est commise sur le paramètre étudié. L'indice statistique associé aux études de sensibilité locales est le suivant : $\forall i \in [1; p]$

Équation 129 : Indice statistique dans le cas de l'étude de sensibilité locale.

$$S_{X_i} = \frac{\frac{\partial f(X_1, \dots, X_p)}{\partial X_i}}{f(X_1, \dots, X_p)} \times 100$$

f	Corrélation étudiée
S_{X_i}	Indice statistique
X_i	Paramètre fixé

Cet indice traduit directement l'erreur engendrée sur la sortie par le paramètre X_i en pourcentages par unité du paramètre X_i . Le décalage entre le résultat fourni et celui réel réalisé est alors l'intégrale entre ces deux valeurs de la courbe de la corrélation. Les conditions d'existence de cet indice sont :

- une fonction C^1 par morceaux sur la zone d'étude,
- une fonction qui ne s'annule pas sur la zone d'étude.

Chaque corrélation est une fonction polynomiale positive sur le domaine de température et de vitesse de vent étudié, les deux conditions nécessaires sont respectées.

La visualisation de l'erreur commise n'est pas immédiate. De ce fait, un second indice est employé, traduisant l'erreur autour d'une valeur fixée du paramètre étudié.

Équation 130 : Etude autour d'une valeur F_0 .

$$S_{X_i} = \frac{f(X_1, \dots, X_p) - F_0}{f(X_1, \dots, X_p)} \times 100$$

f	Corrélation étudiée
S_{X_i}	Indice statistique
V	Variance
X_i	Paramètre fixé

Où F_0 est une valeur de la fonction f lorsque tous ses paramètres sont fixés.

Etant donné que l'analyse de sensibilité globale indique que la longueur de la nappe n'est pas un paramètre prépondérant dans la réponse des différentes corrélations, l'analyse de sensibilité locale réalisée sur les 10 corrélations concerne les paramètres de vitesse du vent et de température.

Deux graphes sont proposés et exploités dans chaque cas. Le premier est obtenu à l'aide de l'équation 129, tandis que la seconde correspond à l'équation 130 .

2.2.2.1. Influence de la température du liquide

Les erreurs sur la température de la nappe peuvent provenir de la mauvaise estimation d'un terme de l'équation bilan énergétique ou du débit de matière. D'après l'étude paramétrique du phénomène d'évaporation, les principaux flux thermiques à l'instant initial sont le flux thermique échangé entre le sol et le liquide et le flux thermique absorbé par le phénomène d'évaporation. Le premier peut être estimé fidèlement dans le cas où le liquide se répand dans une cuvette dont on connaît les propriétés thermiques des matériaux (conductivité thermique, chaleur spécifique, densité) tandis que le second ne peut être estimé qu'à partir de la connaissance du débit d'évaporation.

Dans le cas de l'étude menée, la température est le paramètre régissant toutes les propriétés physico chimiques du liquide étudié (pression de vapeur saturante, diffusivités thermique et massique, chaleur spécifique, densité et chaleur latente).

La figure 90 représente l'erreur sur le débit d'évaporation par Kelvin de différence entre la valeur réelle de la température de la nappe et celle employée pour calculer les corrélations (équation 129). Il apparaît que celle-ci est inférieure à $15\% \cdot K^{-1}$ pour la plupart des corrélations de la littérature. L'erreur commise ne dépasse pas ces pourcentages car l'évolution des paramètres physico chimiques est un phénomène qui évolue lentement avec la température. Il est intéressant de remarquer que toutes les courbes suivent la même tendance. Cette évolution par rapport à la température est à mettre en relation avec celle de la pression de vapeur saturante vis-à-vis du même paramètre. Les différentes dilatations ou contractions sont à mettre en relation avec les exposants des termes de diffusion massique ou des termes composant le nombre de Reynolds (viscosité de l'air, masse volumique de mélange).

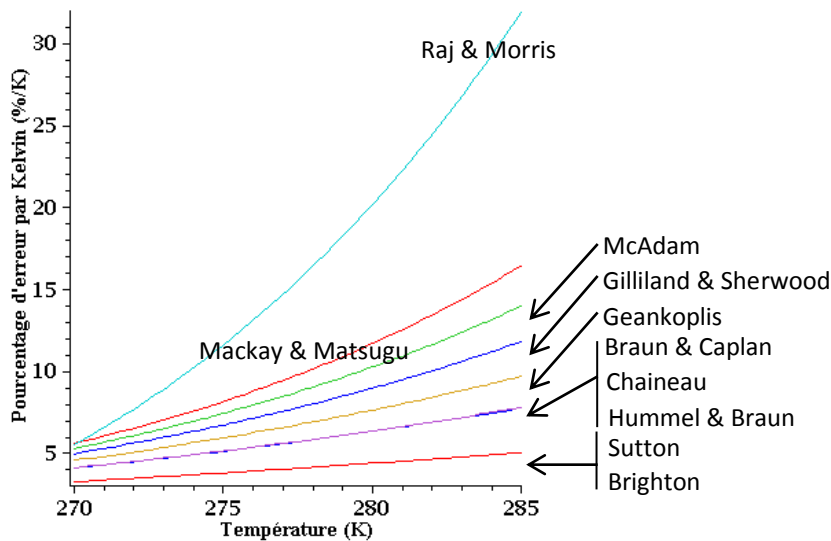


Figure 90: Pourcentage d'erreur réalisé par Kelvin d'écart entre la valeur employée pour calculer le débit et la valeur réelle.

Si l'étude de sensibilité est réalisée autour d'une température fixée alors il apparaît que toutes les corrélations à l'exception de celle de Raj & Morris suivent la même tendance. La figure 91 présente les écarts induits lorsque la température de référence est 278K :

- Le débit d'évaporation est minoré si la température estimée est inférieure à la température réelle et supérieur dans le cas opposé.

- L'erreur commise dans le cas d'un décalage de 10% autour de la valeur réelle de la température induit une erreur comprise entre 15 et 23% dans le cas d'une surestimation et 5 et 22% dans le cas d'une minoration. A pourcentage d'erreur égal, l'erreur induite est moins importante dans le cas d'une sous-estimation de la température que lors d'une surestimation. Ce point est confirmé par le graphe précédent.

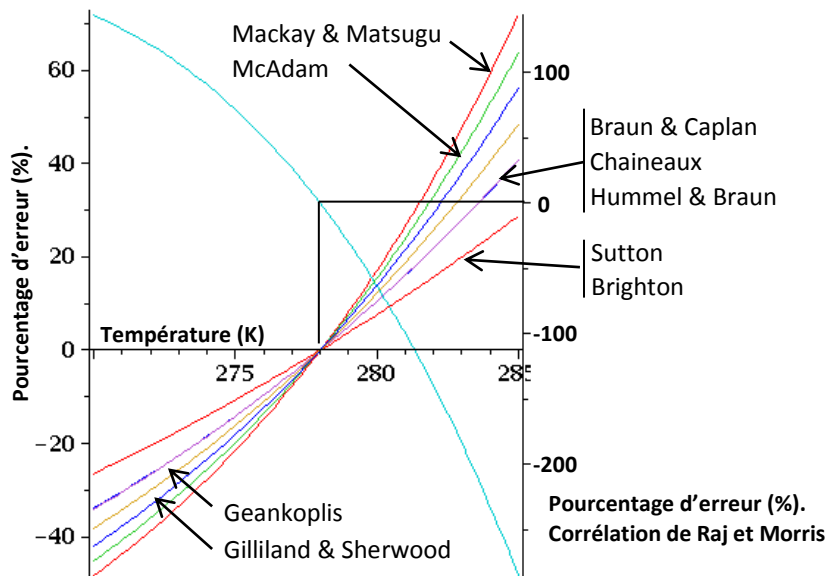


Figure 91: Erreur induite sur le calcul du débit d'évaporation lorsque la température vaut 278 K.

Cette répartition des erreurs permet d'acquérir une certaine stabilité de calcul : en cas de surestimation de la température, le débit évaporé est également surestimé ce qui entrainera une différence de température entre les deux instants de calcul supérieure à ce qu'elle est réellement et donc un débit minoré lors du calcul suivant. Toutefois, les courbes représentant l'erreur commise n'étant pas symétriques par rapport à la valeur de la température réelle, la température calculée ne peut pas converger vers celle-ci.

2.2.2.2. Influence de la vitesse du vent

Les erreurs sur le terme de vitesse de vent influencent deux paramètres différents :

- le flux thermique convectif de l'air vers la flaque,
- le coefficient de transfert de matière qui permet de déterminer le débit d'évaporation.

La vitesse du vent employée dans les différentes corrélations est celle du régime établi d'écoulement lorsque les mesures sont faites en soufflerie ou bien la mesure de vitesse de vent à 10 mètres. Les corrélations empiriques développées l'ont été par rapport à cette référence bien que la vitesse à la surface de la nappe soit différente. L'erreur induite sur le débit d'évaporation provient donc du fait

que le profil vertical de vitesse de vent est différent dans le cas d'application de celui établi lors des essais ayant permis la création de la corrélation. La différence entre les deux profils verticaux de vitesse de vent peut provenir d'un encombrement spatial.

Deux graphes présentent l'évolution de l'erreur induite sur le débit d'évaporation due à une mauvaise interprétation de ce paramètre. La figure 92 représente l'erreur induite par unité de différence entre la vitesse du vent employée pour calculer les différentes corrélations et la vitesse de vent réelle d'après l'équation 129. A la différence de la température, l'erreur induite augmente fortement avec la décroissance de la vitesse du vent jusqu'à plusieurs fois le débit réel. Dans ce cas également, la corrélation de Raj & Morris n'affiche pas le même comportement que les autres. L'ordre de grandeur de l'erreur induite dans le cas d'une mauvaise estimation de la vitesse du vent est un ordre de grandeur supérieure à celui d'une mauvaise interprétation de la température.

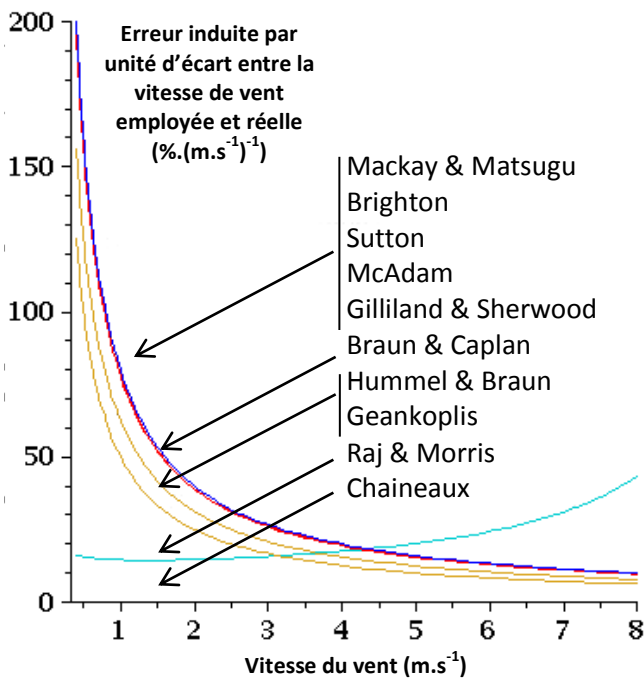


Figure 92: Pourcentage d'erreur réalisé par unité d'écart entre la valeur de vitesse de vent employée pour calculer le débit et la valeur réelle.

Il est intéressant de remarquer que la répartition de l'erreur selon que la vitesse soit minorée ou majorée est très différente suivant la vitesse réelle. Dans le cas d'une vitesse élevée, supérieure à 6 m.s^{-1} , l'erreur autour d'une valeur réelle est quasiment symétrique. Dans le cas contraire, à pourcentage d'erreur équivalent, l'erreur induite sur le débit est plus importante lorsque la vitesse est minorée comme l'indique la figure 93 qui représente la répartition de l'erreur autour de la vitesse de vent de 8 m.s^{-1} .

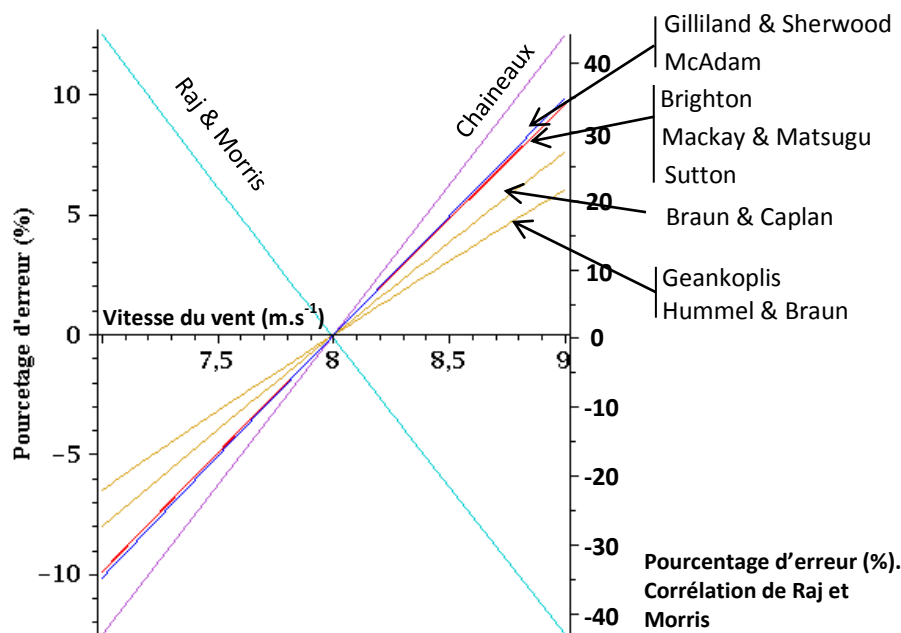


Figure 93: Erreur induite sur le calcul du débit d'évaporation lorsque la vitesse du vent vaut 8 m.s^{-1} .

2.3. Conclusion de la section

Cette section affiche plusieurs objectifs en relation avec les corrélations expérimentales.

- Quantifier l'écart entre les débits d'évaporation mesurés et ceux prédits par les corrélations,
- Vérifier à l'aide d'une analyse de sensibilité globale, la fidélité des corrélations en déterminant si les paramètres d'entrée des corrélations sont employés avec le même poids que dans le phénomène,
- Vérifier la robustesse des corrélations en calculant l'écart sur le débit d'évaporation suite à l'emploi d'une valeur fautive d'un des paramètres à l'aide d'une étude de sensibilité locale.

Il apparaît que les débits réels sont proches à 20% près des débits prédits par les corrélations. En ce sens, les corrélations peuvent être considérées comme validées. Cependant, il apparaît que toutes les corrélations établissent une relation bijective entre le débit d'évaporation et la température du liquide ce qui n'est pas toujours le cas d'après les mesures.

Deux analyses de sensibilité ont été réalisées sur les corrélations et les résultats de l'analyse de sensibilité globale ont été comparés aux résultats de l'étude paramétrique. Il apparaît que qu'elles ne modélisent pas les interactions entre les différents paramètres d'entrée et que les deux paramètres principaux influençant la sortie sont la température du liquide et la vitesse du vent.

A l'exception de la corrélation de Raj et Morris, toutes les corrélations affichent un comportement similaire en cas d'emploi de données erronées. Le comportement est différent selon le paramètre

étudié. Les erreurs sont plus faibles dans le cas d'une mauvaise interprétation de la température que de la vitesse de vent. De plus, globalement, l'erreur induite dans le cas de la température tend à diminuer avec celle-ci. Ceci est dû au fait que l'erreur sur la température suit un profil d'évolution similaire à celui de la pression de vapeur saturante, traduisant la prépondérance de ce paramètre sur tous les autres. La répartition de l'erreur autour de la valeur réelle ne permet pas de converger vers celle-ci en cas de déviation. Dans le cas de l'erreur induite par une mauvaise estimation du paramètre « vitesse de vent », l'erreur est beaucoup plus importante en cas de vitesse de vent faible.

3. Conclusion du chapitre

L'introduction de ce chapitre soulève deux questions relatives à :

- l'écart entre les flux thermiques enregistrés et la variation d'enthalpie,
- l'écart entre les débits d'évaporations enregistrés et les corrélations empiriques.

Chacun de ces points a fait l'objet d'une étude dans une section de ce chapitre.

Il apparaît que les écarts enregistrés entre variation d'enthalpie et somme des flux thermiques ne sont pas négligeables (figure 86). L'origine de ceux-ci réside dans le fait que la variation d'enthalpie s'annule dans le temps tandis que la somme des flux thermiques est différente de zéro. Dans tous les cas étudiés, il est intéressant de remarquer que la somme des flux thermiques, c'est-à-dire les échanges thermiques entre la nappe et son environnement, est surestimée. L'une des causes possibles pourrait être le calcul de l'enthalpie de vaporisation à l'aide d'une température trop élevée. Cette hypothèse est confirmée par l'expression du débit d'évaporation en fonction de la température du liquide :

- Plusieurs évolutions temporelles sont mises en évidence, l'une bijective, l'autre permettant l'établissement de deux débits différents pour une seule température de liquide (figure 87).
- Pour une vitesse de vent et une température de liquide fixées, une dispersion du débit apparaît entre plusieurs essais (figure 87). Cette dispersion met en évidence que soit la température du liquide ne peut pas être employée pour la détermination du débit d'évaporation, soit le coefficient de transfert de masse augmente avec le temps.

De ce fait, le prochain chapitre propose une démarche basée sur les relevés de température et de masse effectués durant les essais pour quantifier la moyenne de la température de surface et

déterminer si les écarts enregistrés entre somme des flux thermiques calculés à l'aide de cette température et variation d'enthalpie sont réduits.

La seconde section de ce chapitre étudie différentes corrélations empiriques (Tableau 26). Les prédictions de débit sont comparées au débit de l'un des essais expérimentaux (figure 89) et il apparaît que les corrélations sont capables de déterminer au mieux à 20% les débits expérimentaux. Cette valeur est atteinte dans le cas de l'essai 12a avec l'équation de Mackay & Matsugu (Mackay & Matsugu, 1973). Deux analyses de sensibilité sont réalisées sur ces corrélations. Il apparaît que les poids des paramètres dans les corrélations est différent de celui présenté par le plan d'expériences ce qui prouve que les corrélations peuvent encore être améliorées. L'analyse de sensibilité locale des corrélations est réalisée et met en évidence la forte dissymétrie entre le comportement des corrélations en cas d'erreur sur la vitesse de l'air et sur la température du liquide. Les écarts sont présentés sous deux formes ; la première permet d'estimer l'erreur commise par unité du paramètre observé et la seconde autour d'une valeur fixée de température et de vitesse de vent.

Bibliographie

- Abe, K., Kondoh, T., & Nagano, Y. (1994). A new turbulence model for predicting fluid flow and heat transfer in separating and reattaching flows - II. Thermal field calculations. *International Journal of Heat Transfer*, 38, pp. 1467-1481.
- Arnold, J. (1930, October). Studies in diffusion. *Industrial and Engineering Chemistry*, 22.
- Astier, S. (2008). Conversion photovoltaïque : du rayonnement solaire à la cellule. *Techniques de l'ingénieur - optique photonique*.
- Bakkum, E., & Duijim, N. (2005). Vapour Cloud dispersion. Dans TNO, *Methods for the calculation of physical effects* (p. 870).
- Bedeaux, D., Hermans, L. J., & Ytrehus, T. (1990). Slow evaporation and condensation. *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, 169(2).
- Bejan, A. (1994). *Convection heat transfer - Second Edition*. New York.
- Berg, J. (1966). Evaporative convection. Dans T. B. Drew, *Advances in chemical engineering - Volume 6* (pp. 61-123).
- Bird, R., & Stewart, W. L. (2002). *Transport Phenomena*. John Wiley & Sons.
- Bonnier, G., & Devin, E. (1997, 12 10). Couples thermocouples - Caractéristiques et mesures de température. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Physiques*, p. 22 p.
- Braun, K., & Caplan, K. (1989). *Evaporation rate of volatile liquids*. Washington: US environmental protection Agency.
- Brighton, P. W. (1985). Evaporation from a plane liquid surface into a turbulent boundary layer. *Journal of Fluids Mechanics*.
- Brutsaert, W. (1982). *Evaporation into the atmosphere*. Kluwer Academic Publishers.
- Cabanne, F. (1996, 07 10). Température de surface - mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur - mesures physiques*, p. 17 p.
- Cavanaugh II, T. S. (1993, November). Simulation of vapor emission from liquid spills. *Journal of Hazardous Materials*, 38, pp. 41-63.
- Chaîneaux, J., Jamois, D., Bonnet, P., Laurent, M., Degaude, D., Menier, P., et al. (2006). *Etude du débit d'évaporation et de la concentration atmosphérique d'un composé organique volatil*. INERIS.
- Chaîneaux, J., Janes, A., Sallé, B., & Petit, J. M. (2009). Condition de formation d'une atmosphère explosive lors de la mise en oeuvre d'un liquide inflammable. *Hygiène et Sécurité du Travail*(216).
- Chandrasekhar, S. (1961). *Hydrodynamic and Hydromagnetic Stability*. New York: Dover Publication.

- Chapman, S. (1911, November). The kinetic theory of a gas constituted of spherically symmetrical molecules. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 211, pp. 433-483.
- Charron, J. (2003, 12 10). Mesures sans contact - Généralités. *Techniques de l'ingénieur - Mesures mécaniques et dimensionnelles*, p. 16p.
- Chen, N., & Othmer, D. (1962, January). New Generalized Equation for Gas Diffusion Coefficient. *Journal of Chemical and Engineering Data*, 7, pp. 37-41.
- Churchill, S. (1976). A comprehensive correlating equation for forced convection from flat plates. *AIChE Journal*, 22(2), 264-268.
- Colburn, A. (1964). A method of correlating forced convection heat-transfer data and a comparison with fluid friction. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7(12), pp. 1359-1384.
- Danckwerts, P. (1951). Significance of liquid film coefficient in gas absorption. *Industrial and Engineering Chemistry*, 43(1460).
- Design Institute for Physical Properties. (2011). *DIPPR Project 801 - Full Version*. Design Institute for Physical Property Research/AIChE.
- Driver, D., Seegmiller, H., & Marvin, J. (1987). Time dependent behaviour of a reattaching shear layer. *AIAA Journal*(25), pp. 914-919.
- Dupriez, F., & Flodrops, J. (2000, Mars 10). Mesures locales de vitesse dans un fluide. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 28 p.
- Eaton, J., & Johnson, J. (1981). A review of research on subsonic turbulent flow reattachment. *AIAA Journal*, 19, pp. 1093-1100.
- Fick. (1855). On Liquid Diffusion. *Philosophical Magazine*, 10, pp. 30-39.
- Fuller, E., Schettler, P., & Giddings, J. (1966, May). A new method for prediction of binary gas-phase diffusion coefficients. *Industrial and Engineering Chemistry*, 58, pp. 19-27.
- Geankoplis, C. (1993). *Transport Properties and Unit Operations*. Prentice Hall International, Inc.
- Gesrten, K., & Herwig, H. (1992). *Strömungsmechanik. Grundlagen der Impuls-, Wärme- und Stoffübertragung aus asymptotischer Sicht*. Wiesbaden: Vieweg, Braunschweig.
- Gilliland. (1934, June). Diffusion coefficient in gaseous systems. *Industrial and engineering system*, 26, pp. 681-685.
- Gilliland, E., & Sherwood, T. (1934, May). Diffusion of Vapors into Air Streams. *Industrial and Engineering Chemistry*, 26, pp. 516-523.
- Globe, S., & Dropkin, D. (1959). Natural convection heat transfer in liquids confined by two horizontal plates and heated from below. *Journal of Heat Transfer*, 81, pp. 24-28.
- Goupy, J. (2000, Septembre 10). Modélisation par les plans d'expérience. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Analyses*, p. 23 pp.

- Greenspan, D. (1968). *Numerical solution of a class of nonsteady cavity flow problems.*
- Gross, J. H. (1960). A review of laminar boundary layer characteristics. *Internationnal Journal of Heat and mass Transfer*, 3, pp. 198-221.
- Hanna, O. (1962). Isothermal diffusion with variable density. *AICHe Journal*, 8, pp. 278-279.
- Hervé, P. (2005, 09 10). Mesure de l'émissivité thermique. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 13 p.
- Higbie, R. (1936). The rate of absorption of a pure gas into a still liquid during short periods of exposure. *Transactions of the American Institute of Chemical Engeeniers*, 31, pp. 365 - .
- Hinchley, J., & Himus, G. W. (1924). Evaporation in current of air. *Chemical Engineering Research and Design*, 02(a), 57-64.
- Hine. (1924). The Rate of Evaporation of Liquids in a Current of Air. *Physical Review*, 24(1), 79-81.
- Hirschfelder, J., Bird, R., & Spotz, E. (1949, Febuary). The transport properties of gases and gaseous mixtures II. *Chemical reviews*, 44, pp. 205-231.
- Huang, C. (1997). Pasquill's influence: On the evaporation from various Liquids into the atmosphere. *American Meterological society.*
- Huetz-Aubert, M., Klarsfeld, S., & De Dianou, P. (1995). Rayonnement thermique des matériaux semi-transparents. *Techniques de l'ingénieur.*
- Huetz-Aubert, M., Klarsfeld, S., & De Dianous, P. (1995, 05 10). Rayonnement thermique des matériaux semi transparents. *Techniques de l'ingénieur - Génie énergétique*, p. 38 p.
- Hummel, A. A., Braun, K. O., & Fehrenbacher, c. (1996). Evaporation of a liquid in a flowing air stream. *American Industrial Hygiene Association Journal*(57).
- Incropera, F., & De Witt, D. (1985). *Introduction to heat transfert.*
- Jacques, J. (2005). *Thèse de doctorat - Contribution à l'analyse de sensibilité et à l'analyse discriminante généralisée.*
- Jeffrey, H. (1918). Some problems of evaporation. *Philosophical magazine series 6*, 35(207).
- Kader. (1981). Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and mass Transfer*, 24, pp. 1541-1544.
- Kawaguti, M. (1961). Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations for the Flow in a Two-Dimensional Cavity. *Journal of the Physical Society of Japan*, 16, pp. 2307-2315.
- Kawamura, P., & Mackay, D. (1987). The evaporation of volatile liquids. *Journal of Hazardeous Materials*, 15(3).
- Koschmieder, E., & Pallas, S. (1974). Heat transfer through a shallow, horizontal convecting fluid layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer.*

- Kunsch, J. (1998). Two-layer integral model for calculating the evaporation rate from a liquid surface. *Journal of hazardous materials*, 59.
- Lallemand, A. (s.d.). Ecoulement des fluides - Dynamique des fluides réels. *Techniques de l'ingénieur*.
- Launder, B. (1988). On the computation of convective heat transfer in complex turbulent flows. *journal of heat transfer*, 110, pp. 1112-1128.
- Lecysyn, N. (2008). *Etude et modélisation d'un rejet lors de la perte totale de confinement d'un réservoir de produit liquide*.
- Lees, F. (2005). *Loss Prevention in the process industries, 3rd edition*. Butterworth and Heinemann.
- Leonelli, P., Stramigioli, C., & Spadoni, G. (1994). The modelling of pool vaporisation. *Journal of loss prevention in the process industries*.
- Lukashov, V. V. (2003). On the determination of the surface temperature of an evaporating liquid. *Theoretical foundations of chemical engineering*, 37(4), pp. 325-329.
- Mackay, & Matsugu. (1973). Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills on land and water. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51, pp. 434-439.
- Mackay, & Matsugu. (1973). Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills on land and water. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51, pp. 434-439.
- Marrero, T., & Mason, E. (1972). Gaseous Diffusion Coefficients. *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, 1, pp. 3-118.
- Maxwell. (1867). On the dynamical theory of gases. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 157, pp. 49-88.
- Maxwell, J. (1873). On the Loschmidt's experiments on diffusion in relation to the kinetic theory of gases. *Nature*, 8.
- McAdam, W. (1942). *Heat transmission (2nd edition)*. New York.
- Millar. (1937). Evaporation from free water surfaces. *Canadian Meteorological Memoirs*, 1(2), 43-65.
- Ministère de l'industrie et de l'aménagement du territoire. (1989, Décembre 7). Journal officiel. *Circulaire du 09/11/89 relative aux ICPE*.
- Okhotsimskii, A., & Hozawa, M. (1998). Schlieren visualization of natural convection in binary gas-liquid systems. *Chemical Engineering Science*, 53(14), pp. 2547-2575.
- Pajani, D. (2001, 09 10). Thermographie - Principes de mesure. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 16 p.
- Parmentier, Y., & Kratz, F. (2009, 09 10). Capteurs - Principes de constitution. *Techniques de l'ingénieur - Instrumentation et méthodes de mesure.*, p. 15 p.

- Pasquill, F. (1942). Evaporation from a plane, free liquid surface into a turbulent air stream. *Proceedings of Royal society*.
- Pasquill, F. (1974). *Atmospheric diffusion*. New York: John Wiley and Sons.
- Pearson, J. (1958). On convection cells induced by surface tension. *Journal of Fluid Mechanics*, 4, 489-500.
- Poling, B., Prausnitz, J., & O'Connell, J. (2001). *Gases and Liquids*. New - York: McGraw-Hill.
- Raj, P., & Morris, J. (1990, 01). Computerized spill hazard evaluation models . *Journal of Hazardous Materials*, pp. 77-92.
- Rakib, M., Stambouli, M., & Buch, A. (2008). Transfert de matière - Cinétique du transfert de matière entre deux phases. *Techniques de l'ingénieur - Opérations unitaires. Génie de la réaction chimique*.
- Rayleigh, L. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid where the higher temperature is on the under side. *Philosophical Magazine*, 32, 529-546.
- Reijnhart, R., & Rose, R. (1979). Vapour cloud dispersion and the evaporation in atmospheric wind fields - II. Wind tunnel experiments. *Atmospheric environment*, 14, pp. 759-762.
- Reijnhart, R., Pieppers, L., & Toneman, L. (1979). Vapour cloud dispersion and the evaporation in atmospheric wind fields - I. Theoretical Model. *Atmospheric environmet*, 14, pp. 751-758.
- Rogez, J., & Le Coze, J. (2010, 03 10). Mesure des températures - Chaîne de mesure. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 19 p.
- Saltelli, A., Tarantola, S., Campolongo, F., & Ratto, M. (2004). *Sensitivity Analysis in Practice : A guide to assessing scientific models*. John Wiley & Sons Ltd.
- Schlichting, H. (1963). *Boundary Layer theory*.
- Schlichting, H. (2000). *Boundary Layer theory, 8th Edition*. Springer.
- Schlüter, A., Lortz, D., & Busse, F. (1965). On the stability of steady finite amplitude convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 23, 129-144.
- Schon, J., Charnay, G., & Comte-Bellot, G. (1994, Avril 10). Anémomètres à fil ou film chaud. *Techniques de l'ingénieur - Mesures : Généralités*, p. 8 p.
- Schon, J., Fournel, T., & Fournier, C. (2007, Septembre 10). Mesures de caractéristiques d'écoulement par imagerie numérique. *Techniques de l'ingénieur - Mesures Physiques*, p. 19 p.
- Selak, R., & Lebon, G. (1996, May). Rayleigh Marangoni thermoconvective instability with non-Boussinecq corrections. *Internationnal Journal of Heat and Mass Transfert*.
- Sharma, R., & Rahman, S. (2002). A simple model for turbulent boundary layer mass transfer on flat plate in parallel flow. *Chemical Engineering*, 85, pp. 35-39.

- Shehata, A., Yang, J., West, A., & Modi, V. (1998). Effect of an unsteady external flow on mass transfer to cavities. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42, pp. 673-683.
- Shishov, E., Roganov, P., Grabarniki, S., & Zabolotsky, V. (1987). Heat transfer in the recirculating region formed by a backward facing step. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31, pp. 1552-1567.
- Sinha, S., Gupta, A., & Oberai. (1982). Laminar separating Flow over backsteps and cavities. Part II: Cavities. *AIAA Journal*, 20(3), pp. 370-375.
- Sparrow, E., Goldstein, R., & Jonsson, V. (1964). Thermal instability in a horizontal fluid layer: effect of boundary conditions and non-linear temperature profile. *Journal of Fluid Mechanics*, 18, 513-528.
- Sun, Z. F., & Yu, K. (2006, March). Rayleigh-Benard-Marangoni cellular convection. Expression for heat and mass transfer. *Institution of Chemical Engineers*.
- Sutherland, W. (1893). The viscosity of gases and molecular force. *Philosophical Magazine*, 36, pp. 507-531.
- Sutton. (1932). A Theory of Eddy Diffusion in the Atmosphere. *Proceedings of the royal society*, 135.
- Sutton, O. (1934). A theory of eddy diffusion in the atmosphere. Londres.
- Sutton, O. (1934). Wind structure and evaporation in a turbulent atmosphere.
- TCSA. (2007). Traité de thermométrie par thermocouple et résistance version 6.0.
- Thureau, P. (1996, 10 10). Fluxmètres thermiques. *Techniques de l'ingénieur - Mesures physiques*, p. 9 p.
- TNO. (2005). *Methods for the calculation of physical effects*.
- Toor, H. M. (1957). Film penetration model for mass and heat transfer. *AIChE Journal*, 4(1).
- Van den Bosch, C. (2005). Pool Evaporation. Dans T. N. Research, *Method for the calculation of physical effects (yellow book)* (pp. 202-329).
- Vogel, J., & Eaton, J. (1985). Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward facing step. *Journal of Heat Transfer*, 107, pp. 922-929.
- Wade. (1942). Evaporation of liquids in currents of air. *Chemical Engineering Research and Design*, 20(a), 1-13.
- Whitman, W. (1923). The two film theory of absorption. *Chemical and Met Engineering Journal*, 29(147).
- Zdanski, P., Ortega, M., & Fico, N. G. (2006). On the flow over cavities of large aspect ratio: A physical analysis. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 33, pp. 458-466.

Chapitre IV : Evaluation de la modélisation

Zdanski, P., Ortega, M., & Fico, N. J. (2003). Numerical study of the flow over shallow cavities. *Computer and Fluids*, 32, pp. 953-974.

Zdanski, P., Ortega, M., & Fico, N. J. (2005). Heat transfer studies in the flow over shallow cavities. *Journal of heat transfer*, 127, pp. 699-712.

V. ETUDE DE LA STRATIFICATION DE LA TEMPERATURE DU LIQUIDE

Le chapitre précédent permet de mettre en évidence que pour une vitesse de vent donnée, l'expression du débit d'évaporation ne peut pas être déterminée uniquement en fonction de la température du liquide. L'emploi de celle-ci ne permet pas de boucler les équations bilan d'énergie et de masse ni de mettre en évidence l'unicité du débit d'évaporation vis-à-vis de la température du liquide comme les corrélations empiriques le suggèrent. De ce fait, ce chapitre s'attache à caractériser la température de la surface du liquide. Celle-ci est calculée à partir des mesures de flux thermiques réalisés durant les différents essais.

La démarche adoptée pour caractériser cette température est la suivante :

- déterminer les différentes allures de courbes de température de surface obtenues durant les essais et les comparer avec la température du liquide,
- déterminer les écarts engendrés par l'emploi dans les deux équations bilans de cette température plutôt que de celle du liquide,
- évaluer l'importance de la convection naturelle au sein du liquide.

Table des matières du chapitre V

V. ETUDE DE LA STRATIFICATION DE LA TEMPERATURE DU LIQUIDE	224
<hr/>	
INTRODUCTION	224
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE V	225
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE V	227
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE V	228
1. TRANSFERTS DE CHALEURS DE PART ET D'AUTRE DE L'INTERFACE	229
1.1. FLUX DE CHALEUR DUS A LA CONVECTION THERMIQUE AUTOUR DE L'INTERFACE	229
1.1.1. Convection naturelle dans le liquide	229
1.1.1.1. Convection de Rayleigh Bénard	231
1.1.1.2. Convection de Rayleigh Marangoni (démontrée par Pearson)	233
1.1.2. Convection forcée dans l'air	233
1.2. CORRELATIONS SEMI EMPIRIQUES DES FLUX ECHANGES AVEC L'INTERFACE.	234
1.2.1. Convection naturelle	234
1.2.2. Convection forcée	235
1.2.3. Mise en relation avec les essais réalisés	236
1.3. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	236
1.3.1. Détermination de la température de surface à l'aide de l'expression des flux thermiques à l'interface	237
1.3.2. Détermination de la température de surface en fonction de la température et de la concentration de vapeurs dans l'écoulement au-dessus de la nappe.	239
1.4. CONCLUSION	239
2. DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	240
2.1. SOUS-SYSTEME « CŒUR DE LIQUIDE »	241
2.2. SOUS-SYSTEME « INTERFACE »	243
2.3. CONCLUSION DE LA SECTION	245
3. RESULTATS LIES A LA DETERMINATION DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	246
3.1. VALIDITE DU RESULTAT DU CALCUL DE LA TEMPERATURE DE SURFACE	247
3.2. COMPARAISON ENTRE TEMPERATURE DE LIQUIDE MESUREE ET TEMPERATURE DE SURFACE CALCULEE	248
3.2.1. Remontée de la température du liquide	249
3.2.2. Sol initialement plus froid que le liquide	250
3.2.3. Conclusion	251
3.3. EQUATION BILAN ENERGETIQUE	252
3.4. EQUATION-BILAN DE MASSE	253
3.4.1. Ecart de prédiction du débit d'évaporation selon la température employée pour quantifier la concentration à la surface de la nappe.	253
3.4.2. Débit d'évaporation en fonction de la température de surface	254

Chapitre V: Etude de la stratification de la température du liquide

3.5. NOMBRES DE RAYLEIGH	256
3.5.1. Allure des courbes dans le temps	256
3.5.2. Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation.	257
3.5.3. Conclusion	259
3.6. FLUX ECHANGE ENTRE LES DEUX SOUS SYSTEMES	259
3.7. CONCLUSION DE LA SECTION	261
4. CONCLUSION DU CHAPITRE	262
BIBLIOGRAPHIE	264

Table des illustrations du chapitre V

Figure 95: Profil vertical de température dans le liquide lors de présence de convection de Rayleigh Bénard	232
Figure 96: Schématisation du flux thermique échangé entre le sol et le liquide	237
Figure 97: Profil vertical de température dans la nappe.	240
Figure 98: Représentation des flux énergétiques incidents sur le système "nappe"	241
Figure 99: Bilan énergétique sur le système "cœur de liquide".	242
Figure 100 : Représentation du sous-système interface et des flux énergétiques sur la surface du liquide.	243
Figure 101: Représentation schématique du maillage effectué	244
Figure 102: Courbes de températures mesurées et calculées dans le sous-système "interface". Données issues de l'essai 12a.	247
Figure 103: Ecart entre les températures de liquide mesurées et de surface calculées	248
Figure 104: Variation de la température de surface dans le temps. (Essai 14a)	250
Figure 105: Températures mesurées dans le liquide à la surface du béton et 5 mm sous l'interface liquide-gaz (Essai 12a : $T_{liq} = 22^{\circ}\text{C}$, $T_{sol} = 4^{\circ}\text{C}$, $U_{vent} = 2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $T_{air} = 15^{\circ}\text{C}$, $E = 10\text{cm}$)	251
Figure 106: Ecart énergétique enregistré suivant l'équation 155	252
Figure 107: Ecart induit sur la concentration à la surface du liquide selon la température employée	254
Figure 108: Graphe du débit d'évaporation en fonction de la température de surface.	255
Figure 109: Allures du nombre de Rayleigh en fonction du temps	256
Figure 110: Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation. Epaisseur initiale : 10 cm	258
Figure 111: Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation. Epaisseur initiale : 2cm	258
Figure 112: Flux de chaleur échangé entre les deux sous-systèmes.	260

Table des équations du chapitre V

Équation 131: Equation bilan énergétique	230
Équation 132 : Expression de la densité en fonction de la température	231
Équation 133 : Expression de la tension superficielle du liquide en fonction de la température.	231
Équation 134 : Nombre de Rayleigh	232
Équation 135 : Nombre de Thomson ou Marangoni	233
Équation 136 : Valeur critique du nombre de Thomson	233
Équation 137 : Expression du nombre de Nusselt	234
Équation 138: Coefficient de transfert de chaleur	234
Équation 139 : Expression du nombre de Nusselt	235
Équation 140 : Nombre de Nusselt moyen	235
Équation 141 : Equation de flux thermique convectif	235
Équation 142 : Expression du flux thermique apporté par le sol à l'interface	237
Équation 143 : Coefficient de transfert thermique dans le sol	238
Équation 144: Coefficient de transfert de chaleur dans le liquide	238
Équation 145: Paramètre φ traduisant de la résistance du liquide au transfert thermique	238
Équation 146: Equation de Lukashov pour déterminer la température de surface.	239
Équation 147: Equation bilan énergétique du système "cœur de liquide".	242
Équation 148 : Equation déterminant le flux thermique échangé entre les deux sous-systèmes.	242
Équation 149: Equation bilan énergétique sur la première couche (épaisseur $\Delta y/2$)	244
Équation 150: Température à l'incrément de temps suivant.	244
Équation 151: Equation bilan énergétique sur la seconde couche (épaisseur $\Delta y/2$)	244
Équation 152: Température à l'incrément de temps suivant.	245
Équation 153: Nombre de Fourier	245
Équation 154: Ecart de température entre le liquide et la surface	248
Équation 155: Ecart énergétique créé selon la température employée dans l'équation de la chaleur	252
Équation 156: Equation permettant de déterminer l'écart induit sur la concentration à la surface selon la température considérée.	253

1. Transferts de chaleurs de part et d'autre de l'interface

Cette section s'attache à décrire les flux de chaleur dus aux phénomènes de convection apparaissant autour de l'interface, c'est-à-dire :

- La convection thermique naturelle dans le liquide
- La convection thermique forcée au-dessus de la nappe

La dernière partie de cette section décrit deux méthodes de détermination de la température de surface développées par Kawamura & Mackay (Kawamura & Mackay, 1987) et par Lukashov (Lukashov, 2003).

1.1. Flux de chaleur dus à la convection thermique autour de l'interface

Deux types de convection sont différenciés sur les plans physique et mathématique.

- La convection thermique naturelle est due à un écoulement dont l'origine est basée sur la présence de l'accélération de gravité et à la relation liant la température du fluide à sa densité (convection de Rayleigh – Bénard) ou sa tension de surface (convection de Rayleigh – Marangoni). De ce fait, l'écoulement apparaît naturellement. Lorsqu'il s'agit de convection thermique naturelle, le champ de vitesses est fortement lié au champ de températures.
- La convection thermique forcée est due à un écoulement imposé au fluide et dont le maintien nécessite un apport d'énergie extérieure au fluide. Dans ce type d'écoulement, le champ de vitesses est indépendant de celui de températures sauf si celles-ci modifient les propriétés thermo-physiques du fluide.

1.1.1. Convection naturelle dans le liquide

De nombreuses études portent sur l'apparition de motifs dus à de la convection interne à un fluide s'évaporant et Berg en a réalisé un état de l'art (Berg, 1966). La convection naturelle peut se scinder en deux sous-groupes selon la propriété du fluide servant de moteur à l'écoulement.

- la convection de Rayleigh Bénard lorsque les variations de densité du liquide sont considérées comme prépondérantes,

- la convection de Rayleigh Marangoni lorsque les variations de tension superficielle sont considérées comme prépondérantes.

Dans les deux cas, six équations sont nécessaires à la modélisation du phénomène :

- Equation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{u}) = \vec{0}$$

- Equations de quantité de mouvement (Equations de Navier- Stokes)

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad}) \rho \mathbf{u} = \text{grad}(P) + \mu \cdot \Delta(\mathbf{u})$$

- Equation bilan d'énergie

Équation 131: Equation bilan énergétique

$$\frac{\partial h}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \text{grad}) h = \text{div} \left(\frac{\lambda}{\rho C_p} \text{grad}(h) \right)$$

C_p	Capacité calorifique du liquide	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
h	Enthalpie du liquide	J
P	Pression atmosphérique	P
t	Temps	s
u	Vecteur vitesse	$m.s^{-1}$
λ	Conductivité thermique du liquide	$J.m^{-1}.K^{-1}$
μ	Viscosité dynamique de l'air	$Pa.s$
ρ	Densité de l'air	$kg.m^{-3}$

- Equation d'état du fluide.

Les deux phénomènes convectifs se produisent en même temps mais selon l'épaisseur de liquide, l'un est prépondérant. Pearson (Pearson, 1958) remarque que pour des épaisseurs de fluide supérieures à 1 cm, la convection de Rayleigh Bénard est prépondérante tandis que pour des épaisseurs inférieures, il s'agit de celle de Marangoni.

Selon le type de convection considéré, l'équation d'état est différente. Dans le cas de la convection de Rayleigh-Bénard, celle-ci traduit l'évolution de la densité du liquide en fonction de la variation de température. Cette relation traduit l'hypothèse de Boussineq selon laquelle, les variations des autres propriétés du liquide par rapport à la température sont suffisamment faibles pour être négligées.

Équation 132 : Expression de la densité en fonction de la température

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T} (T - T_0) \right)$$

ρ	Masse volumique	kg.m^{-3}
ρ_0	Masse volumique à la température de référence	kg.m^{-3}
T	Température	K
T_0	Température de référence	K

Le coefficient $\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T}$ est noté β . Il est défini comme le coefficient d'expansion thermique du liquide (K^{-1}).

Dans le cas de la convection de Rayleigh-Marangoni, le phénomène moteur est la dépendance de la tension superficielle vis-à-vis de la température et l'équation d'état devient :

Équation 133 : Expression de la tension superficielle du liquide en fonction de la température.

$$\sigma = \sigma_0 \left(1 - \frac{1}{\sigma_0} \frac{\partial \sigma}{\partial T} T_s \right)$$

σ	Tension superficielle	N.m^{-1}
σ_0	Tension superficielle de référence	N.m^{-1}
T_s	Ecart de Température imposé sur la surface	K
T	Température	K

Les deux types de convection sont restés confondus jusqu'aux travaux de Pearson (Pearson, 1958) après que des divergences entre la théorie de Rayleigh et des résultats expérimentaux aient été mis en évidence.

1.1.1.1. Convection de Rayleigh Bénard

Dans le cas de la convection de Rayleigh Bénard, la démarche employée par Rayleigh consiste à déterminer l'évolution d'une perturbation thermique appliquée à la nappe. Après calculs, que le lecteur pourra consulter dans (Rayleigh, 1916) ou (Berg, 1966), Rayleigh met en évidence un paramètre non dimensionnel fonction du produit des nombres de Grashof et de Prandtl dont la valeur permet d'anticiper la présence ou l'absence de convection dans le fluide.

Équation 134 : Nombre de Rayleigh

$$Ra = Gr \cdot Pr = \frac{g\beta\Delta T h^3}{\nu^2} \cdot \frac{\nu}{\alpha}$$

g	Accélération de gravité	K
Gr	Nombre de Grashof	-
h	Épaisseur de la nappe de liquide	m
Pr	Nombre de Prandtl	-
Ra	Nombre de Rayleigh	-
T	Température	K
α	Diffusivité thermique	$m^2 \cdot s^{-1}$
β	Coefficient d'expansion	K^{-1}
ν	Viscosité cinématique	$m^2 \cdot s^{-1}$

Le nombre de Grashof correspond au rapport d'un terme représentant les forces de gravité et d'un terme représentant la diffusion de la quantité de mouvement. Le nombre de Prandtl représente le rapport entre les diffusivités de quantité de mouvement et de chaleur dans le liquide.

La valeur limite du nombre de Rayleigh dépend des conditions aux limites du système. Sparrow *et al.* (Sparrow, Goldstein, & Jonsson, 1964) ont étudié le cas correspondant à une nappe de liquide s'évaporant et ont fixé la valeur critique du nombre de Rayleigh à 669,01 lorsque un flux constant est imposé à la surface supérieure.

Le profil vertical de température lorsque de la convection de Rayleigh Bénard s'installant dans une nappe de liquide dont la face supérieure est maintenue à une température inférieure à celle de la face inférieure est présenté figure 94.

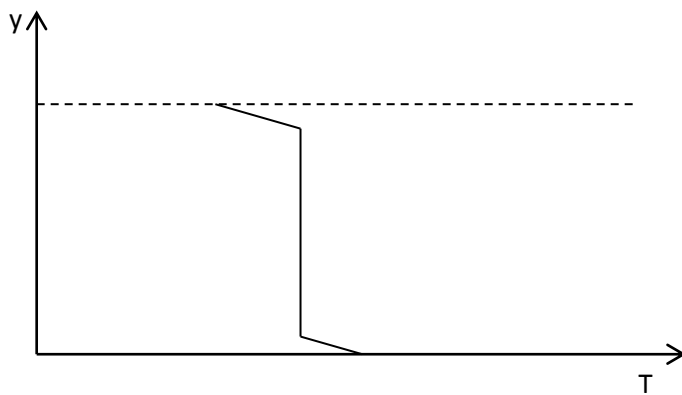


Figure 94: Profil vertical de température dans le liquide lors de présence de convection de Rayleigh Bénard

Cette figure présente trois phases d'évolution de la température :

- deux zones dans lesquelles le gradient vertical de température n'est pas nul,
- une zone dans laquelle la température est homogène dans la direction verticale.

Les deux gradients de température sont dus aux couches limites se développant au niveau des deux surfaces.

1.1.1.2. Convection de Rayleigh Marangoni (démontrée par Pearson)

De la même manière que Rayleigh, Berg (Berg, 1966) rapporte que Pearson a établi un nombre non dimensionnel ayant le même rôle que le nombre de Rayleigh. Il note ce nombre, nombre de Thomson :

Équation 135 : Nombre de Thomson ou Marangoni

$$Th = - \frac{\Delta T_e \left(\frac{d\sigma}{dT} \right)}{\mu \alpha}$$

h	Epaisseur de la nappe de liquide	m
T	Température	K
Th	Nombre de Thomson	-
α	Diffusivité thermique	$m^2 \cdot s^{-1}$
σ	Tension superficielle	$N \cdot m^{-1}$
μ	Viscosité dynamique	$Pa \cdot s$

Ce nombre est également connu sous la dénomination de 'nombre de Marangoni'. La valeur limite fixée par Pearson pour qu'un phénomène de convection apparaisse est fixée à

Équation 136 : Valeur critique du nombre de Thomson

$$Th = 80$$

1.1.2. Convection forcée dans l'air

La description du phénomène de convection thermique forcée dans l'air est présentée dans la partie bibliographique.

1.2. Corrélations semi empiriques des flux échangés avec l'interface.

La mesure du flux échangé entre la surface et l'écoulement environnant étant délicates, les corrélations proposées cherchent à exprimer une relation reliant le nombre de Nusselt avec d'autres nombres adimensionnels.

Équation 137 : Expression du nombre de Nusselt

$$Nu = \frac{k_T L_c}{\lambda}$$

Avec

Équation 138: Coefficient de transfert de chaleur

$$k_T = - \frac{\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}}{\Delta T}$$

k_T	Coefficient de transfert de chaleur	$W.m^{-2}.K^{-1}$
L_c	Longueur caractéristique	m
Nu	Nombre de Nusselt	-
λ	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$

Les nombres adimensionnels par lesquels ce nombre est exprimé diffèrent selon le cas étudié.

- Dans le cas d'un régime de convection thermique naturelle, $Nu = f(Ra, Pr)$
- Dans le cas d'un régime de convection forcée, $Nu = f(Re, Pr)$

Dans chacun des cas, les expressions du nombre de Nusselt diffèrent selon le régime d'écoulement, laminaire ou turbulent.

1.2.1. Convection naturelle

Après recherches, il semble que très peu d'études aient établi une relation permettant de quantifier le flux thermique échangé dans le cas d'un liquide et de son environnement lorsque la surface supérieure est libre.

Koschmieder & Pallas (Koschmieder & Pallas, 1974) ont étudié le transfert thermique à travers une nappe fine de liquide soumise à de la convection thermique interne. Ils déterminent le nombre de

Nusselt en fonction de celui de Rayleigh et comparent leurs résultats avec ceux de Schlüter *et al.* (Schlüter, Lortz, & Busse, 1965) et établissent que le flux échangé est proportionnel à $Ra^{\frac{1}{3}}$

Équation 139 : Expression du nombre de Nusselt

$$Nu = f\left(Ra^{\frac{1}{3}}, Pr\right)$$

<i>Nu</i>	Nombre de Nusselt	-
<i>Pr</i>	Nombre de Prandtl	-
<i>Ra</i>	Nombre de Rayleigh	-

D'autres corrélations, plus nombreuses, ont été établies dans le cas de liquides compartimentés. Globe & Dropkin (Globe & Dropkin, 1959) établissent la formule suivante :

Équation 140 : Nombre de Nusselt moyen

$$Nu = 0,069Ra^{\frac{1}{3}}Pr^{0,074}$$

Celle-ci sert de référence dans de nombreux ouvrages de transfert de chaleur (Bejan, 1994), (Incropera & De Witt, 1985).

1.2.2. Convection forcée

Dans le cas d'un écoulement avec couche limite, les corrélations permettant de quantifier le flux moyen convectif échangé entre nappe et air sont présentées dans la partie bibliographique.

Dans la mesure où les thermocouples sortant du liquide peuvent permettre la mesure du gradient de température juste au-dessus de la surface, le flux thermique échangé est calculée avec la loi de Fourier

Équation 141 : Equation de flux thermique convectif

$$J_{conv} = -\lambda_{air} \left(\frac{\partial T}{\partial y} \right)_{y=0}$$

J_{conv}	Flux thermique convectif	$W.m^{-2}$
λ	Conductivité thermique de l'air	$W.m^{-1}.K^{-1}$
T	Température de l'air	K

1.2.3. Mise en relation avec les essais réalisés

L'allure du profil vertical de température suit le profil classique de température à l'intérieur des cellules de convection de Rayleigh Bénard.

1.3. Détermination de la température de surface

Lorsque les études visent à établir une relation définissant le débit d'évaporation, l'une des hypothèses commune à tous les auteurs est l'uniformité de la température de surface. Sa détermination est un problème sensible et plusieurs démarches sont adoptées selon l'échelle à laquelle le problème est considéré et selon les propriétés du liquide.

- Dans le cas où le produit s'évapore peu, il est d'usage de considérer la température de surface comme égale à la température du liquide.
- Dans le cas où le produit est volatil, après recherches, il semble que seuls Kawamura et Mackay (Kawamura & Mackay, 1987) dissocient la nappe en deux sous-systèmes et déterminent la température de surface.
- Dans le cas de l'étude de l'évaporation en fonction de la distance du point étudié par rapport au bord du bac, les modèles établis emploient la température de la surface du liquide sans préciser la manière de la déterminer. Ces corrélations se basent sur une température de nappe uniforme et ne permettent pas de déterminer de température au voisinage du point étudié.

Après recherches, il apparaît que les publications fournissant une méthode pour déterminer la température de la surface du liquide sont peu nombreuses mais deux approches ressortent :

- La température de surface peut être calculée en fonction du flux de chaleur apporté par le liquide et celui absorbé par évaporation (Kawamura & Mackay, 1987).
- La température de surface peut être déterminée en connaissant les propriétés de l'écoulement (vitesse, température et concentration initiale) avant la nappe de liquide et au-dessus (Lukashov, 2003).

Les deux approches se basent sur des considérations différentes. La première trouve sa place dans le cas d'un liquide dans lequel de la convection naturelle est susceptible de se produire. La seconde est plus générale et aucune restriction n'est précisée par leurs auteurs (Lukashov, 2003).

1.3.1. Détermination de la température de surface à l'aide de l'expression des flux thermiques à l'interface

Dans le cas de l'évaporation de produits chimiques, il semblerait que Kawamura & Mackay (Kawamura & Mackay, 1987) soient les premiers à s'intéresser à la différence entre la température de la surface et celle du cœur de liquide.

Dans le but d'exprimer tous les flux de chaleur en fonction de la différence de température entre l'air et la surface du liquide, Kawamura transpose le flux de chaleur échangé entre le sol et le liquide au niveau de la surface. Il pondère le coefficient de transfert thermique du sol avec celui du liquide. Il propose :

Équation 142 : Expression du flux thermique apporté par le sol à l'interface

$$J_{sol} = \frac{T_{air} - T_{surf}}{\frac{1}{k_{Tsol}} + \frac{1}{k_{Tliq}}}$$

J_{sol}	Flux thermique provenant du sol	$W.m^{-2}$
k_{Tsol}	Coefficient de transfert de chaleur dans le sol	$W.m^{-2}.K^{-1}$
k_{Tliq}	Coefficient de transfert de chaleur dans le liquide	$W.m^{-2}.K^{-1}$
T_{air}	Température de l'air	K
T_{surf}	Température de la surface	K

La figure 95 représente la répartition des coefficients de transfert

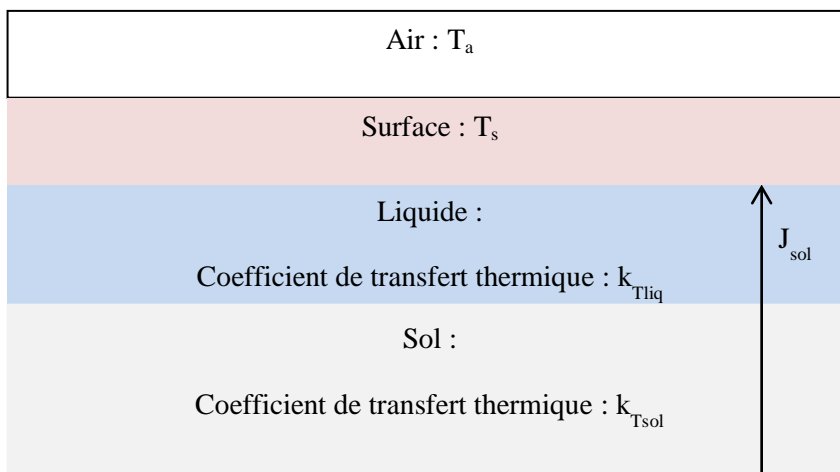


Figure 95: Schématisation du flux thermique échangé entre le sol et le liquide

Chapitre V: Etude de la stratification de la température du liquide

Le coefficient $k_{T_{sol}}$ correspond au coefficient de transfert de chaleur dans le sol (équation 45 dans la partie bibliographique) :

Équation 143 : Coefficient de transfert thermique dans le sol

$$k_{T_{sol}} = 2 \frac{\lambda_{sol}}{\sqrt{\pi t \alpha}}$$

$k_{T_{sol}}$	Coefficient de transfert de chaleur dans le sol	$W.m^{-2}.K^{-1}$
t	Temps	s
α	Diffusivité thermique	$m^2.s^{-1}$
λ_{sol}	Conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$

Le coefficient $k_{T_{liq}}$ correspond à la résistance du liquide au transfert thermique. Kawamura l'exprime en fonction de la conductivité thermique du liquide, de son épaisseur et d'un paramètre φ traduisant le régime de transmission de la chaleur :

Équation 144: Coefficient de transfert de chaleur dans le liquide

$$k_{T_{liq}} = \frac{\lambda_{liq}}{\varphi d}$$

d	Épaisseur du liquide	m
$k_{T_{liq}}$	Coefficient de transfert de chaleur dans le liquide	$W.m^{-2}.K^{-1}$
λ_{liq}	Conductivité thermique du liquide	$W.m^{-1}.K^{-1}$
φ	Fonction résistance du liquide au transfert thermique	-

Le paramètre φ prend en compte le mode de transfert thermique au sein du liquide. Dans le cas d'une conduction pure, il est égal à l'unité tandis qu'en cas de présence de convection il devient inférieur tout en restant voisin de l'unité. Kawamura propose une expression de φ :

Équation 145: Paramètre φ traduisant de la résistance du liquide au transfert thermique

$$\varphi = \frac{1}{1 + \exp(-0.06(T_{eb} + 203.13))}$$

T_{eb}	Température d'ébullition du liquide	K
φ	Fonction résistance du liquide au transfert thermique	-

La méthode de calcul de Kawamura nécessite la connaissance a priori du mode de transfert thermique.

1.3.2. Détermination de la température de surface en fonction de la température et de la concentration de vapeurs dans l'écoulement au-dessus de la nappe.

A la différence de Kawamura, Lukashov (Lukashov, 2003) propose une méthode pour déterminer la température de la surface à l'aide des concentrations et des températures au-dessus de la nappe. En ce sens, sa méthode ne peut être appliquée qu'en laboratoire car les mesures de température au voisinage de l'interface sont délicates à effectuer.

Sa méthode permet d'ajuster la température de surface de quelques dixièmes de degrés dans le cas où la température de l'air au-dessus de l'interface et les concentrations dans l'écoulement sont connues. En cela, cette méthode permet de déterminer la température locale de surface.

Lukashov se base sur des considérations thermodynamiques dont la base est l'analogie entre le transfert de masse et le transfert de chaleur. Il considère que la masse transférée dans la couche limite est responsable de la variation d'enthalpie dans celle-ci. Il établit alors la relation suivante :

Équation 146: Equation de Lukashov pour déterminer la température de surface.

$$T_{surf} = T_0 - \frac{\Delta H_{vap} Le_b (x_b - x_0)}{(1 - x_b) C_{p0}}$$

T_{surf}	Température de la surface	K
C_{p0}	Chaleur spécifique de l'écoulement en amont de la nappe	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Le_b	Nombre de Lewis calculé en fonction de la température au-dessus du liquide	-
ΔH_{vap}	Enthalpie de changement de phase	$J.kg^{-1}$
T_0	Température en amont de la nappe	K
x_b	Fraction massique de polluant au-dessus de la nappe	$kg.kg^{-1}$
x_0	Fraction massique de polluant en amont de la nappe	$kg.kg^{-1}$

Lukashov vérifie sa méthode par la mesure de la température à l'aide d'un thermocouple dont la soudure ne dépasse pas 0,2 mm de diamètre.

1.4. Conclusion

Le transport thermique par convection est inégalement traité dans la problématique d'une nappe de liquide s'évaporant.

La convection forcée externe est présentée dans le chapitre bibliographique (Chapitre I). L'équation de Churchill (Churchill, 1976) permettant de quantifier le flux thermique échangé entre la nappe et l'écoulement au-dessus d'elle dans le cas de tous les régimes d'écoulement possibles est la plus employée.

Les corrélations traduisant le flux thermique entretenu par le phénomène de convection naturelle d'une nappe de liquide s'évaporant sont moins fréquentes. La corrélation de Globe & Dropkin (Globe & Dropkin, 1959) est la corrélation la plus citée mais correspond à un cas pour lequel le liquide est compartimenté.

Ces flux entrent dans la détermination de la température de l'interface liquide / gaz. Après recherches, il semble que peu d'auteurs aient cherché à différencier la température de surface de celle du reste du liquide. Kawamura et Mackay (Kawamura & Mackay, 1987) proposent une équation définissant la résistance thermique du liquide tandis que Lukashov (Lukashov, 2003) propose de déterminer la température de la surface à l'aide de la connaissance de données dans l'écoulement.

2. Détermination de la température de surface

Afin de pouvoir mieux appréhender et modéliser le phénomène d'évaporation, la température employée pour alimenter les corrélations n'est plus la température du cœur du liquide mais la température de surface de celui-ci. Afin de la calculer, une pseudo-couche de matière à l'interface est supposée plus froide que le reste du liquide. Cette décomposition est basée sur l'évolution de la température dans l'épaisseur du liquide mise en évidence dans l'analyse du phénomène (Cf figures 11 & 12 paragraphe 1.1.1.2. Chapitre III). Ces figures mettent en évidence que la température est uniforme dans une majorité de l'épaisseur du liquide et chute lorsque la mesure est effectuée à moins de 1 mm de l'interface. La figure 96 présente la séparation de la nappe en fonction du profil de température.

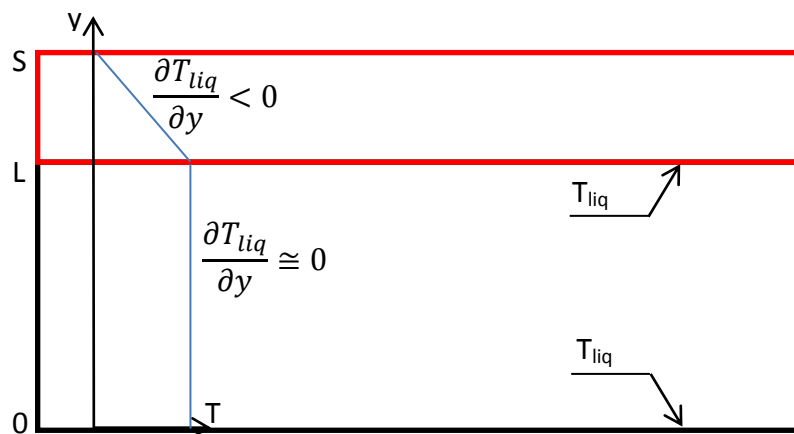


Figure 96: Profil vertical de température dans la nappe.

Les flux de chaleur échangés entre chaque sous-système et l'environnement de la nappe sont identiques à ceux introduits dans le chapitre bibliographique (Cf figure 8 paragraphe 3 Chapitre I). Afin que le bilan énergétique soit correct, un flux thermique doit être introduit entre les deux sous-systèmes. La nappe peut alors être schématisée par la figure 97.

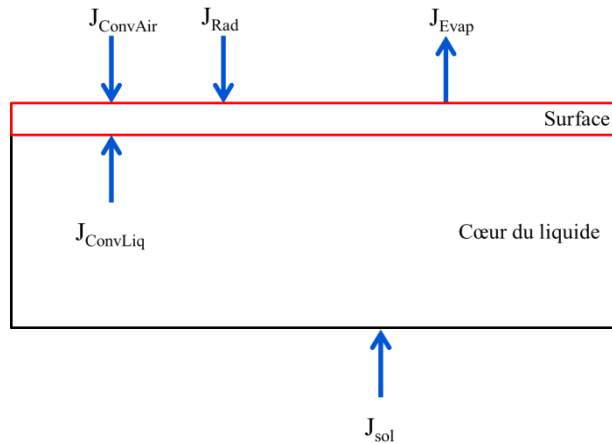


Figure 97: Représentation des flux énergétiques incidents sur le système "nappe"

L'épaisseur de la pseudo couche de surface est déterminée à partir des mesures de température des thermocouples traversant l'interface. Les enregistrements mettent en évidence que la différence de température entre le voisinage de l'interface et le cœur du liquide prend place sur une couche dont l'épaisseur varie entre 0,2 mm et 1 mm. De ce fait, une valeur moyenne de 0,5 mm est retenue pour le pseudo couche de surface.

2.1. Sous-système « cœur de liquide »

Trois quantités différentes déterminent la variation d'enthalpie du sous-système :

- Deux flux thermiques provenant du sol et du sous-système interface. Ces flux sont algébriques et représentent aussi bien un apport d'énergie qu'une consommation.
- Un flux de matière traduisant le transfert de masse entre les deux sous-systèmes.

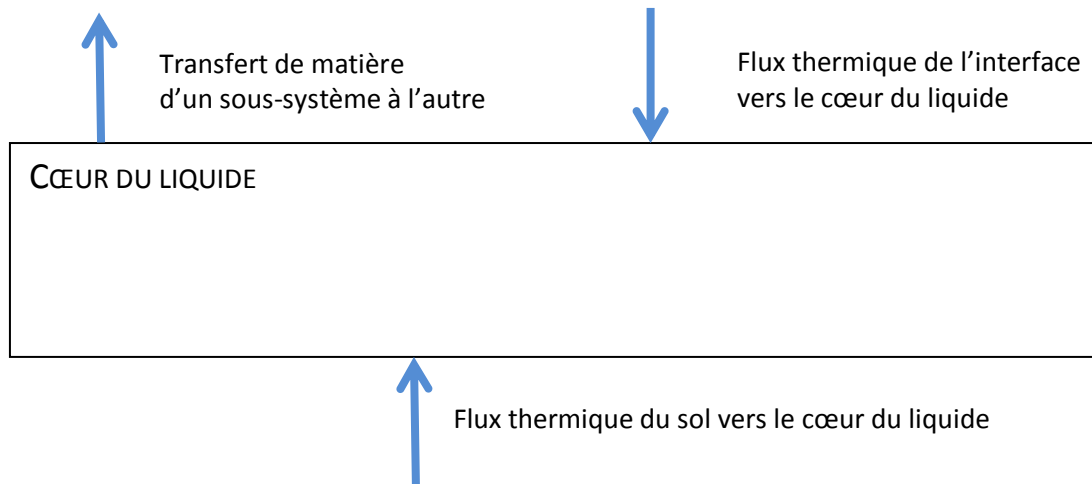


Figure 98: Bilan énergétique sur le système "cœur de liquide".

Etant donné que la température est homogène dans l'épaisseur du liquide, il est possible de considérer le système comme uniforme et écrire l'équation bilan énergétique sous la forme :

Équation 147: Equation bilan énergétique du système "cœur de liquide".

$$m_{Liq} \frac{d(C_{pLiq} T_{Liq})}{dt} = A(J_{sol} + J_{ConvLiq}) + h_{Liq} \frac{dm_{Liq}}{dt}$$

L'équation permettant de déterminer le flux thermique échangé entre les deux sous-systèmes est donc :

Équation 148 : Equation déterminant le flux thermique échangé entre les deux sous-systèmes.

$$J_{ConvLiq} = \frac{1}{A} \left(m_{Liq} \frac{d(C_{pLiq} T_{Liq})}{dt} - h_{Liq} \frac{dm_{Liq}}{dt} \right) - J_{sol}$$

A	Aire de la nappe	m^2
C_p	Chaleur spécifique du produit	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
J_{sol}	Flux thermique du sol vers le cœur du liquide	$W.m^{-2}$
$J_{convLiq}$	Flux thermique convectif du cœur du liquide vers la surface	$W.m^{-2}$
m_{Liq}	Masse du système « cœur de liquide »	kg
t	Temps	s

A partir de cette équation, la détermination du flux thermique du cœur du liquide vers l'interface est possible. De plus, si l'hypothèse selon laquelle l'épaisseur de l'interface est invariante avec le temps, alors la quantité $\frac{dm_{Liq}}{dt}$ est égale au débit d'évaporation.

Le calcul des différentes composantes est réalisé à l'aide des mesures prises durant les essais et présentés dans le chapitre relatif aux méthodes employées (Chapitre II).

2.2. Sous-système « Interface »

Le bilan énergétique sur le sous-système « interface » fait intervenir six flux différents :

- Le flux de chaleur et de masse du cœur de liquide vers la surface,
- le flux de chaleur et de masse de la surface du liquide vers l'extérieur,
- le flux de chaleur (convection au-dessus de la nappe et radiation) de l'extérieur vers le liquide.

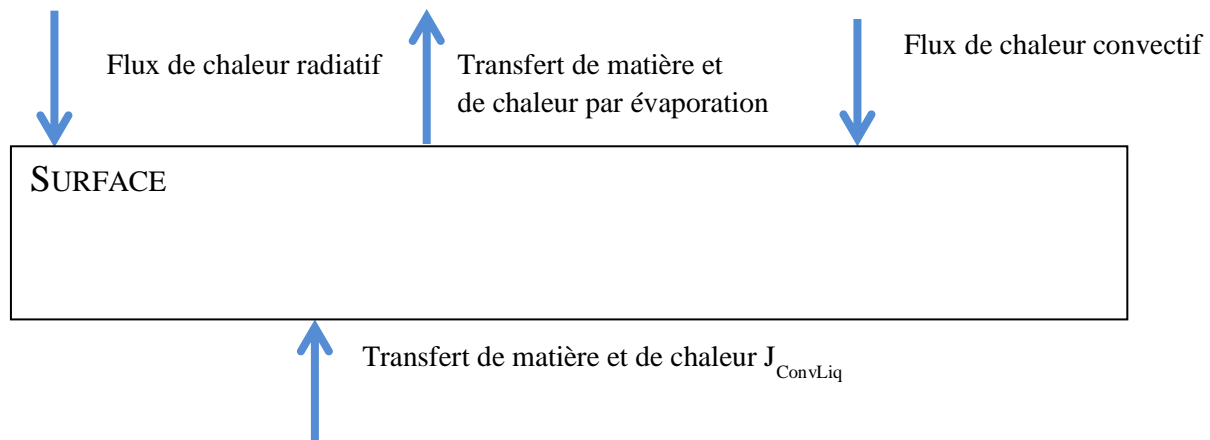


Figure 99 : Représentation du sous-système interface et des flux énergétiques sur la surface du liquide.

Parmi ces flux il apparaît que les flux thermique convectif de l'air vers le liquide et radiatif de l'extérieur vers la nappe sont négligeables car ceux-ci représentent moins de 5% de la valeur des autres flux. Les calculs se focalisent sur les flux de chaleur et de matière restant.

Le calcul de la température dans ce sous système est effectué par différences finies. Etant donné que le gradient de température est conséquent dans cette couche, toutes les propriétés physico chimiques sont recalculées à chaque itération avec un pas d'itération d'une seconde. De ce fait, afin de conserver la convergence de la simulation, il n'est possible de discrétiser l'interface qu'avec deux mailles dont l'épaisseur est fixée à 0,25 mm.

Deux flux thermiques servent de condition aux limites:

- le flux de chaleur induit par le phénomène d'évaporation,

- les échanges thermiques avec le sous-système « cœur de liquide ».

Rappelons que l'hypothèse selon laquelle l'épaisseur de l'interface est uniforme dans le temps permet d'affirmer que les deux débits de matière, celui impliqué par l'évaporation et celui présent entre les deux sous-systèmes, sont égaux.

Le calcul de la répartition de la température est réalisé à l'aide d'un bilan d'énergie dans chaque élément de fluide. La variation de l'énergie contenue dans chacun d'entre eux peut être décomposée entre le flux d'énergie incidente celui généré à l'intérieur de l'élément de volume. Dans le cas de l'évaporation, aucune réaction chimique n'entre en jeu ce qui permet d'affirmer que la variation de l'énergie contenue dans chaque élément est égale à la variation des flux échangés. Il est alors possible de calculer le bilan d'énergie sur chaque tranche.

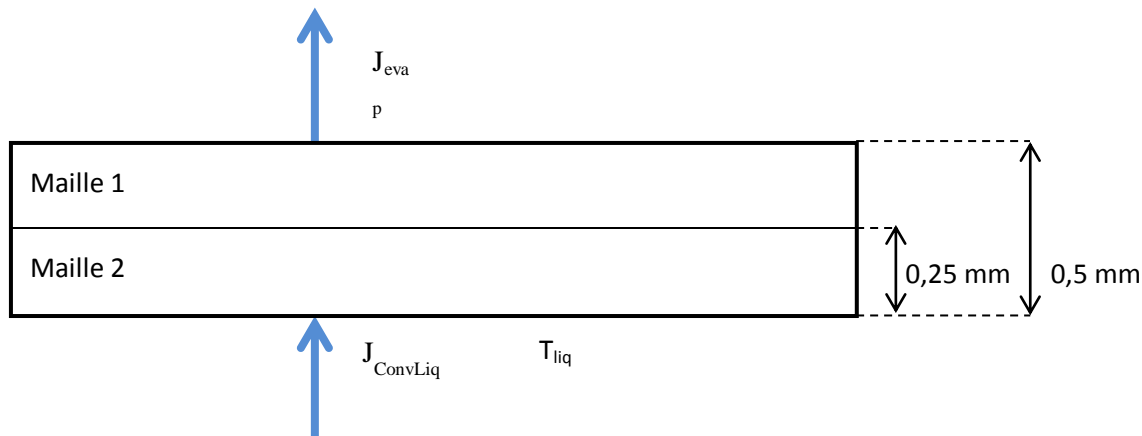


Figure 100: Représentation schématique du maillage effectué

Équation 149: Equation bilan énergétique sur la première couche (épaisseur $\Delta y/2$)

$$\rho \Delta y C_p \frac{T(t + \Delta t, y) - T(t, y)}{\Delta t} = \lambda \frac{T(t, y) - T(t, y - \Delta y)}{\Delta y} + \Delta H_{vap} \frac{m(t + \Delta t) - m(t)}{\Delta t}$$

Équation 150: Température à l'incrément de temps suivant.

$$T(t + \Delta t, y) = \frac{\lambda \Delta t}{\rho C_p (\Delta y)^2} T(t, y - \Delta y) + \left(1 - \frac{\lambda \Delta t}{\rho C_p (\Delta y)^2}\right) T(t, y) + \frac{1}{\rho C_p \Delta y} \left(\Delta H_{vap} \frac{m(t + \Delta t) - m(t)}{\Delta t}\right)$$

Équation 151: Equation bilan énergétique sur la seconde couche (épaisseur $\Delta y/2$)

$$\rho \Delta y C_p \frac{T(t + \Delta t, y) - T(t, y)}{\Delta t} = \lambda \frac{T(t, y) - T(t, y + \Delta y)}{\Delta y} + J_{ConvLiq}$$

Équation 152: Température à l'incrément de temps suivant.

$$T(t + \Delta t, y) = \frac{\lambda \Delta t}{\rho C_p (\Delta y)^2} T(t, y + \Delta y) + \left(1 - \frac{\lambda \Delta t}{\rho C_p (\Delta y)^2} \right) T(t, y) + \frac{J_{ConvLiq}}{\rho C_p \Delta y}$$

Ces expressions sont fonction du nombre de Fourier :

Équation 153: Nombre de Fourier

$$Fo = \frac{\lambda \Delta t}{\rho C_p (\Delta y)^2}$$

C_p	Chaleur spécifique	$J.kg^{-1}.K^{-1}$
Fo	Nombre de Fourier	-
$J_{ConvLiq}$	Flux de chaleur échangé entre les deux sous systèmes	$W.m^{-2}$
J_{Air}	Flux de chaleur échangé entre l'écoulement et la nappe	$W.m^{-2}$
ΔH_{vap}	Enthalpie de changement de phase	$J.kg^{-1}$
m	Masse	kg
T	Température	K
t	Temps	s
Δy	Hauteur de maille	m
λ	Conductivité thermique	$W.K^{-1}.m^{-1}$
ρ	Densité	$kg.m^{-3}$

La relation entre les différents pas de temps est obtenue en considérant le poids de l'élément à t en y. La quantité $\left(1 - 2 \frac{\lambda \Delta t}{\rho C_p (\Delta y)^2} \right)$ doit être positive ou nulle. Il est alors possible de déterminer la relation entre les pas de discrétisation. Pour un pas spatial de 0,25 mm, avec les propriétés de l'acétone calculées à la température du liquide, le pas de discrétisation temporel est fixé à une seconde.

2.3. Conclusion de la section

Cette section présente une méthode pour déterminer la température de la surface du liquide en fonction de la perte de masse et des différentes températures enregistrées dans le liquide. Cette méthode est basée sur la décomposition de la nappe en deux sous-systèmes, « Cœur de liquide » et « Interface » en fonction du profil vertical de température. Le sous-système « Interface » (0,5mm) est discrétisé en éléments finis dont la résolution spatiale est fixée à 0,25 mm et temporelle à 1 seconde. Le lien entre les

deux sous-systèmes est assuré par l'échange d'un flux de chaleur prenant en compte la variation d'énergie à l'intérieur du fluide et des échanges thermiques entre le sol et le liquide.

Une fois que la température de surface est déterminée, il devient possible de tracer les différents débits d'évaporation en fonction de cette température. La contribution des cellules de convection peut être quantifiée en faisant varier le nombre de Rayleigh présenté dans la première section de ce chapitre.

3. Résultats liés à la détermination de la température de surface

La quantification de nombreuses propriétés physico chimiques (pression de vapeur saturante, enthalpie de changement de phase ou flux de chaleur rayonné émis par la nappe) devrait être plus précise si la température de la surface est employée pour les déterminer. Une première sous-section vise à statuer sur la validité des températures déterminées par la méthode présentée dans la section précédente, puis la description des conséquences d'une température de surface différente de celle de liquide est réalisée autour de quatre points différents :

- la comparaison entre les valeurs de températures de liquide mesurées et de températures de surface calculées,
- la détermination de l'écart énergétique créé dans l'équation bilan de chaleur selon la température employée,
- la détermination de l'écart de débit de matière créé dans l'équation bilan de masse selon la température employée,
- l'étude de la convection naturelle dans le fluide. Pour cela, le nombre de Rayleigh est déterminé à l'aide de la température de surface calculée et la température du liquide mesurée. Plusieurs allures de courbes ont été identifiées et les plus répandues sont présentées.

Une dernière section présente les relations entre le flux de chaleur échangé entre les deux sous-systèmes et le débit d'évaporation.

Ces six points sont traités à l'aide des données des essais présentés dans le chapitre III (essais 2a, 7a, 12a, 13a, 14a et 16a). Leurs conditions opératoires sont rappelées dans le tableau 28.

	Essai 2 a	Essai 7 a	Essai 12 a	Essai 14 a	Essai 16 a
Température initiale du liquide	22°C	4°C	22°C	4°C	4°C

Température initiale du sol	60°C	4°C	4°C	60°C	4°C
Vitesse du vent	4 m.s ⁻¹	4 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹	2 m.s ⁻¹
Température de l'air	15°C	25°C	15°C	15°C	15°C
Epaisseur initiale	10cm	10cm	10cm	10cm	2cm
Masse évaporée	6,87 kg	3,36 kg	3,45 kg	4,61 kg	830 g
Durée de l'essai	2h42'	2h53'	2h51'	2h50'	1h32'

Tableau 28: Conditions opératoires des essais présentés.

3.1. Validité du résultat du calcul de la température de surface

Avant d'étudier les conséquences d'une température de surface différente de celle du liquide, cette sous-section s'attache à justifier le résultat du calcul mené. La vérification que la température calculée soit réellement la température moyenne spatiale de la surface n'a pas pu être réalisée ni par modélisation ni expérimentalement. Cependant, la température de surface calculée croise les températures enregistrées par les thermocouples lorsque ceux-ci sont sur le point de sortir du liquide (figure 101). Ceci invite à penser que la démarche effectuée est valable, cependant, entre les thermocouples sortant du liquide, aucun point ne permet de donner d'éléments quant à la justesse de la température de surface.

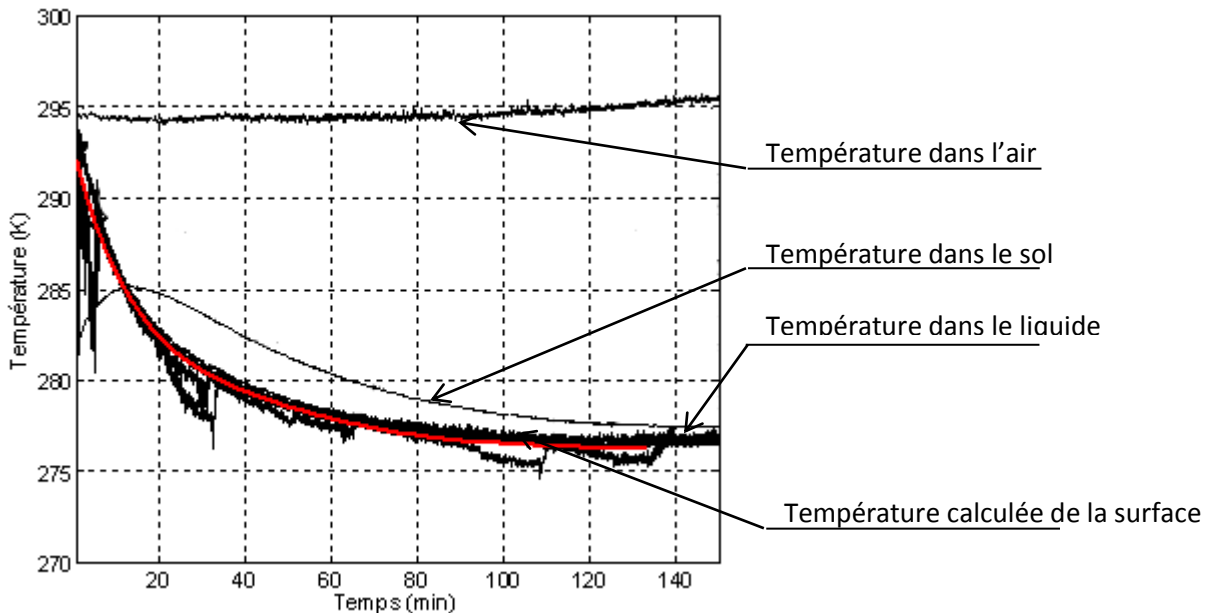


Figure 101: Courbes de températures mesurées et calculées dans le sous-système "interface". Données issues de l'essai 12a.

3.2. Comparaison entre température de liquide mesurée et température de surface calculée

Les écarts entre la température du liquide mesurée et la température de surface calculée sont déterminés à l'aide de la différence entre les deux températures.

Équation 154: Ecart de température entre le liquide et la surface

$$Ec_T = T_{liq} - T_{surf}$$

Ec_T	Ecart de température entre les températures du liquide et de surface	K
T_{liq}	Température du liquide	K
T_{surf}	Température de la surface	K

La figure 102 présente les résultats dans le cas des essais présentés dans cette section.

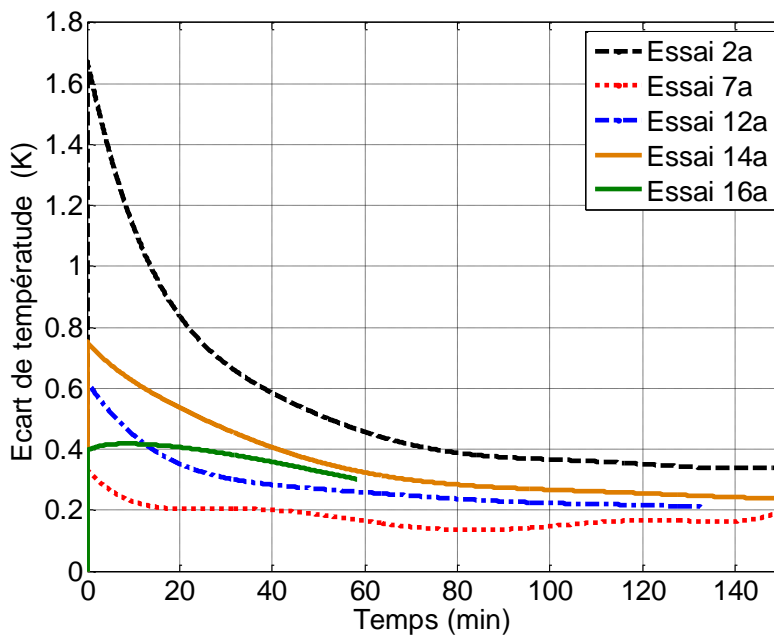


Figure 102: Ecart entre les températures de liquide mesurées et de surface calculées

Il apparaît que les écarts enregistrés sont faibles et dépassent 1,5K uniquement dans des conditions particulières ($T_{liq} = 4^{\circ}\text{C}$, $T_{sol} = 60^{\circ}\text{C}$, $U_{vent} = 4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$). Sur l'ensemble des essais, plusieurs points peuvent être soulevés :

- La température de la surface est toujours inférieure à celle du liquide. Ce résultat s'applique pour toutes les configurations de conditions initiales testées.

- Les écarts les plus importants apparaissent dans les cas où la température du sol est élevée à l'instant initial (Essai 2a et Essai 14a).
- L'écart minimal enregistré est de 0,2K (essai 7a).

Il apparaît que l'écart déterminé entre la température du liquide et celle de sa surface dépend fortement de l'énergie présente dans le liquide et des flux thermiques échangés. Un écart important de température traduit un état instable de la nappe dont le retour vers un état de stabilité se traduit par la convergence entre la température de surface et celle du liquide.

Comme il est présenté dans le chapitre III, l'évolution de la température à l'intérieur du liquide diffère selon les conditions initiales sous lesquelles l'essai est réalisé. La température de la surface est analysée plus particulièrement pour deux configurations expérimentales :

- la température du sol est supérieure à celle du liquide et le vent faible (Doublets 13 & 14),
- la température du sol est inférieure à celle du liquide (Doublet 12).

3.2.1. Remontée de la température du liquide

La figure 103 représente la température de surface calculée dans le cas de l'essai 14a. L'allure de la courbe de température de surface met en évidence la compétition entre flux thermique absorbé par évaporation et flux thermique transmis entre le sol et le liquide. La courbe présente deux phases différentes:

- l'apport énergétique du sol est supérieur à celui absorbé par évaporation, la température de surface remonte.
- l'apport énergétique du sol chute plus vite que le flux absorbé par évaporation, la température du liquide entame une nouvelle phase de chute.

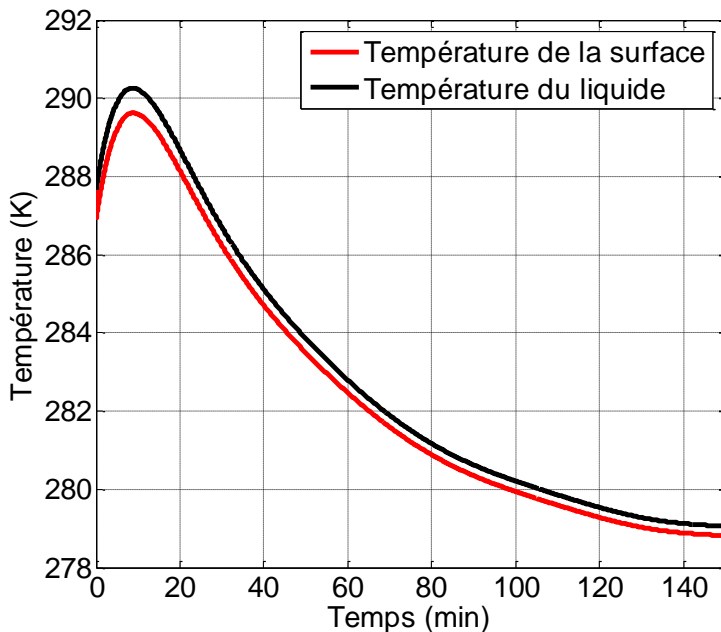


Figure 103: Variation de la température de surface dans le temps. (Essai 14a)

Les deux profils de température sont synchrones. Le passage d'un régime au second se fait au même instant dans le liquide qu'à la surface (9 minutes et 30 s). Les conséquences de ce profil de température sur l'expression du débit d'évaporation sont présentées au paragraphe 3.4.2. de ce chapitre.

3.2.2. Sol initialement plus froid que le liquide

Lorsque le sol est initialement plus froid que le liquide, la chute de température du liquide est liée à la fois au phénomène d'évaporation mais également au réchauffement du sol. A l'état initial la configuration thermique de la nappe est stable : le liquide chaud est plus haut que le liquide refroidi par le sol. La figure 104 présente les températures dans le liquide, à la surface du béton et 5 mm sous l'interface. Dès que le phénomène d'évaporation débute, la surface du liquide se refroidit. Malgré l'apport thermique du liquide vers le sol, la différence de température entre la surface du sol et à celle à 5 mm sous l'interface est inférieure à 0,5K dès les premiers instants de l'essai. Ceci signifie que le phénomène de convection naturelle prend place dès le début de l'essai. Ceci met en évidence que le flux de chaleur absorbé par évaporation est supérieur à celui échangé entre le liquide et le sol. Le résultat du calcul de la température de surface met en évidence que celle-ci est inférieure à celle du liquide (figure 102).

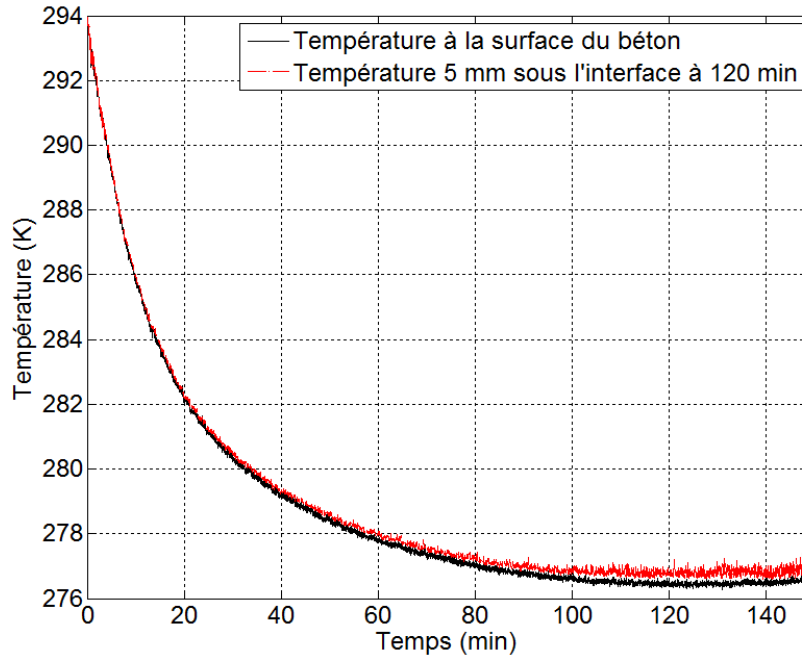


Figure 104: Températures mesurées dans le liquide à la surface du béton et 5 mm sous l'interface liquide-gaz (Essai 12a : $T_{\text{liq}} = 22^{\circ}\text{C}$, $T_{\text{sol}} = 4^{\circ}\text{C}$, $U_{\text{vent}} = 2\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$, $T_{\text{air}} = 15^{\circ}\text{C}$, $E = 10\text{cm}$)

3.2.3. Conclusion

Deux évolutions temporelles de température de surface sont mises en évidence au cours des différentes modélisations. Elles sont le reflet des conséquences des différences entre les deux flux thermiques principaux qui sont celui échangé entre le liquide et le sol et celui absorbé par l'évaporation. Deux configurations se présentent :

- Le flux de chaleur échangé entre le sol et le liquide est inférieur à celui absorbé par évaporation, la température de surface apparaît inférieure à celle du liquide. La configuration est propice à la création de cellules de convection dans le liquide.
- Dans le cas où le flux thermique apporté au liquide par le sol est supérieur à celui absorbé par évaporation, la température du liquide et celle de la surface augmentent de manière synchrones.

Ces deux évolutions sont les seules observées. Cependant, le premier cas de figure, dans lequel la température du liquide est inférieure à celle du sol est la configuration dans laquelle tous les essais finissent.

3.3. Equation bilan énergétique

Etant donné que les relevés de température indiquent une température homogène dans une très grande majorité de la nappe, le flux thermique absorbé par évaporation est le seul devant être calculé à l'aide de la température de la surface de la nappe. L'écart induit sur ce flux par le calcul de l'enthalpie de vaporisation à l'aide de la température du liquide ou de celle de sa surface est déterminé à l'aide de l'équation 155.

Équation 155: Ecart énergétique créé selon la température employée dans l'équation de la chaleur

$$Ec = \frac{dm}{dt} (\Delta H_{vap}(T_{liq}) - \Delta H_{vap}(T_{surf}))$$

La figure 105 présente l'écart énergétique enregistré durant les essais 2a, 7a, 12a, 14a, 16a.

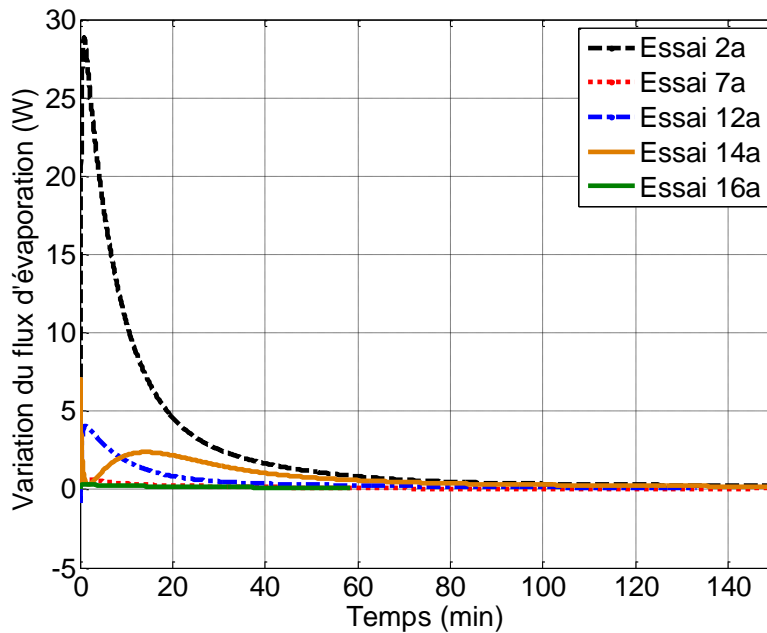


Figure 105: Ecart énergétique enregistré suivant l'équation 155

Ce graphique met en avant que l'écart énergétique est très faible et de ce fait impacte peu le résultat de l'équation de la chaleur. Les valeurs déterminées représentent moins de 10% des écarts enregistrés entre la variation d'enthalpie et la somme des flux thermiques. Leurs évolutions affichent les mêmes variations que les courbes représentant les écarts entre la température de surface calculée et la température de liquide mesurée. Les écarts maximaux sont obtenus lors des essais mettant en œuvre un sol chaud.

Cette figure met également en évidence que pour tous les essais dont les températures de liquide et de surface chutent de manière monotone, l'écart décroît très rapidement (écart divisé par 6 en 20 minutes dans le cas de l'essai 2a). Dans le cas où la température de la surface remonterait, (doublet 14) l'écart présente deux phases d'évolution, une première de croissance (+2,3W en 17 min) puis une chute durant tout le reste de l'essai. Ce dernier profil de courbe est le seul ne présentant pas les mêmes variations que celles présentées lors de l'étude de l'écart de température entre la température du liquide et celle de la surface.

3.4. Equation-bilan de masse

Les conséquences du choix de la température de surface sur l'équation bilan de masse peuvent se faire de deux manières différentes :

- en déterminant l'écart de pression de vapeur saturante pour un coefficient de transfert de matière constant,
- en exprimant sur un même graphe les débits de matière des essais présentés en fonction de la température de surface.

3.4.1. Ecart de prédiction du débit d'évaporation selon la température employée pour quantifier la concentration à la surface de la nappe.

Le premier de ces deux points se détermine à l'aide d'une équation similaire à l'équation 155. La figure 106 présente l'écart induit sur la valeur de la concentration à la surface de la nappe selon la température employée pour la calculer.

Équation 156: Equation permettant de déterminer l'écart induit sur la concentration à la surface selon la température considérée.

$$Ec = 100 \times \frac{\left| \frac{MP_{vs}(T_{liq})}{RT_{liq}} - \frac{MP_{vs}(T_{surf})}{RT_{surf}} \right|}{\frac{1}{2} \times \left(\frac{MP_{vs}(T_{liq})}{RT_{liq}} + \frac{MP_{vs}(T_{surf})}{RT_{surf}} \right)}$$

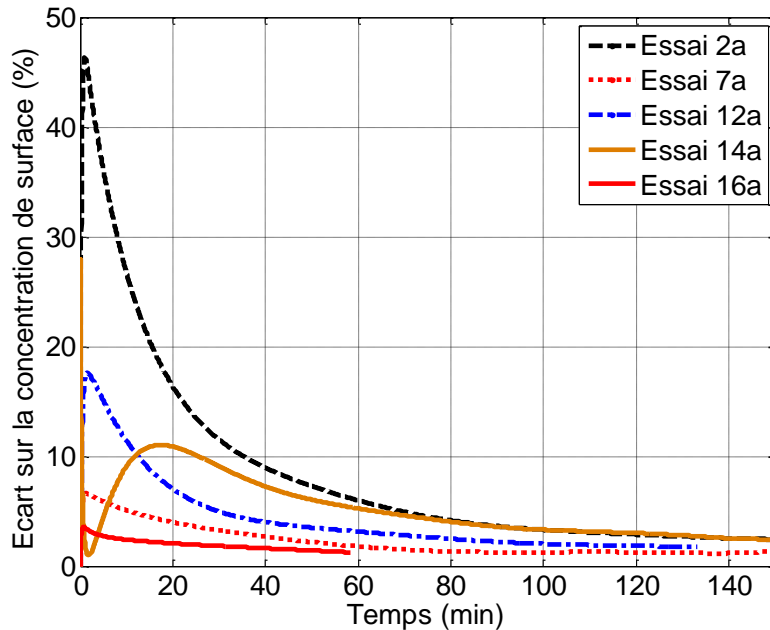


Figure 106: Ecart induit sur la concentration à la surface du liquide selon la température employée

A la différence du flux thermique absorbé par évaporation, l'écart induit sur l'équation bilan de masse entre les résultats du calcul de la concentration à l'aide de la température du liquide et de sa surface n'est pas négligeable. L'écart maximal est enregistré dans le cadre de l'essai 2a ($T_{liq} = 22^{\circ}\text{C}$, $T_{sol} = 60^{\circ}\text{C}$, $U_{vent} = 4\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ $E = 10\text{cm}$) pour lequel l'écart entre les deux concentrations est de l'ordre de 45%. Ici également les variations des écarts sont à mettre en relation avec celles présentés sur la figure 102. Il apparaît cependant que les écarts se stabilisent à moins de 10% avec le temps.

3.4.2. Débit d'évaporation en fonction de la température de surface

La figure 107 présente ce graphe dans le cadre des essais exploités dans ce chapitre. Etant donné que la notion de temps n'est pas représentée par l'un des deux axes, une flèche indique le sens de l'évolution de celui-ci. L'instant initial des courbes est situé au point de température le plus élevé et chute vers les températures les plus faibles.

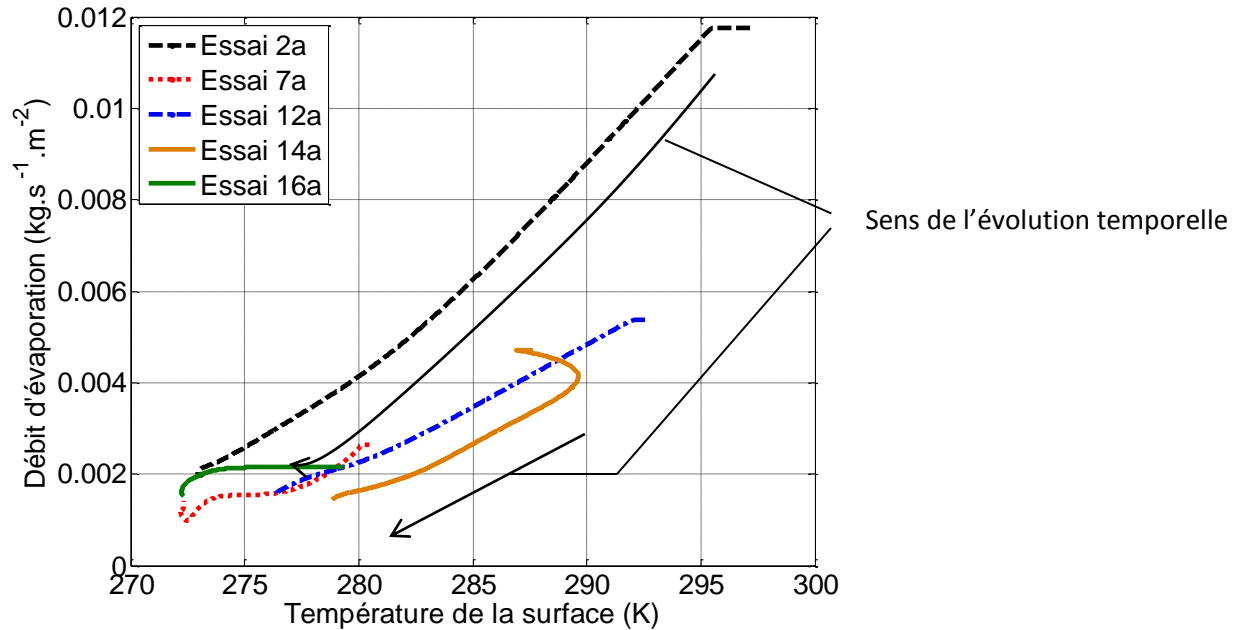


Figure 107: Graphe du débit d'évaporation en fonction de la température de surface.

Ce graphe met en évidence une dispersion du débit pour une température et une vitesse de vent donnée. Les doublets 12, 14 et 16 sont réalisés avec une vitesse de vent faible et la dispersion des débits autour de la température est très faible. Cependant, pour des vitesses plus élevées, les doublets 2 et 7, la dispersion du débit par rapport à la température, est plus importante et une relation de bijective ne peut pas être établie. Ces deux doublets ont leurs températures initiales de liquide et de sol différentes. Le fait que les courbes de la figure 107 soient si éloignées met en évidence deux régimes

1. Dans un premier temps, le débit d'évaporation semble indépendant de la température. La température de surface chute alors que le débit reste quasiment constant.
2. Après ce palier le débit d'évaporation chute avec la température.

Ces deux types d'évolution pourraient mettre en évidence deux régimes différents d'évaporation.

- Le premier durant lequel l'écoulement d'air au-dessus de la nappe est trop faible pour disperser totalement les vapeurs du liquide. De ce fait, le gradient de concentration n'est pas maximal.
- Le second régime démarrerait lorsque le débit d'évaporation chute avec la température. De ce fait, ce gradient de concentration et le débit d'évaporation sont maximisés.

3.5. Nombres de Rayleigh

Comme précisé précédemment, le nombre de Rayleigh est un indicateur décrivant la présence de convection dans le liquide. La relation qui permet de déterminer cette quantité est présentée par l'équation 134. Ce nombre dépend de la différence de température entre la surface du liquide et celle à la surface du sol. Les données relatives aux nombres de Rayleigh peuvent être visualisées dans le temps (figure 108) ou en fonction du débit d'évaporation (figures 109 & 110).

3.5.1. Allure des courbes dans le temps

L'ordre de grandeur des nombres de Rayleigh déterminés est de 10^5 dans le cas des nappes fines (2 cm) et 10^8 pour les nappes épaisses (10 cm) comme le présente la figure 108.

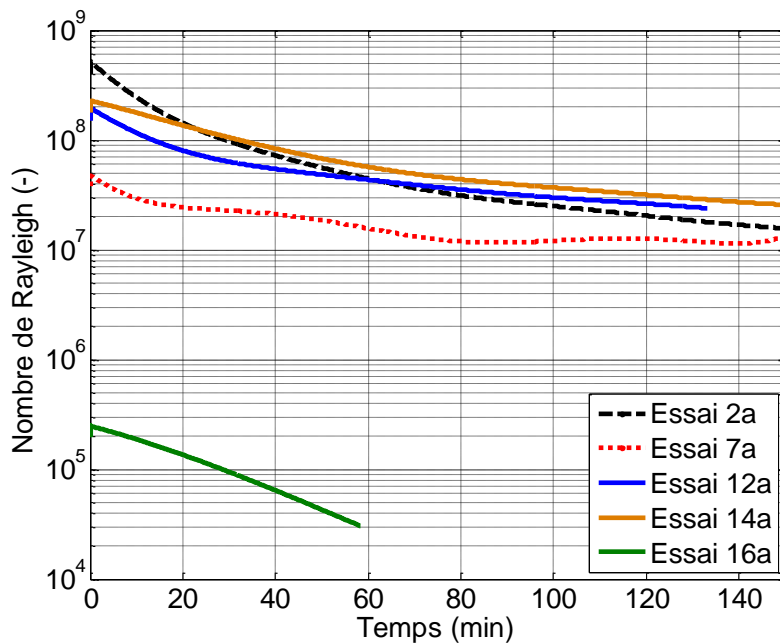


Figure 108: Allures du nombre de Rayleigh en fonction du temps

Ces valeurs traduisent des régimes de convections fortement turbulents qui permettent d'uniformiser la température du liquide. L'ordre de grandeur des résultats calculés est dû aux valeurs des quantités de viscosité cinématique du liquide et de diffusivité thermique qui sont très faibles. Dans les plages de températures considérées, la viscosité cinématique de l'acétone est voisine de $10^{-7} \text{m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. La valeur de ce produit assure un régime convectif pour de très faibles écarts de température et permet donc l'apparition de cellules de convection dans le cas d'épaisseurs de liquide très faibles.

L'écart de température supporté par la nappe est l'un des paramètres composant le nombre de Rayleigh. Cette relation implique que les maxima des nombres de Rayleigh déterminés durant ces essais apparaissent aux mêmes instants que ceux déterminés lors du calcul de la différence entre les températures de liquide et de surface (figure 102).

La différence d'amplitude pouvant exister entre deux doublets dont les conditions opératoires ne diffèrent que sur la vitesse d'écoulement de l'air provient du fait que les quantités de liquide sont légèrement plus faibles dans le cas d'un essai mettant en œuvre un vent fort par rapport à un essai dont la vitesse de l'écoulement est faible. Cette différence a pour but d'éviter le débordement du liquide ce qui fausserait les mesures de perte de masse.

L'évolution dans le temps du nombre de Rayleigh est identique pour tous les essais. Une première phase de croissance correspond à l'installation de la turbulence. Celle-ci ne dure que quelques minutes. Le maximum de turbulence correspond au maximum du nombre de Rayleigh. Après cette phase de croissance, la nappe tend à revenir à l'équilibre et le nombre de Rayleigh chute. Etant donné que la température du sol évolue dans le temps mais ne peut être inférieure à celle du liquide en fin d'essai, un flux thermique ayant tendance à chauffer le liquide existe et parvient à maintenir les cellules de convection dans toutes les configurations de conditions expérimentales. Les doublets 2, 7 et 14 mettent en œuvre des systèmes thermiquement instables. Dans ces cas-là, la figure 108 illustre le fait que tous les nombres de Rayleigh convergent vers une même valeur

3.5.2. Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation.

Les figures 109 & 110 présentent les résultats du nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation mesuré dans les cas des essais 2a, 7a, 12a, 14a et 16a. Le sens d'écoulement du temps est indiqué sur la figure.

Les ordonnées à l'origine de ces courbes représentent les débits d'évaporations initiaux et ont été présentés dans le plan d'expériences. Les variations de ceux-ci sont fonction des conditions initiales employée comme le chapitre III le présente.

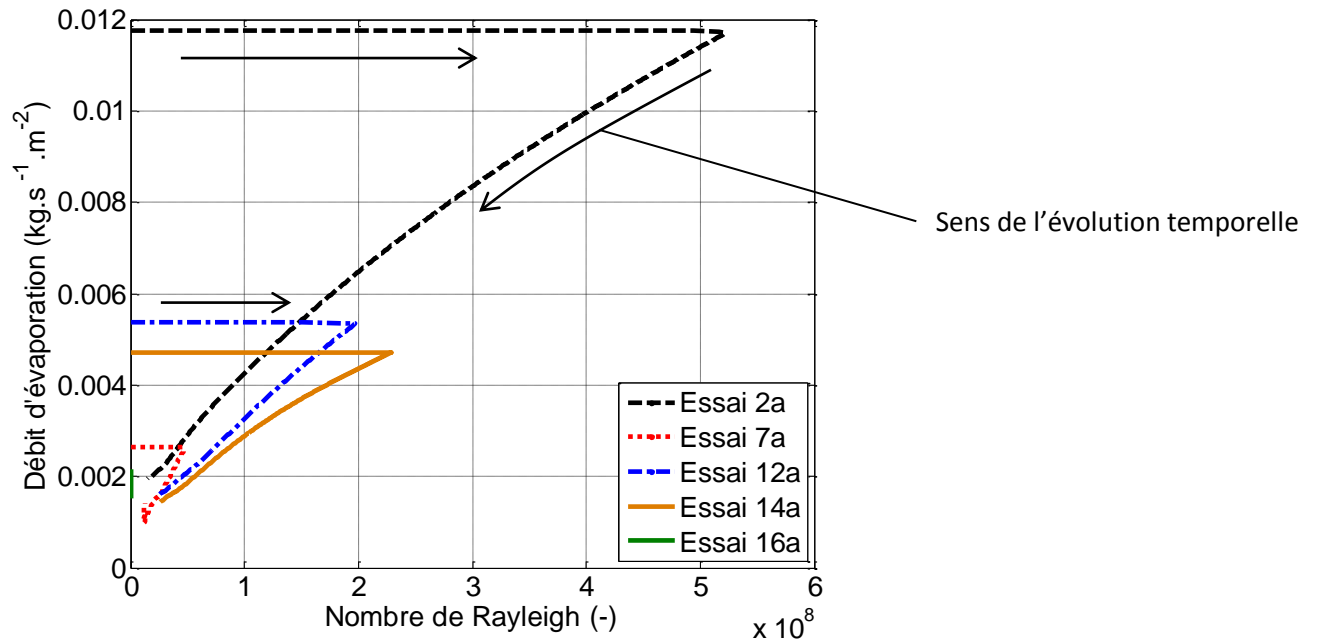


Figure 109: Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation. Epaisseur initiale : 10 cm

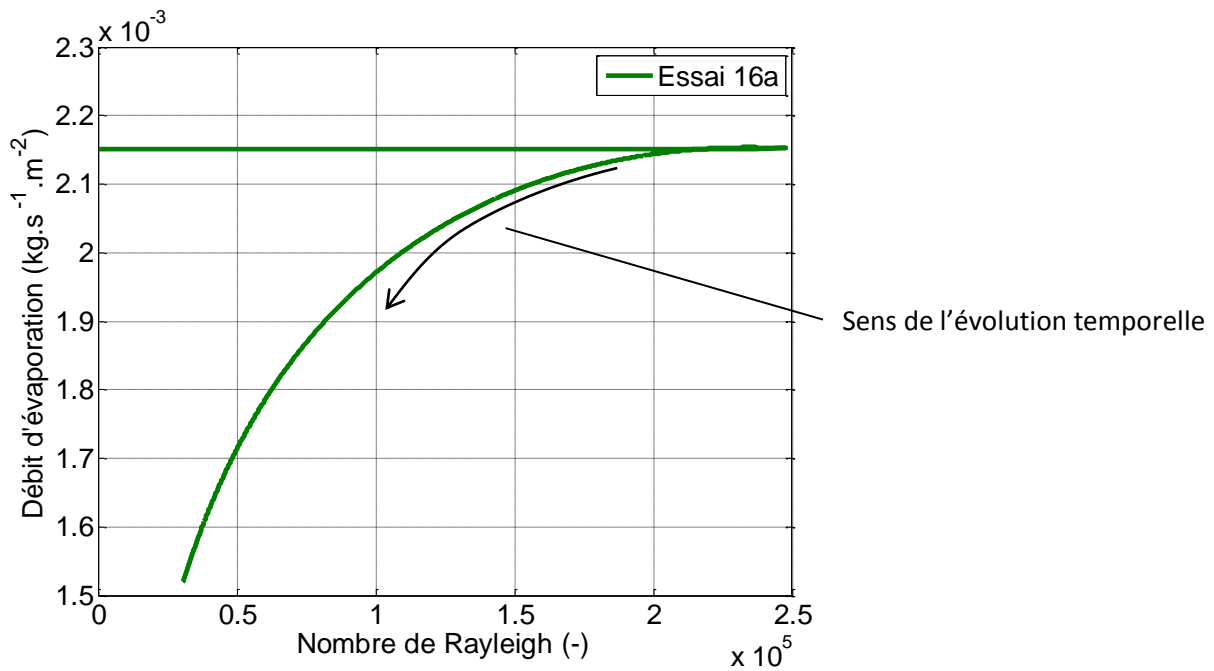


Figure 110: Nombre de Rayleigh en fonction du débit d'évaporation. Epaisseur initiale : 2cm

3.5.3. Conclusion

De la même manière que lorsque le nombre de Rayleigh est tracé en fonction du temps, la phase durant laquelle la turbulence s'installe dans le liquide correspond à l'augmentation du nombre de Rayleigh.

Plusieurs points apparaissent sur ces figures :

- Le maximum du nombre de Rayleigh est décorrélé du débit d'évaporation : le maximum du débit d'évaporation se situe à l'instant initial alors que celui du nombre de Rayleigh se situe quelques instants après le début de l'essai (entre 30 secondes et 2 minutes),
- Les variations du nombre de Rayleigh sont décorrélées de celles du débit d'évaporation : le débit d'évaporation chute de manière monotone dans le temps tandis que le nombre de Rayleigh passe par une première phase de croissance avant de chuter

De ce fait, il semblerait que l'influence des cellules de convection lors du phénomène d'évaporation se limite à l'uniformisation de la température du liquide.

L'étude du nombre de Rayleigh et de la convection à l'intérieur du fluide met en évidence plusieurs points :

- Il n'apparaît pas de relation explicite entre le nombre de Rayleigh et le débit d'évaporation dans la gamme de débits retenue comme étant celle du régime transitoire (figure 110).
- Les maxima du nombre de Rayleigh sont de l'ordre de 10^5 et 10^9 selon l'épaisseur initiale étudiée (figures 108). Les courbes présentent une première phase d'augmentation en fonction du temps qui correspond à la mise en place des cellules de convection. Cette croissance est plus rapide dans le cas des essais réalisés avec une vitesse de vent élevée.
- L'influence de la présence de cellules de convection porte sur l'harmonisation de la température et l'augmentation du nombre de Rayleigh n'implique aucune augmentation du débit d'évaporation

3.6. Flux échangé entre les deux sous systèmes

Les valeurs du nombre de Rayleigh reflètent les échanges de flux thermique $J_{\text{Conv,Liq}}$ entre les deux sous-systèmes étudiés, « Cœur de liquide » et « Interface ». Ceux-ci sont calculés à l'aide de l'équation 148.

Les courbes de la figure 111 représentent le flux de chaleur échangé entre les deux sous-systèmes en fonction du débit d'évaporation. Le flux est positif lorsque le sous-système « interface » le reçoit et

négalif lorsqu'il est dirigé vers le sous-système « Cœur de liquide ». La notion de temps n'est pas explicite sur le graphe. Deux flèches en représentent le sens.

La figure 111 met en évidence le fait que le $J_{ConvLiq}$ est positif dès l'instant initial lors de tous les essais dont la température du sol est supérieure ou égale à celle du liquide. Dans le cas inverse, le flux échangé croit jusqu'à devenir positif et apporter de l'énergie au sous-système « interface ». L'évolution du débit d'évaporation en fonction du flux de chaleur échangé contient deux phases différentes :

- La première est une nette variation du flux de chaleur échangé sans variation du débit d'évaporation. Cette tendance reflète le fait qu'au début de l'essai, la variation d'enthalpie du liquide est principalement due au flux de chaleur échangé avec son environnement (principalement avec le sol).
- La seconde phase est une forte corrélation entre le débit d'évaporation et ce flux. Ce flux met en jeu la variation d'enthalpie du liquide et le flux thermique du sol qui décroît avec le temps. Le fait que le débit d'évaporation soit fortement corrélé avec ce flux échangé implique que le débit d'évaporation et donc le flux thermique associé est responsable de la variation d'enthalpie du liquide.

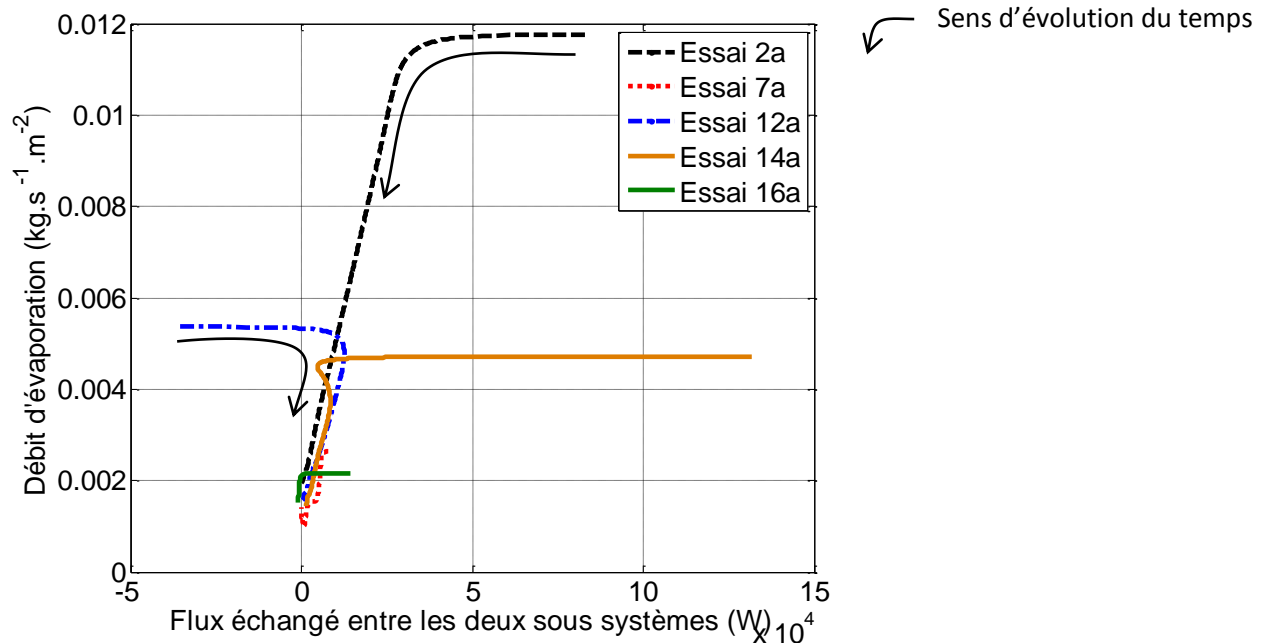


Figure 111: Flux de chaleur échangé entre les deux sous-systèmes.

3.7. Conclusion de la section

Cette section étudie les résultats liés à la détermination de la température de surface.

Les profils recalculés de température de surface (figure 102) mettent en évidence plusieurs allures de courbes dépendant des conditions initiales dans lesquelles sont effectués les essais. Quelles que soient ses variations, cette température est légèrement inférieure à celle du liquide. La différence entre ces deux températures ne dépasse pas 2K. Dans le cas où le liquide est plus chaud que le sol, les évolutions de la température du liquide et de la surface sont synchrones.

Deux sous sections ont pour but de décrire l'impact d'une température de surface différente de celle du liquide sur les résultats des deux équations bilan. Il apparaît que si l'écart engendré est faible dans le cas de l'équation bilan de la chaleur (figure 105), des différences de 45% peuvent apparaître entre les concentrations calculées à la surface de la nappe selon la température employée (figure 106).

Le profil de température dans la nappe de liquide est dû à la présence de cellules de convection dans le liquide. Le nombre de Rayleigh qui les caractérise a été étudié dans une sous-section dédiée. Les résultats en ressortant indiquent que le maximum du nombre de Rayleigh et l'évolution de ce paramètre est découplé du maximum et de l'évolution du débit d'évaporation (figure 108, 109 & 110). L'impact des cellules de convection dans une nappe de liquide s'évaporant ne semble donc qu'uniformiser la température de la nappe de liquide et de ce fait maintenir le débit d'évaporation à une valeur plus élevée que si un transfert conductif de la chaleur avait pris place dans celle-ci.

L'étude du flux de chaleur échangé entre les deux sous-systèmes « Cœur de liquide » et « Interface » met en évidence deux régimes. Le premier affiche une décorrélation entre le débit d'évaporation et la variation d'enthalpie de la nappe liquide tandis que le second met en évidence une forte corrélation de ces deux grandeurs. La figure 111 met en évidence que la relation liant le débit d'évaporation au flux énergétique échangé entre les deux sous-systèmes est la même pour tous les essais présentés. Le fait que durant le début de l'essai, le débit d'évaporation ne varie pas tandis que le flux échangé chute est un point à explorer.

4. Conclusion du chapitre

Plusieurs points sont traités dans ce chapitre. Dans un premier temps, les principales données concernant les différents types de convection sont présentées. La section correspondante introduit le nombre de Rayleigh qui est un indicateur de la présence de cellules de convection dans la nappe.

Le calcul de la valeur de ce nombre permet de déterminer si le mode de transfert de chaleur est un mode conductif ou bien un mode convectif. Le passage d'un mode à l'autre est déterminé par une valeur critique du nombre de Rayleigh dont la détermination a fait l'œuvre de nombreux travaux de la littérature. Sparrow *et al.* (Sparrow, Goldstein, & Jonsson, 1964) déterminent que la valeur minimale de ce nombre pour que de la convection naturelle s'installe dans une nappe s'évaporant est de 669,01. Le profil de température d'une nappe de liquide dans laquelle de la convection naturelle s'installe présente les mêmes caractéristiques que les profils de température relevés dans le liquide durant les essais réalisés pour le plan d'expériences.

De ce fait, la nappe est scindée en deux sous-systèmes afin de déterminer la température de la surface du liquide et quantifier les écarts induits dans les équations bilan par l'emploi d'une autre température. La division de la nappe a été réalisée sur la base du profil vertical de température. Un premier sous-système nommé « cœur du liquide » correspond à la zone pour laquelle le gradient vertical de température est nul tandis que le second, le sous-système « interface » correspond à une zone pour laquelle il est négatif (figure 96) et mesure 0,5mm.

La section dédiée aux résultats est divisée en plusieurs points :

- étude de la validité de la température de surface calculée
- comparaison entre les températures de surface et de liquide
- étude des écarts énergétiques engendrés sur l'équation bilan de chaleur
- étude des écarts de concentration à la surface de la nappe engendrés sur l'équation bilan de matière
- étude du nombre de Rayleigh
- étude du flux de chaleur échangé entre les deux sous-systèmes.

Deux résultats intéressants ressortent de ce chapitre.

- I Il apparaît que le nombre de Rayleigh et le débit d'évaporation sont décorrélés. Le débit d'évaporation chute de manière continue dans le temps tandis que le nombre de Rayleigh passe successivement par une phase de croissance puis de décroissance.
- II Lorsque le flux thermique échangé entre les deux sous-systèmes est tracé en fonction du débit d'évaporation, deux régimes apparaissent. Le premier pour lequel le débit d'évaporation ne suit pas les variations du flux thermique échangé et le second pour lequel tous les essais réalisés affichent une corrélation proche avec ce flux.

Le premier point permettrait d'avancer l'hypothèse que la présence de cellules de convection dans une nappe de liquide s'évaporant ne favorise l'évaporation que par son action d'uniformisation de la température du cœur du liquide.

Le second point permet de formuler l'hypothèse selon laquelle le débit d'évaporation est limité dans un premier temps par l'hydrodynamique au-dessus de la nappe. La concentration au-dessus de celle-ci pourrait être suffisamment importante pour que le débit d'évaporation ne soit pas seulement fonction de la concentration de vapeur saturante mais du gradient au-dessus de la surface. De ce fait, le débit d'évaporation pourrait être limité par la vitesse du vent qui ne permet de maximiser le gradient de concentration des vapeurs. Lorsque la température du liquide chute, le débit chute avec elle et la vitesse du vent devient suffisante pour maximiser le débit d'évaporation. Ce point correspondrait au passage d'un régime à l'autre sur la figure 111.

Le prochain chapitre étudie la surface de la nappe localement d'un point de vue thermique et hydrodynamique.

Bibliographie

- Bejan, A. (1994). *Convection heat transfer - Second Edition*. New York.
- Berg, J. (1966). Evaporative convection. In T. B. Drew, *Advances in chemical engineering - Volume 6* (pp. 61-123).
- Braun, K., & Caplan, K. (1989). *Evaporation rate of volatile liquids*. Washington: US environmental protection Agency.
- Brighton, P. W. (1985). Evaporation from a plane liquid surface into a turbulent boundary layer. *Journal of Fluids Mechanics*.
- Cabanne, F. (1996, 07 10). Température de surface - mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur - mesures physiques*, p. 17 p.
- Chaineaux, J., Janes, A., Sallé, B., & Petit, J. M. (2009). Condition de formation d'une atmosphère explosive lors de la mise en oeuvre d'un liquide inflammable. *Hygiène et Sécurité du Travail*(216).
- Churchill, S. (1976). A comprehensive correlating equation for forced convection from flat plates. *AIChE Journal*, 22(2), 264-268.
- Geankoplis, C. (1993). *Transport Properties and Unit Operations*. Prentice Hall International, Inc.
- Gilliland, E., & Sherwood, T. (1934, May). Diffusion of Vapors into Air Streams. *Industrial and Engineering Chemistry*, 26, pp. 516-523.
- Globe, S., & Dropkin, D. (1959). Natural convection heat transfer in liquids confined by two horizontal plates and heated from below. *Journal of Heat Transfer*, 81, pp. 24-28.
- Hummel, A. A., Braun, K. O., & Fehrenbacher, c. (1996). Evaporation of a liquid in a flowing air stream. *American Industrial Hygiene Association Journal*(57).
- Incropera, F., & De Witt, D. (1985). *Introduction to heat transfer*.
- Kawamura, P., & Mackay, D. (1987). The evaporation of volatile liquids. *Journal of Hazardous Materials*, 15(3).
- Kunsch, J. (1998). Two-layer integral model for calculating the evaporation rate from a liquid surface. *Journal of hazardous materials*, 59.
- Leonelli, P., Stramigioli, C., & Spadoni, G. (1994). The modelling of pool vaporisation. *Journal of loss prevention in the process industries*.
- Lukashov, V. V. (2003). On the determination of the surface temperature of an evaporating liquid. *Theoretical foundations of chemical engineering*, 37(4), pp. 325-329.

Chapitre V: Etude de la stratification de la température du liquide

- Mackay, & Matsugu. (1973). Evaporation rate of liquid hydrocarbon spills o land and water. *Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51, pp. 434-439.
- McAdam, W. (1942). *Heat transmission (2nd edition)*. New York.
- Millar. (1937). Evaporation from free water surfaces. *Canadian Meteorological Memoirs*, 1(2), 43-65.
- Ministère de l'industrie et de l'aménagement du territoire. (1989, Décembre 7). Journal officiel. *Circulaire du 09/11/89 relatice aux ICPE*.
- Pasquill, F. (1942). Evaporation from a plane, free liquid surface into a turbulent air stream. *Proceedings of Royal society*.
- Pearson, J. (1958). On convection cells induced by surface tension. *Journal of Fluid Mechanics*, 4, 489-500.
- Raj, P., & Morris, J. (1990, 01). Computerized spill hazard evaluation models . *Journal of Hazardous Materials*, pp. 77-92.
- Rayleigh, L. (1916). On convection currents in a horizontal layer of fluid where the higher temperature is on the under side. *Philosophical Magazine*, 32, 529-546.
- Saltelli, A., Tarantola, S., Campolongo, F., & Ratto, M. (2004). *Sensitivity Analysis in Practice : A guide to assessing scintific models*. John Wiley & Sons Ltd.
- Schlichting, H. (1963). *Boundary Layer theory*.
- Schlüter, A., Lortz, D., & Busse, F. (1965). On the stability of steady finite amplitude convection. *Journal of Fluid Mechanics*, 23, 129-144

VI. EFFET D'UN ECOULEMENT DE CAVITE SUR L'EVAPORATION

Ce dernier chapitre se focalise sur les conséquences d'un écoulement de cavité sur le phénomène d'évaporation à travers :

- l'étude de la caractérisation de la température à la surface du liquide,
- l'étude des conséquences de la chute du niveau de liquide en termes d'évolution du coefficient de transfert de matière et de vitesse d'écoulement au-dessus du liquide.

Des éléments de réponse au premier point sont apportés à travers l'analyse des résultats obtenus à l'aide de l'enregistrement de la température de la surface par une caméra thermique pour tous les types de pilotes.

Le second point évoqué est traité à l'aide d'essais réalisés sur le pilote de volume important. L'évolution du coefficient de transfert de matière est déterminée à l'aide des enregistrements de température dans le liquide et de perte de masse lorsque l'acétone s'évapore. L'évolution de la vitesse à la surface du liquide en fonction de la hauteur de marche entre le bord du pilote et la surface de la nappe est réalisée à l'aide de la technique PIV. Pour des raisons de sécurité, le liquide employé est de l'eau et non pas de l'acétone. Les profils des écoulements ont été déterminés pour différentes vitesses (2 et 4 m.s⁻¹) et différentes hauteurs de marche (0, 3, 6, 10 cm).

Table des matières du chapitre VI

VI. EFFET D'UN ECOULEMENT DE CAVITE SUR L'EVAPORATION	266
INTRODUCTION	266
TABLE DES MATIERES DU CHAPITRE VI	267
TABLE DES ILLUSTRATIONS DU CHAPITRE VI	268
TABLE DES EQUATIONS DU CHAPITRE VI	269
1. MESURE DE LA TEMPERATURE DE LA SURFACE A L'AIDE D'UNE CAMERA THERMIQUE	270
1.1. ESSAIS SELECTIONNES ET DONNEES RELATIVES A LA TEMPERATURE DE SURFACE	270
1.1.1. Essais sélectionnés	270
1.1.2. Détermination de la température de la surface du liquide	272
1.2. PRESENTATIONS DES RESULTATS DE L'ETUDE DE LA TEMPERATURE DE LA SURFACE	273
1.2.1. Etude de la distribution de la température sur toute la nappe	274
1.2.1.1. Distribution de la température sur la nappe	274
1.2.1.2. Etude de la température moyenne obtenue à l'aide de la caméra thermique	276
1.2.1.3. Etude de l'écart type de température de la surface	279
1.2.2. Etude de la distribution de la température le long d'axes particuliers	281
1.2.2.1. Comparaison avec la distribution de température sur toute la nappe	282
1.2.2.2. Vitesse de chute de température sur un axe parallèle à l'écoulement	284
1.3. CONCLUSION DE LA SECTION	286
2 TRANSFERT DE MASSE DANS UNE CAVITE	287
2.1. EVOLUTION DU COEFFICIENT DE TRANSFERT DE MASSE EN FONCTION DE LA HAUTEUR DE MARCHE	288
2.2. CONFIGURATION DE LA PIV	290
2.3. PROFILS DE VITESSE D'ECOULEMENT AU-DESSUS DE L'ECOULEMENT	292
2.3.1. Evolution des lignes de courant	292
2.3.2. Evolution de la vitesse à la surface de la nappe	295
2.3.3. Comparaison entre la vitesse à la surface et le coefficient de transfert de matières	297
3. CONCLUSION DU CHAPITRE	298
BIBLIOGRAPHIE	300

Table des illustrations du chapitre VI

Figure 113: Définition du rapport de forme de la cuvette	271
Figure 114: Définition d'une zone d'intérêt pour l'extraction de température.	272
Figure 115: Définition d'axes sur lesquels la température de la nappe est étudiée.	273
Figure 116: Histogramme de température dans le temps (Essai 18, 5 min et 30 s)	274
Figure 117: Ecart sur le résultat de l'équation bilan thermique induit par la dispersion de la température de la surface	275
Figure 118: Ecart sur l'équation bilan de masse induit par la distribution de la température à la surface de la nappe	276
Figure 119: Ecart enregistrés entre les températures de surface mesurées et calculées	277
Figure 120: Superposition des courbes des températures de liquide et de surface calculée et mesurée. (Essai 19)	278
Figure 121: Graphe du débit d'évaporation en fonction de la moyenne de la distribution de température	279
Figure 122: Ecart de température détecté sur la surface de la nappe	280
Figure 123: Ecart type de la température de surface	281
Figure 124: Quadrillage de la nappe de liquide	282
Figure 125: Ecart de température entre la moyenne de la température sur la surface et sur les lignes parallèles à l'écoulement	283
Figure 126: Ecart entre la moyenne de la température sur le diamètre parallèle à l'écoulement et la moyenne de température sur la surface	284
Figure 127: Graphe de la température le long de l'axe 2 de l'essai 19	285
Figure 128: Température le long du diamètre du fût au cours de l'essai 23	286
Figure 129: Evolution du coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur du liquide	289
Figure 130: Ecart entre le coefficient de transfert de matière de l'essai G et la prévision de Mackay et Matsugu	290
Figure 131: Champ total de prise de vue	291
Figure 132: Evolution des lignes de courant dans le cas d'un écoulement de couche limite (Rapport de forme tendant vers l'infini)	293
Figure 133: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.05 (hauteur de marche 3 cm)	293
Figure 134: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.1 (hauteur de marche 6cm)	294
Figure 135: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.2 (hauteur de marche 10 cm)	294
Figure 136: Graphe des profils verticaux de vitesse au-dessus de la surface	295
Figure 137: Allure de la vitesse horizontale près de l'interface.	296
Figure 138: Allure de la vitesse verticale au voisinage de l'interface	298

Table des équations du chapitre VI

Équation 157: Définition du rapport de forme de la cuvette	271
Équation 158: Calcul de l'écart énergétique induit sur l'équation bilan thermique par une température de surface distribuée	275
Équation 159: Calcul de l'écart de masse induit sur l'équation bilan de masse par une température de surface distribuée	275
Équation 160: Ecart type	280
Équation 161: Calcul de l'écart entre les moyennes des températures le long d'un axe et sur toute la nappe.	282
Équation 162: Nombre de Stanton massique	288
Équation 163 : Coefficient de transfert de matière	288

1. Mesure de la température de la surface à l'aide d'une caméra thermique

La mesure de la température de la surface d'un objet peut être réalisée à l'aide de différents capteurs. Le seul permettant une mesure surfacique sans altération du milieu observé est une caméra thermique (Cabanne, 1996). Les particularités de la caméra thermique FLIR SC 4000 employée et la disposition de celle-ci par rapport à la nappe de liquide observée sont décrites dans le chapitre « Matériel et Méthodes ».

Cette partie s'attache à décrire les essais employés et à présenter les résultats issus des mesures réalisées sous différentes approches :

- la comparaison entre la température mesurée par la caméra thermique et celle calculée dans le chapitre précédent,
- l'étude de la distribution de la température autour d'une moyenne et les conséquences que cette distribution implique

1.1. Essais sélectionnés et données relatives à la température de surface

1.1.1. Essais sélectionnés

Afin de minimiser l'erreur induite par le flux thermique issu de l'environnement réfléchi par la nappe, les essais ont été réalisés pour une température ambiante faible (comprise entre 8 et 15°C). De ce fait, le rayonnement thermique de l'air et des objets autour de la nappe est réduit même s'il est toujours présent. Etant donné que la surface du liquide chute dans le pilote expérimental, le rapport de forme (rapport entre la longueur de la cavité et la hauteur de marche) de la cavité formée diminue.

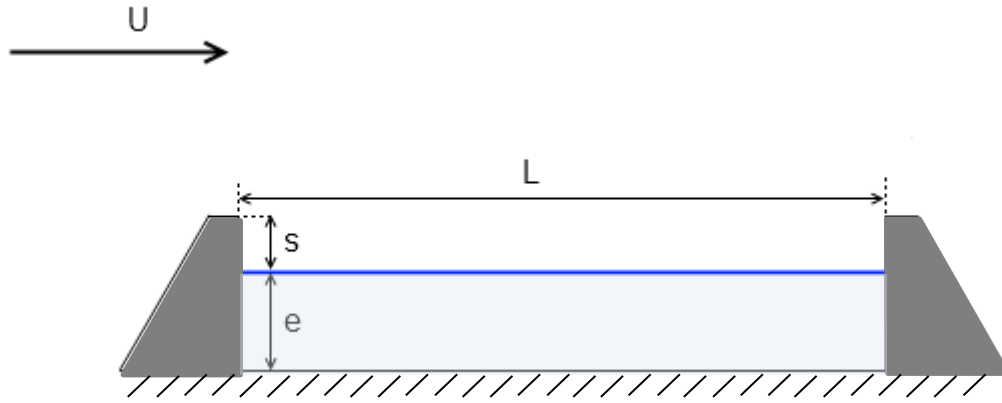


Figure 112: Définition du rapport de forme de la cuvette

Équation 157: Définition du rapport de forme de la cuvette

$$R_f = \frac{L}{s}$$

L	Longueur de la cuvette	m
R_f	Rapport de forme de la cuvette	-
s	Hauteur de marche	m

Le tableau 29 qui présente les caractéristiques des essais réalisés indique le rapport de forme minimal.

Tableau 29: Présentation des conditions expérimentales

	Essai 17	Essai 18	Essai 19	Essai 20	Essai 21	Essai 22	Essai 23
Température initiale du liquide	22°C	22°C	22°C	4°C	4°C	4°C	15°C
Température initiale du sol	60°C	60°C	4°C	4°C	60°C	60°C	Isolé
Vitesse du vent	3 m.s ⁻¹	4 m.s ⁻¹	4 m.s ⁻¹	3 m.s ⁻¹	3 m.s ⁻¹	4 m.s ⁻¹	4 m.s ⁻¹
Température de l'air	15°C	15°C	15°C	15°C	15°C	15°C	7°C
Épaisseur initiale	2cm	2cm	2cm	2cm	2cm	2 cm	70 cm
Masse évaporée	3,11 kg	3,58 kg	2,64 kg	2,48 kg	2,78 kg	3,33 kg	17 kg
Durée de l'essai	96 min	70 min	101 min	150 min	73 min	47 min	5h02 min
Rapport de forme minimal	25	25	25	25	25	25	6

1.1.2. Détermination de la température de la surface du liquide

La température de la surface est directement mesurée par la caméra thermique. Les données nécessaires à la minimisation de l'erreur commise entre la température réelle et celle mesurée sont les suivantes :

- température de l'air,
- température réfléchiée par la nappe,
- émissivité du liquide,
- distance entre la caméra et la nappe de liquide.

Ces données permettent de calculer le flux de chaleur réellement émis par la nappe de liquide et d'en déterminer la température de sa surface avec le plus de précision. La constance durant les essais de tous les paramètres énumérés est l'hypothèse la plus forte de ce raisonnement. La détermination de l'émissivité du liquide est présentée dans le chapitre « Matériels et Méthodes ».

A partir des données traitées pour supprimer la déformation induite par l'objectif, il est possible d'extraire les données de température sur la nappe entière (figure 113) et sur différents axes sur la nappe (figure 114).

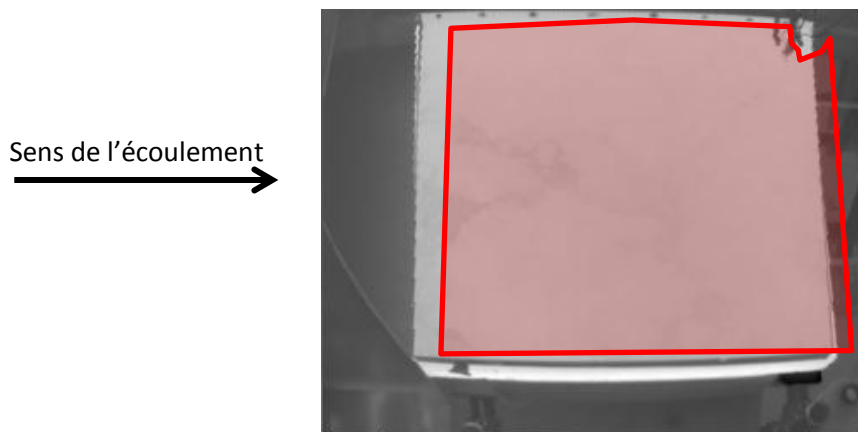


Figure 113: Définition d'une zone d'intérêt pour l'extraction de température.

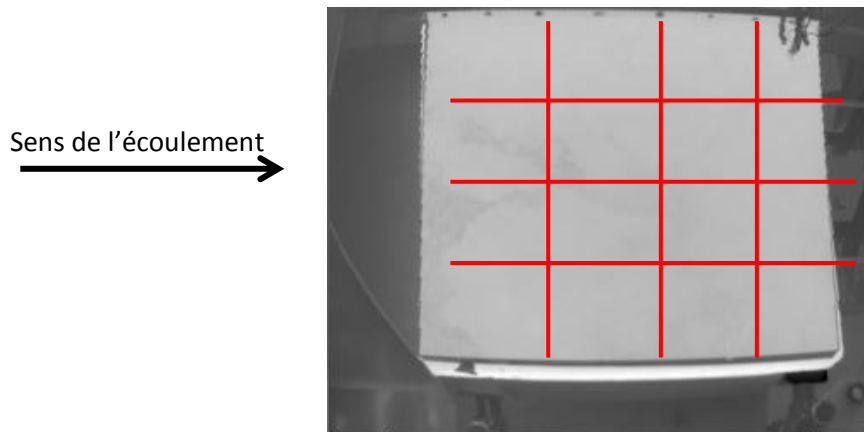


Figure 114: Définition d'axes sur lesquels la température de la nappe est étudiée.

Ces données permettent de déterminer et de comparer des profils et des distributions de température sur toute la nappe ou seulement une zone spécifique.

1.2. Présentations des résultats de l'étude de la température de la surface

Alors que les différentes corrélations de transfert de masse supposent que la température de la surface est homogène, les enregistrements réalisés à l'aide de la caméra infrarouge mettent en évidence la présence d'une distribution de la température de la surface de la nappe. La figure 115 illustre ce point en présentant la distribution de la température dans le cadre de l'essai 18, 5 minutes et 30 secondes après son début. Cette figure met en évidence une distribution sur une base de plusieurs degrés mais que les températures comprises entre 298,5K et 299,5K occupent plus de 55% de la surface de la nappe.

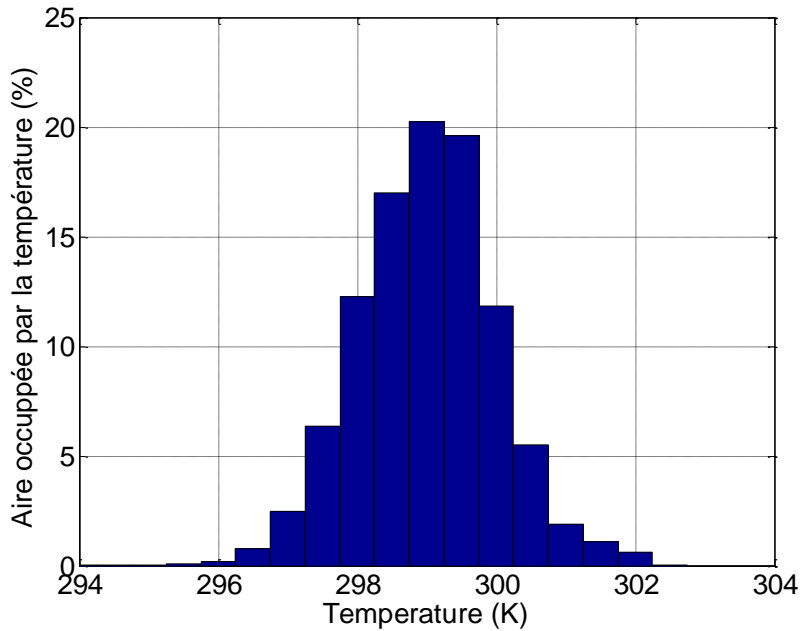


Figure 115: Histogramme de température dans le temps (Essai 18, 5 min et 30 s)

L'analyse de la moyenne et de l'écart type sont détaillés individuellement dans des parties spécifiques (1.2.1.1. et 1.2.1.2.).

1.2.1. Etude de la distribution de la température sur toute la nappe

L'étude de la distribution de température sur toute la nappe permet d'étudier des points liés aux chapitres précédents comme :

- la déduction des écarts engendrés sur les calculs de températures et de perte de masse selon la température employée,
- la caractérisation de la température de la surface à l'aide d'une moyenne et d'écarts types.

1.2.1.1. Distribution de la température sur la nappe

La connaissance de l'histogramme de la température (figure 115) permet de déterminer les écarts engendrés dans les équations bilan par le calcul des différentes quantités (enthalpie de vaporisation ou concentration) à l'aide d'une température distribuée ou de sa moyenne. L'écart de température est calculé à partir de l'équation 158 et les résultats sont présentés en figure 116. Il apparaît que pour tous les essais étudiés, l'écart induit par la distribution de la température est inférieur à 0,001% ce qui permet d'affirmer que la variation spatiale de la température peut être négligée. De ce fait, l'impact sur le flux thermique absorbé par évaporation (donc sur l'équation bilan énergétique) peut n'être calculée qu'avec la moyenne de la température de la surface.

Équation 158: Calcul de l'écart énergétique induit sur l'équation bilan thermique par une température de surface distribuée

$$Ec = \frac{\left| \frac{1}{A} \sum A_i \Delta H_{vap}(T_i) - \Delta H_{vap}(T_{moy}) \right|}{\Delta H_{vap}(T_{moy})}$$

Ec	<i>Ecart</i>	%
A	<i>Aire de la nappe</i>	m^2
A_i	<i>Aire occupée sur la surface par une température T_i</i>	m^2
T_i	<i>Température enregistrée sur un pixel</i>	K
T_{moy}	<i>Température moyenne de la surface</i>	K
ΔH_{vap}	<i>Enthalpie de changement de phase</i>	$J.kg^{-1}$

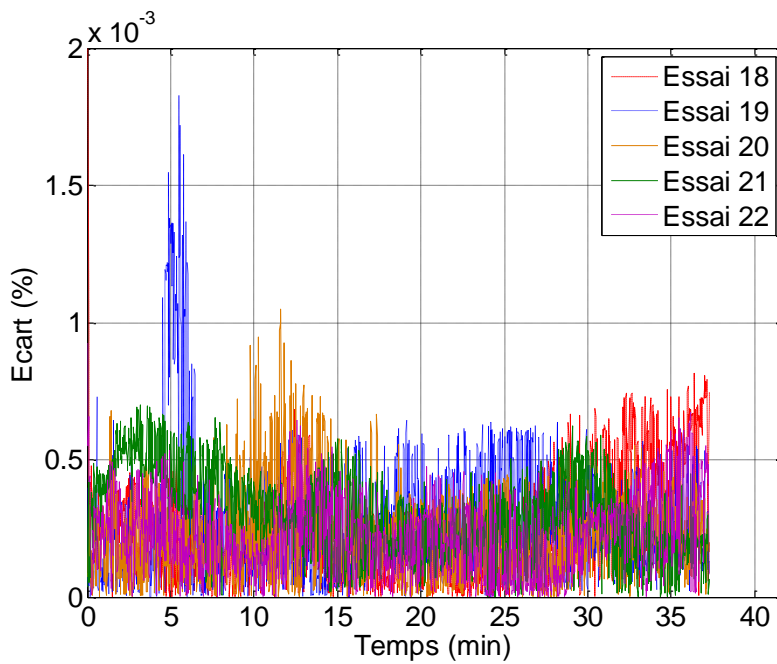


Figure 116: Ecart sur le résultat de l'équation bilan thermique induit par la dispersion de la température de la surface

Les écarts induits sur l'équation bilan de masse sont déterminés à partir de l'équation 159 et sont présentés sur la figure 117.

Équation 159: Calcul de l'écart de masse induit sur l'équation bilan de masse par une température de surface distribuée

$$Ec = \frac{\left| \frac{1}{A} \sum \frac{A_i P_{vs}(T_i)}{T_i} - \frac{P_{vs}(T_{moy})}{T_{moy}} \right|}{\frac{P_{vs}(T_{moy})}{T_{moy}}}$$

Ec	<i>Ecart</i>	%
A	<i>Aire de la nappe</i>	m^2
A_i	<i>Aire occupée sur la surface</i>	m^2

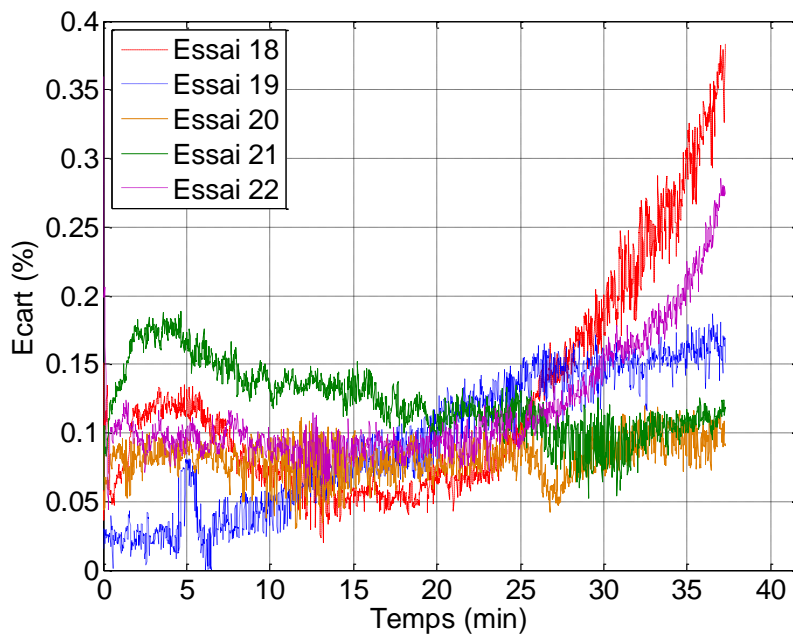


Figure 117: Ecart sur l'équation bilan de masse induit par la distribution de la température à la surface de la nappe

Les écarts enregistrés sont inférieurs à 0,5% pour chaque essai. De la même manière que dans le cas des écarts de températures, cette figure met en évidence que l'effet de la distribution de température à la surface de la nappe peut être négligé au profit de l'emploi de la moyenne de la température. La répartition quasi symétrique de la température autour de sa moyenne explique la faiblesse de ces résultats.

1.2.1.2. Etude de la température moyenne obtenue à l'aide de la caméra thermique

La moyenne de la distribution de température relevée sur la nappe peut permettre d'étudier plusieurs points :

- la comparaison entre cette température et celle déterminée dans le chapitre précédent,
- le tracé du débit d'évaporation en fonction de la température moyenne.

COMPARAISON DE LA TEMPERATURE DE SURFACE MESUREE PAR CAMERA THERMIQUE ET CELLE DETERMINEE DANS LE CHAPITRE V.

La comparaison entre la température mesurée par caméra thermique et celle calculée dans le chapitre V est réalisée en sachant qu'aucune des valeurs déterminée n'est totalement fiable. La mesure effectuée par caméra thermique suppose que la température réfléchiée par l'environnement

est constante durant l'essai et que l'émissivité de l'acétone ($\epsilon = 0,85$) est constante par rapport à la température. La détermination de la température de surface en considérant la variation d'enthalpie de la nappe et des échanges de flux énergétiques s'appuie sur les hypothèses suivantes :

- le calcul de la température de la surface de toute la nappe peut être réalisé uniquement avec des mesures ponctuelles dans le liquide
- le flux thermique échangé entre le sol et le liquide est basé sur un calcul dont l'une des hypothèses est l'uniformité du sol tandis que la seconde est l'imperméabilité de celui-ci,
- les flux thermiques employés sont moyennés sur la surface de la nappe, la température déterminée ne pourra elle aussi qu'être une moyenne,
- la déformation de la surface suite aux vagues créées par le vent n'est pas prise en compte.

Ces considérations étant faites, l'écart entre ces deux températures enregistrées dans le temps pour tous les essais est présenté figure 118. Cette figure met en évidence que les écarts enregistrés sont faibles et dépendent des conditions expérimentales sous lesquelles les essais sont réalisés. Les écarts les plus faibles sont enregistrés lorsque les conditions opératoires sont les plus stables (températures et vitesse de vent faibles).

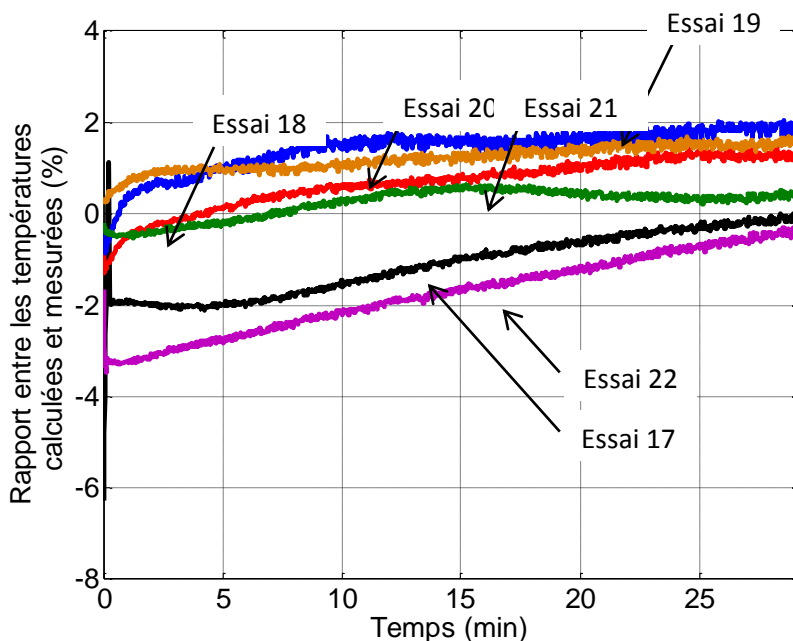


Figure 118: Ecarts enregistrés entre les températures de surface mesurées et calculées

La figure 119, qui est représentative de celles obtenues pour tous les essais de ce chapitre, présente la superposition des courbes liées à la température mesurée par la caméra thermique, la température du liquide et la température de la surface calculée à l'aide de la méthode présentée

dans le chapitre précédent. Il apparaît que les températures mesurées et calculées sont très proches durant plus de 20 minutes et qu'au-delà de cette durée, l'écart est voisin de 4K.

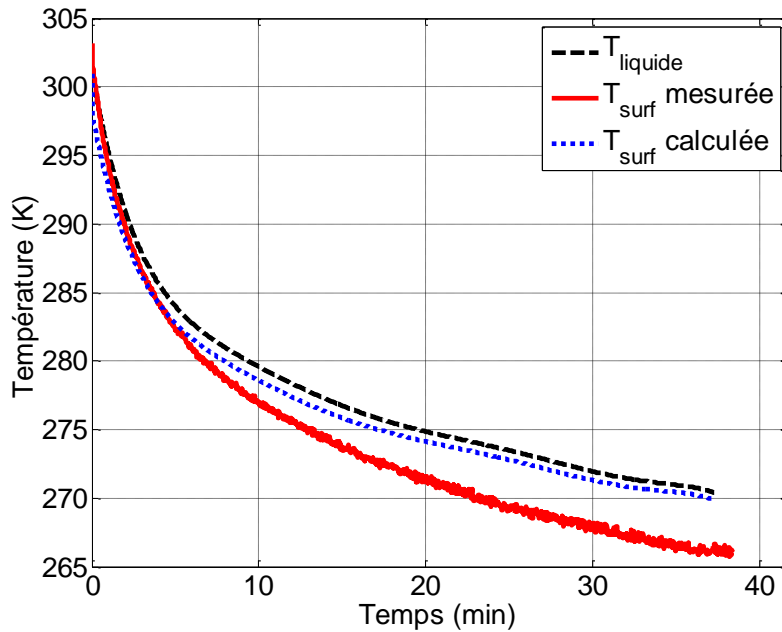


Figure 119: Superposition des courbes des températures de liquide et de surface calculée et mesurée. (Essai 19)

GRAPHE DU DEBIT DE MATIERE EN FONCTION DE LA MOYENNE DE LA TEMPERATURE RELEVÉE PAR CAMERA THERMIQUE.

A partir des relevés de température, il est possible de tracer les débits d'évaporation en fonction de la moyenne des distributions de température sur la nappe (figure 120). Un code différencie les essais selon leurs conditions opératoires. Les courbes bleues représentent les essais (20, 21 & 22) pour lesquels le liquide est initialement froid (4°C). Inversement, les courbes rouges traduisent une température initiale de liquide de 22°C (essais 18 & 19). Les essais réalisés pour une vitesse de vent faible (3 mètres par seconde) sont indiqués en pointillés (Essais 20 & 21) tandis que ceux l'étant à 4 mètres par seconde sont indiqués en traits pleins (essais 18, 19 & 22).

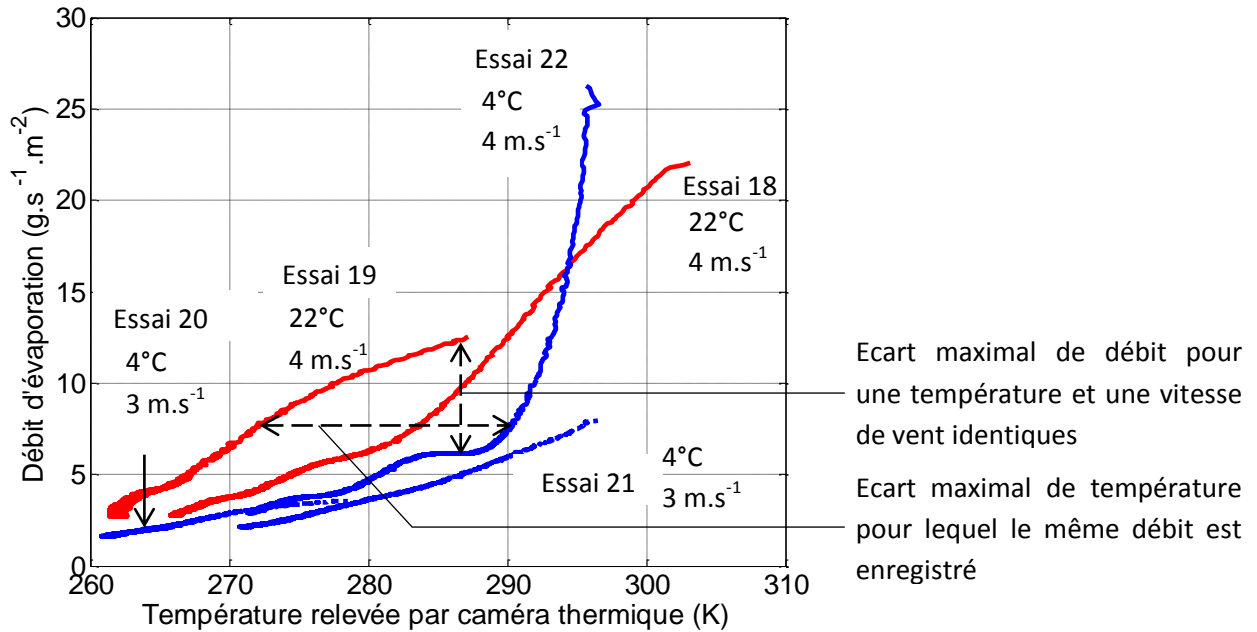


Figure 120: Graphe du débit d'évaporation en fonction de la moyenne de la distribution de température

Cette figure met en évidence que pour des conditions de vitesse de vent et de température identiques, l'écart maximal des valeurs du débit expérimental atteint $6 \text{ g.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$ (essais 19 et 22) soit 100% de la valeur la plus basse des deux débits comparés. De même, dans des conditions de vent identiques, le même débit peut être atteint pour des températures différentes de 17K. Etant donné qu'il n'est plus possible d'améliorer la précision de la détermination de la température de la surface, la vitesse d'écoulement au-dessus de la surface du liquide est introduite en tant que nouveau paramètre d'étude dans la section suivante.

1.2.1.3. Etude de l'écart de température de la surface

Cette sous partie s'intéresse à l'amplitude de la distribution de température à la surface de la nappe. Deux graphes récapitulants les résultats des essais sont présentés.

La figure 121 présente l'amplitude de la distribution observée au cours des essais. Celle-ci est supérieure à 6K et peut atteindre 20 K (essais 19 & 22).

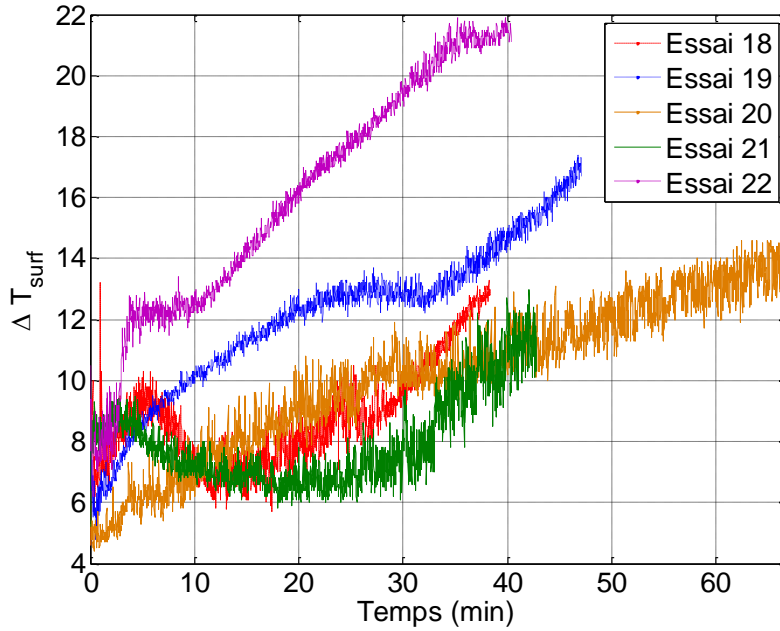


Figure 121: Ecart de température détecté sur la surface de la nappe

Cette distribution peut également être mise en évidence en calculant l'écart type de la distribution (figure 122 suivant l'équation 160).

Équation 160: Ecart type

$$\sigma = E[T^2] - (E[T])^2$$

E	Espérance mathématique (moyenne)	K
T	Températures de la surface	K
σ	Ecart type de température sur la surface	K^2

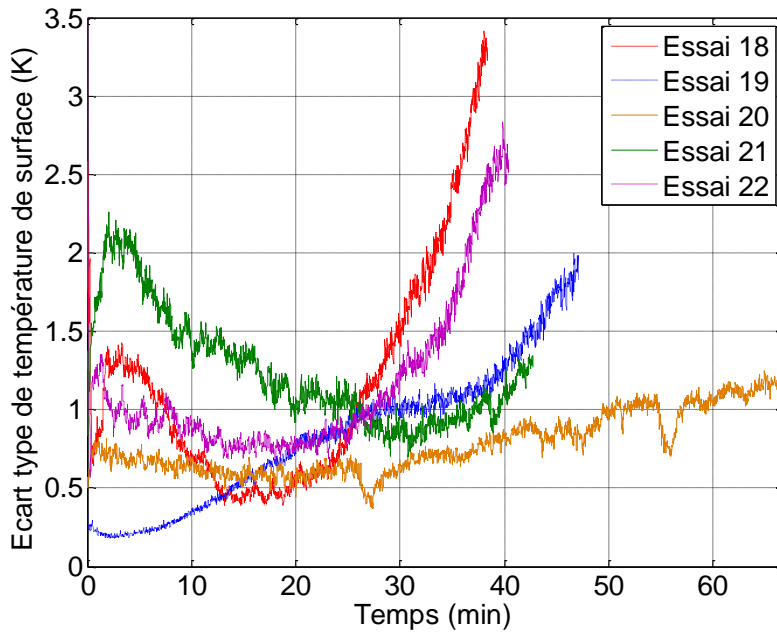


Figure 122: Ecart type de la température de surface

Les différents écarts types présentés mettent en évidence des grandeurs inférieures à celles de la figure 121. Ceci traduit la prépondérance de certaines valeurs de la température sur la surface de la nappe.

Il est intéressant de remarquer que toutes les courbes tracées à la figure 122 mettent en évidence des variations non monotones de l'écart type. De par sa définition, l'augmentation de l'écart type traduit une augmentation de l'instabilité thermique à la surface de la nappe. Alors que chaque essai touche à sa fin, les écarts types relevés sont supérieurs aux écarts types initiaux. Ce point n'a pas été expliqué et pourrait faire l'objet d'études plus approfondies.

1.2.2. Etude de la distribution de la température le long d'axes particuliers

Après avoir étudié la température sur toute la surface de la nappe, ce paragraphe s'intéresse à la température de la surface le long d'axes parallèles et perpendiculaires à l'écoulement. Cette étude permet de déterminer plusieurs points :

- la température le long d'un axe parallèle à l'écoulement est-elle représentative de la température de toute la surface ?
- la distribution de température le long d'un axe perpendiculaire à l'écoulement est-elle uniforme ?

- la distribution de la vitesse de chute de la température est-elle uniforme sur un axe parallèle à l'écoulement ?

Les différents axes employés sur les pilotes de volume faible sont présentés figure 123. Dans le cas du pilote de volume important, un seul axe parallèle à l'écoulement et représentant le diamètre du fût est employé.

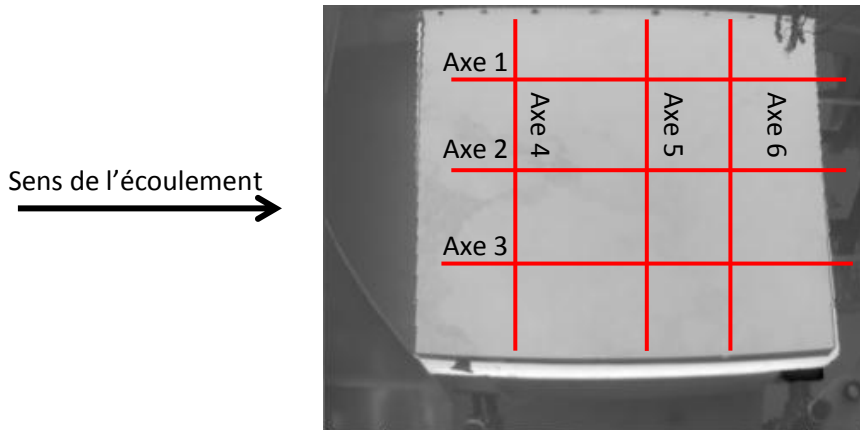


Figure 123: Quadrillage de la nappe de liquide

1.2.2.1. Comparaison avec la distribution de température sur toute la nappe

La formule employée pour quantifier les écarts dépend des moyennes des températures sur l'axe considéré et sur toute la nappe:

Équation 161: Calcul de l'écart entre les moyennes des températures le long d'un axe et sur toute la nappe.

$$Ec = 100. \frac{|\bar{T}_{Axe} - \bar{T}_{surf}|}{\bar{T}_{surf}}$$

Ec	<i>Ecart</i>	%
\bar{T}_{Axe}	<i>Moyenne spatiale de la température sur l'axe</i>	K
\bar{T}_{surf}	<i>Moyenne spatiale de la température sur la nappe</i>	K

CAS DES PILOTES DE FAIBLES VOLUMES

La figure 124 présente les écarts entre la moyenne de la température de surface et celles calculées sur les axes 1, 2 et 3 enregistrés dans le cadre de l'essai 19.

Le tableau 30 présente les valeurs maximales dans le cadre des autres essais. Les écarts sont très faibles, inférieurs à 1% pour tous les essais.

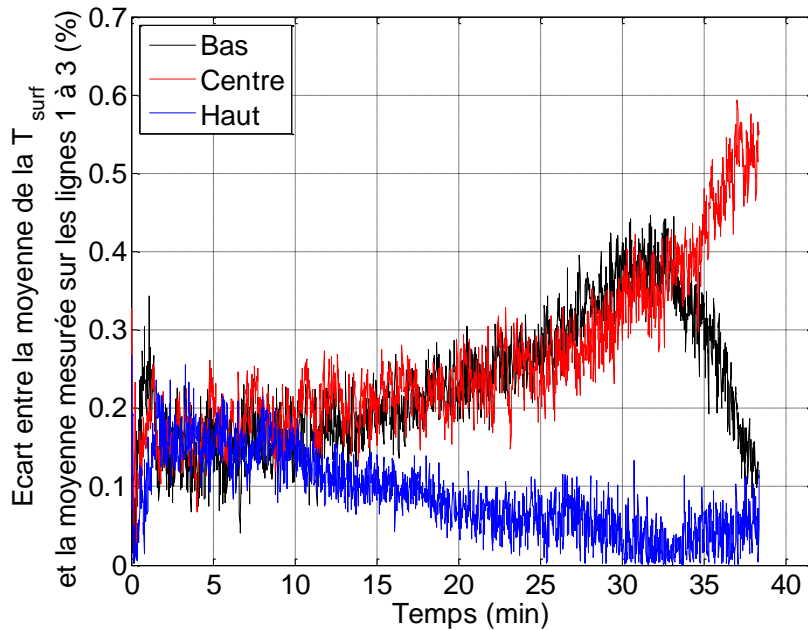


Figure 124: Ecart de température entre la moyenne de la température sur la surface et sur les lignes parallèles à l'écoulement

Tableau 30: Ecart maximal entre la moyenne de température sur un axe parallèle à l'écoulement et la moyenne de la température sur toute la surface de la nappe.

Essai	Essai 18	Essai 19	Essai 20	Essai 21	Essai 22
Ecart (%)	0,5	0,4	0,57	0,55	0,6

La distribution de la température le long d'un axe perpendiculaire à l'écoulement met en évidence des écarts inférieurs à 2% de la moyenne de la température sur l'axe étudié. Cet écart correspond à une différence de température inférieure à 6K et implique donc des écarts de débit de matière de 30%.

Tableau 31: Ecart maximal entre la température sur un axe perpendiculaire à l'écoulement et la moyenne de la température le long de cet axe.

Essai	Essai 18	Essai 19	Essai 20	Essai 21	Essai 22
Ecart (%)	1,8	1,3	1	1,4	1,6

CAS DU PILOTE DE VOLUME IMPORTANT

La figure 125 représente l'écart entre la moyenne de la température de la surface et la moyenne de la température le long d'un axe parallèle à l'écoulement calculé d'après l'équation 161. Cette figure met en évidence que l'écart entre la moyenne de la température de la surface est du même ordre de grandeur que celui mis en évidence pour les nappes minces.

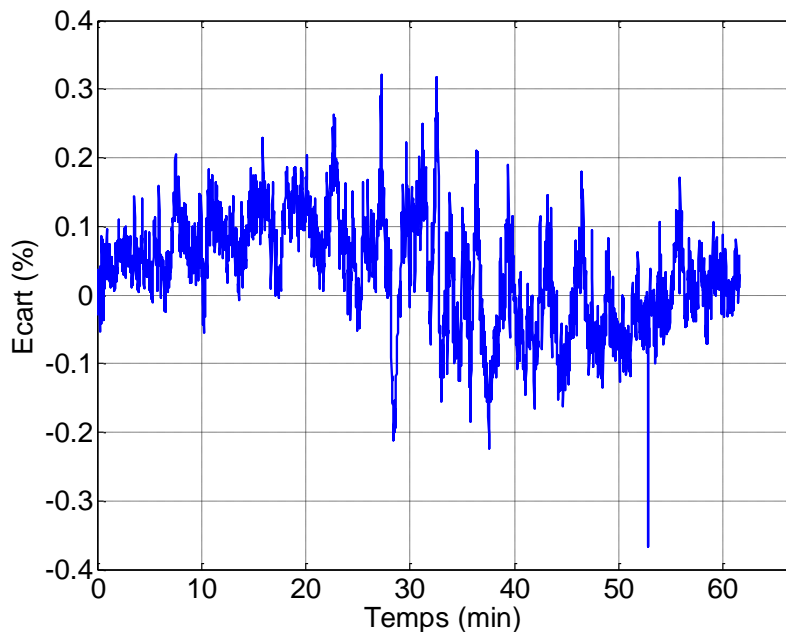


Figure 125: Ecart entre la moyenne de la température sur le diamètre parallèle à l'écoulement et la moyenne de température sur la surface

1.2.2.2. Vitesse de chute de température sur un axe parallèle à l'écoulement

La vitesse de chute de la température à la surface du liquide est étudiée à travers l'évolution de la température le long d'un axe parallèle à l'écoulement.

CAS DES PILOTES DE FAIBLES VOLUMES

La figure 126 présente la température le long de l'axe 2 de l'essai 19. Chaque courbe représente la température à un instant. Un pas de 2 minutes sépare chaque courbe. Chaque courbe étant presque horizontale, la vitesse de chute en chaque point est quasiment homogène. Un décalage progressif de vitesse de chute s'installe et conduit à un écart de 2 Kelvin entre les points situés en amont de la nappe, plus froids, et ceux situés en aval. Cette figure est représentative des essais ayant eu lieu dans les pilotes de faible volume présentés dans ce chapitre.

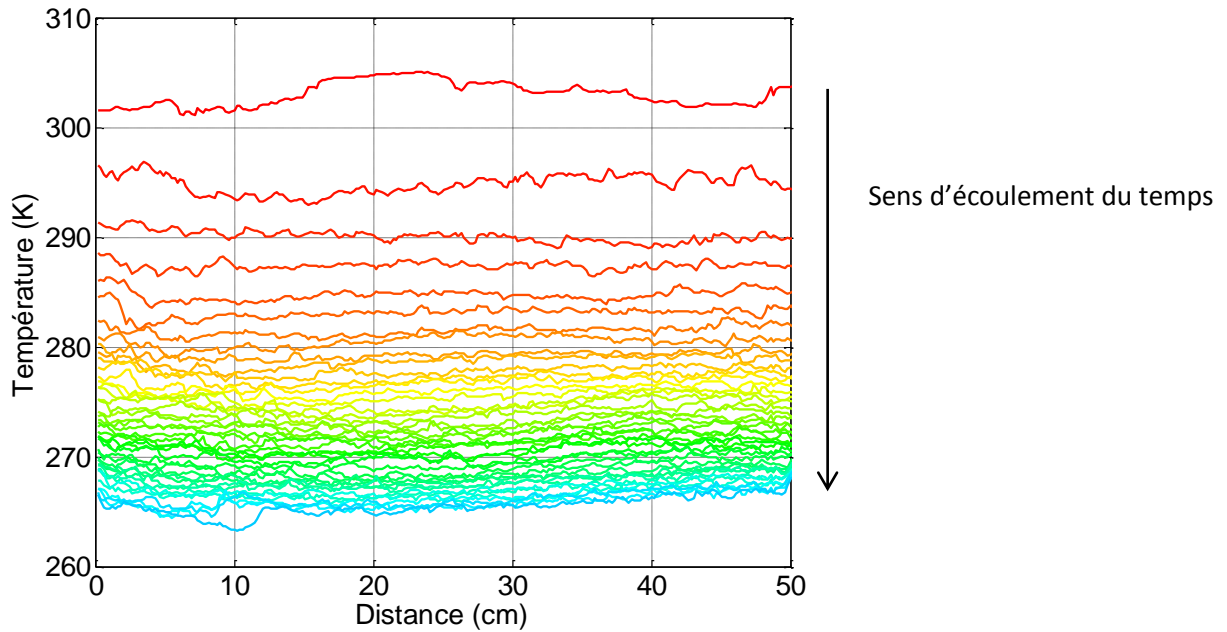


Figure 126: Graphe de la température le long de l'axe 2 de l'essai 19

CAS DES PILOTES DE VOLUME IMPORTANT

La figure 127 met en évidence un comportement différent de celui mis en évidence sur la figure 126. Les courbes de température ne sont plus parallèles mais mettent en évidence deux zones dans lesquelles la température est plus faible que sur le reste de l'axe. La première zone est présente durant toute la durée de l'essai tandis que la seconde disparaît au bout de 45 minutes.

Les différentes températures apparaissant sur les images de la caméra thermique ne sont pas en accord avec les prévisions faites sur les transferts de chaleur lors d'écoulements en cavités. En effet, tous les auteurs (Vogel & Eaton, 1985) ayant travaillé sur le transfert de chaleur ont démontré que les échanges de chaleur sont faibles dans la zone de recirculation, maximaux dans la zone de rattachement et décroissants jusqu'à la fin du bac. Ceci impliquerait que si le transfert de masse suivait la même cinétique, la zone froide se situerait au centre de la nappe.

Ces deux zones mettent en évidence que la température ne chute pas de manière homogène sur toute la surface et de ce fait le débit d'évaporation n'est pas homogène.

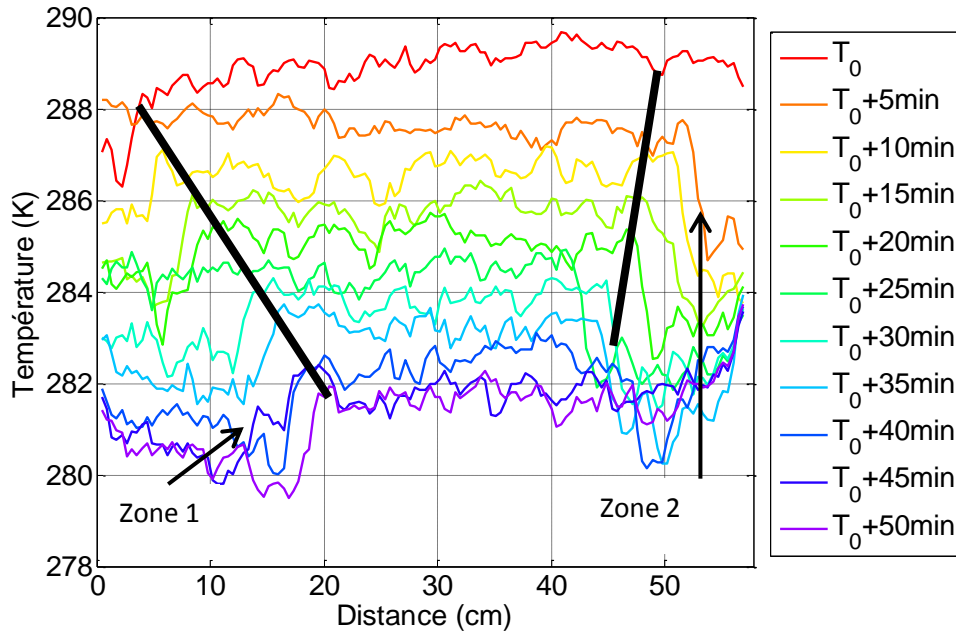


Figure 127: Température le long du diamètre du fût au cours de l'essai 23

1.3. Conclusion de la section

Une caméra thermique FLIR SC 4000 a été employée pour déterminer la température de la surface de la nappe de liquide. Sept essais sont employés dont l'un d'entre eux met en œuvre une épaisseur initiale de 70 cm d'acétone.

L'analyse de la température de surface est réalisée à travers l'étude de plusieurs propriétés. La température de surface n'étant pas uniforme et présentant des valeurs distribuées, l'étude se concentre autour de l'évolution de la moyenne de cette température et de son écart type :

- les écarts de température et de masse induits par la distribution de la température sont négligeables,
- la moyenne de la température de la surface est comparée à la température de surface déterminée par la méthode présentée dans le chapitre précédent. L'écart entre ces deux moyennes mis en évidence dans chaque essai est inférieur à 4K (figure 119),
- la moyenne de la température de la surface mesurée est tracée en fonction des débits expérimentaux. dans les conditions d'essai employées, l'écart maximal de température pour un débit donné est de 17 K et l'écart maximal de débit pour une température donnée est de $6 \text{ g}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{m}^{-2}$.

L'évolution des écarts types de la température de la surface du liquide dans le temps est étudiée et il apparait que ceux-ci augmentent avec le temps, tout comme la largeur de la gamme de température sur laquelle celle de la surface est distribuée.

Cette section se conclut sur l'étude des écarts entre la moyenne de la température de la surface et celle mesurée sur des lignes parallèles et perpendiculaires à l'écoulement. Il apparait que pour chaque essai, la température mesurée perpendiculairement à l'écoulement est uniforme à 1% près et que la moyenne de celle mesurée le long de lignes parallèles est voisine de la moyenne de la température de la surface à 2% près (figure 124). La vitesse de chute de température est également étudiée et il apparait que dans le cas de bacs pour lesquels le rapport de forme est élevé la chute de température est uniforme (figure 126). Dans le cas de bacs dont la hauteur de marche est importante (donc pour des rapports de forme faibles), deux zones plus froides apparaissent laissant présager des différences de débit d'évaporation à la surface de la nappe. Afin d'étudier ce point, la prochaine section présente les travaux réalisés pour visualiser l'écoulement au-dessus de l'interface liquide – gaz.

2 Transfert de masse dans une cavité

La partie bibliographique a mis en évidence que l'écoulement au-dessus de la nappe est différent selon le rapport de forme de la cavité créée lorsque le niveau du liquide chute. Le rapport de forme d'une cavité correspond au rapport entre la longueur d'une cavité et sa profondeur. L'épaisseur du liquide, lorsque celui-ci s'évapore, diminue au fil du temps ce qui crée une marche dont la hauteur est égale à la profondeur à laquelle se situe la surface du liquide. Cette section s'intéresse aux conséquences de cette chute en termes d'évaporation et cherche à répondre aux questions suivantes en s'appuyant sur les données de l'essai 23:

- Le coefficient de transfert de matière évolue-t-il avec la chute du niveau du liquide ?
- Quels sont les types d'écoulements observables au-dessus de la surface du liquide ?
- Quelle est la vitesse de l'écoulement d'air au-dessus du liquide ?
- Quel est l'écart entre la vitesse verticale de l'écoulement au-dessus de la surface et la vitesse à laquelle les vapeurs d'acétone sont émises ?

2.1. Evolution du coefficient de transfert de masse en fonction de la hauteur de marche

La partie bibliographique met en évidence que de nombreuses corrélations emploient l'analogie entre les phénomènes de transfert de chaleur et de transfert de masse pour pouvoir déduire les coefficients d'échange d'un phénomène à l'autre (Churchill, 1976) (Geankoplis, 1993) (McAdam, 1942), (Raj & Morris, 1990). Toutes les corrélations employant ce principe se basent sur le nombre de Stanton massique qui exprime le rapport entre le coefficient de transfert de matière et la vitesse de l'écoulement. Ce nombre peut être exprimé en fonction des nombres adimensionnels de Schmidt et de Reynolds (équation 162):

Équation 162: Nombre de Stanton massique

$$St = \frac{k_m}{u_e} = \frac{Sh}{ScRe}$$

k_m	Coefficient de transfert de masse	$m.s^{-1}$
u_e	Vitesse de l'écoulement établi	$m.s^{-1}$
Sc	Nombre de Schmidt	-
Sh	Nombre de Schmidt	-
Re	Nombre de Reynolds	-

Les corrélations employant cette analogie (Sherwood, Raj & Morris, Sharma *et al.*, McAdam) induisent que le nombre de Stanton est constant, ce qui revient à considérer un coefficient de transfert de masse constant lorsque la vitesse de l'écoulement en régime établi est fixée, comme c'est le cas dans cette étude. La figure 129 présente le coefficient de transfert de masse de l'essai 23, calculé selon l'expression suivante :

Équation 163 : Coefficient de transfert de matière

$$k_m = \frac{\frac{dm}{dt}}{A\rho c_{1sat}}$$

A	Aire de la nappe	m^2
c_{1sat}	Fraction massique saturante de l'espèce 1	-
$\frac{dm}{dt}$	Débit d'évaporation	$kg.s^{-1}$
k_m	Coefficient de transfert de masse	$m.s^{-1}$
ρ	Densité totale du mélange	$kg.s^{-1}$

Le coefficient de transfert de matière n'est calculé qu'en fonction de la concentration de vapeur saturante et sans l'apparition du terme traduisant l'enrichissement de l'air étant donné que

l'écoulement ne contient initialement pas de vapeurs d'acétone. La figure 128 présente l'évolution du coefficient de transfert de masse en fonction du niveau de liquide dans le fût.

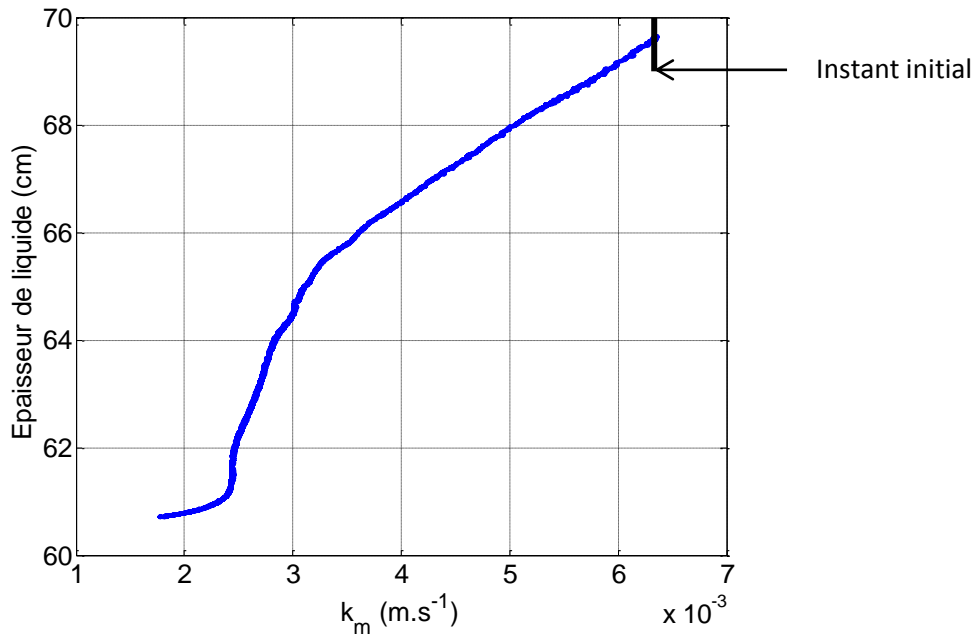


Figure 128: Evolution du coefficient de transfert de matière en fonction de l'épaisseur du liquide

Cette figure met en évidence une forte chute (-72%) du coefficient de transfert de matière entre l'instant où la nappe est affleurante et où l'essai est terminé. Cette chute n'est pas modélisée par les différentes corrélations de la littérature et induit donc un écart entre les débits d'évaporation prédits et réels.

La figure 129 compare le coefficient de transfert calculé à celui prédit par la corrélation de Mackay et Matsugu. Cette corrélation permet de prédire les débits d'évaporation dans le cas des nappes minces avec un écart maximal entre les débits prédit et enregistré de 20%. Cette figure met en évidence que l'écart entre le débit réel et le débit modélisé augmente quasi linéairement pour atteindre 57% du débit réel. Un tel écart implique que la corrélation n'est pas adaptée au phénomène étudié.

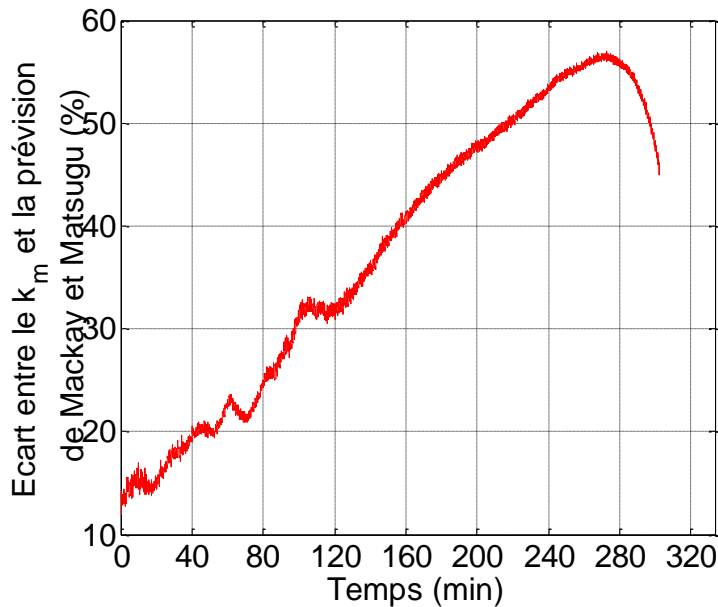


Figure 129: Ecart entre le coefficient de transfert de matière de l'essai G et la prévision de Mackay et Matsugu

2.2. Configuration de la PIV

Le pilote de volume important a été modifié de manière à permettre la visualisation des lignes de courant de l'air par PIV. Deux accès optiques permettant le passage d'une nappe laser et l'enregistrement par caméra ont été ajoutés. A la différence des essais d'évaporation, le liquide employé est de l'eau étant donné que l'acétone impose une forte évacuation des vapeurs par un système de traitement adapté alors que la technique de PIV, dans les conditions du laboratoire, impose une recirculation de l'air en milieu fermé.

Comme indiqué dans la partie relative aux matériels et méthodes, deux vitesses d'écoulement, 2 et 4 mètres par seconde sont employées et 5 configurations différentes de rapport de forme du fût sont réalisées :

- Tendant vers infini (hauteur de marche nulle),
- 19 (hauteur de marche de 3 centimètres),
- 9,5 (hauteur de marche de 6 centimètres),
- 5,7 (hauteur de marche de 10 centimètres),

La tranche laser est alignée avec le diamètre du fût parallèle à l'écoulement. La taille de la zone filmée est un carré de 30 centimètres de côté dont la résolution est de 0,14 mm par pixel. Pour des raisons matérielles il n'a pas été possible de visualiser l'écoulement sur le diamètre total mais sur une section comprise entre 14,5 et 44,5 centimètres du diamètre du fût qui vaut 57 cm.

L'une des images prises durant les essais est présentée figure 130. Deux zones d'ombre et deux lignes particulières y apparaissent.

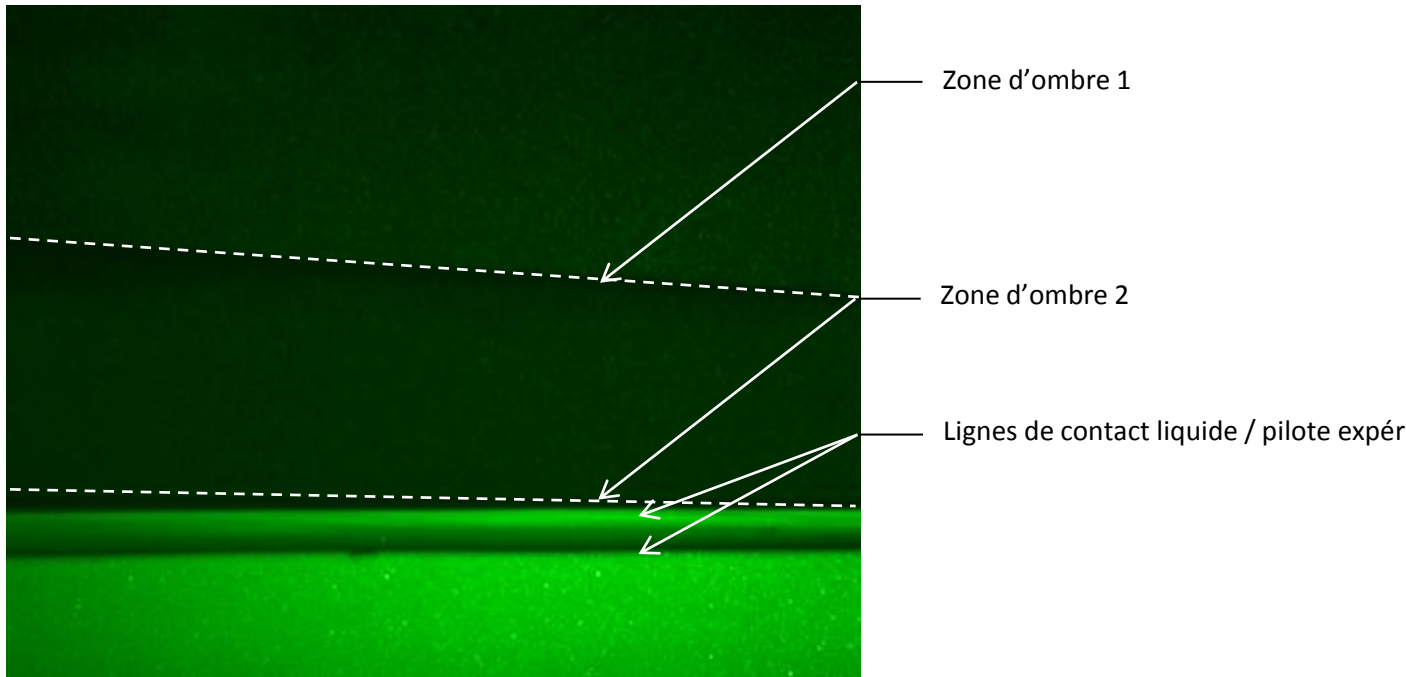


Figure 130: Champ total de prise de vue

- La première zone d'ombre est due au dioptre formé par le bord supérieur de l'accès optique par lequel passe la tranche laser. La zone d'assombrissement génère un manque de contraste qui empêche la détection des particules les plus petites par post traitement.
- La seconde zone d'ombre située au-dessus du liquide est due au ménisque formé par l'eau sur l'accès optique.
- Le centre optique de la caméra est situé au-dessus de l'interface eau/air. L'objectif utilisé n'est pas télécentrique. On observe donc distinctement les faces avant et arrière du fût situées à deux hauteurs légèrement différentes de l'image.
- Une dernière distorsion n'apparaît pas sur l'image. La fenêtre optique à travers laquelle la caméra filme l'écoulement est plus petite que le champ observé. De ce fait, le chemin optique de la lumière diffractée par les particules dans l'écoulement est différent selon leur position. Lorsque la vitesse est déterminée au voisinage de la limite de la fenêtre optique, cette différence de chemin optique induit une erreur sur la valeur de la vitesse.

2.3. Profils de vitesse d'écoulement au-dessus de l'écoulement

Cette sous-section présente les différents profils d'écoulement au-dessus du fût pour une vitesse d'écoulement de 4 m.s^{-1} , ce qui correspond à la vitesse d'écoulement employée dans le cadre de l'essai 23. Les vitesses ont été étudiées suivant deux axes:

- Le profil vertical de vitesse
- L'évolution de la vitesse au plus près du liquide.

Une troisième partie dans laquelle la vitesse verticale au-dessus du liquide est comparée à celle, théorique, d'introduction de l'acétone dans l'écoulement est également présentée.

2.3.1. Evolution des lignes de courant

L'évolution des lignes de courant avec la diminution du rapport de forme employé est présentée sur quatre figures (figures 131 à 134). Plusieurs points peuvent être soulevés :

- Le décalage du bord du fût avec le plancher de la soufflerie crée un écoulement différent de ceux de la littérature. Alors que les bulles de recirculation ne sortent pas de la cuvette quel que soit le type d'écoulement (Vogel & Eaton, 1985), les figures 132 à 134 obtenues dans les cas de rapport de forme finis, mettent en évidence que l'épaisseur des bulles est supérieure à la hauteur de marche employée.

Le tableau suivant présente les caractéristiques des bulles de recirculation lorsque qu'elles apparaissent :

Tableau 32: Données géométriques sur les bulles de recirculation

Hauteur de marche	Nombre de bulle	Epaisseur de la bulle	Position du centre de la bulle (cm)
3 cm	1	4,5cm	x=24,5 y=4,1
6 cm	1	9 cm	x=31,5 y=9,2
10 cm	1	13 cm	x=24,3 y=4,9

L'épaisseur de la bulle est définie par la hauteur calculée à partir de la surface du liquide où la vitesse atteint 99 % de la valeur loin de l'interface.

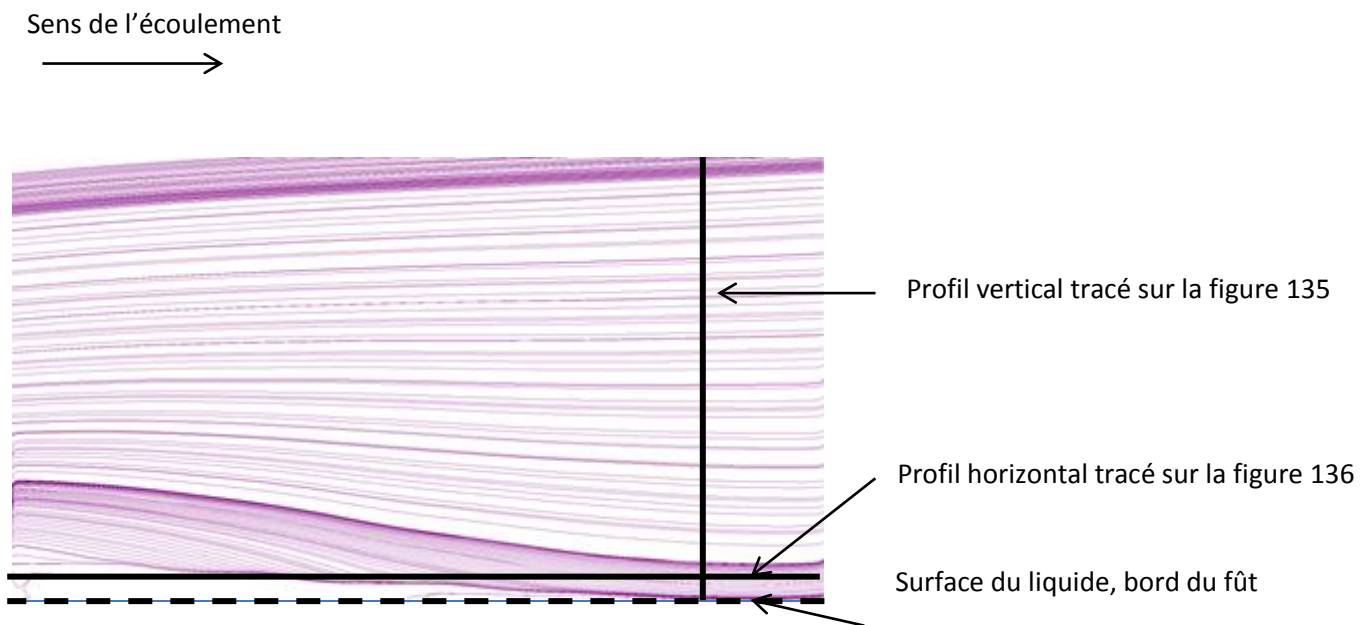


Figure 131: Evolution des lignes de courant dans le cas d'un écoulement de couche limite (Rapport de forme tendant vers l'infini)

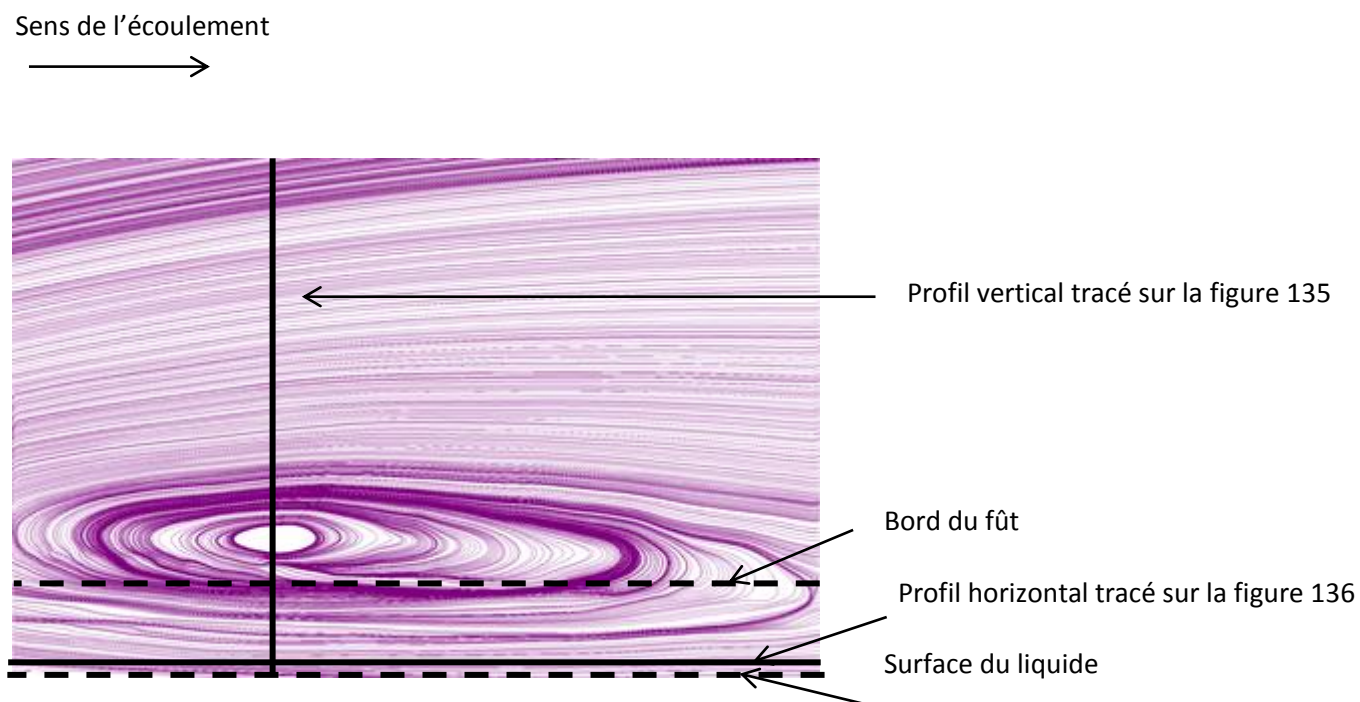


Figure 132: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.05 (hauteur de marche 3 cm)

Sens de l'écoulement
→

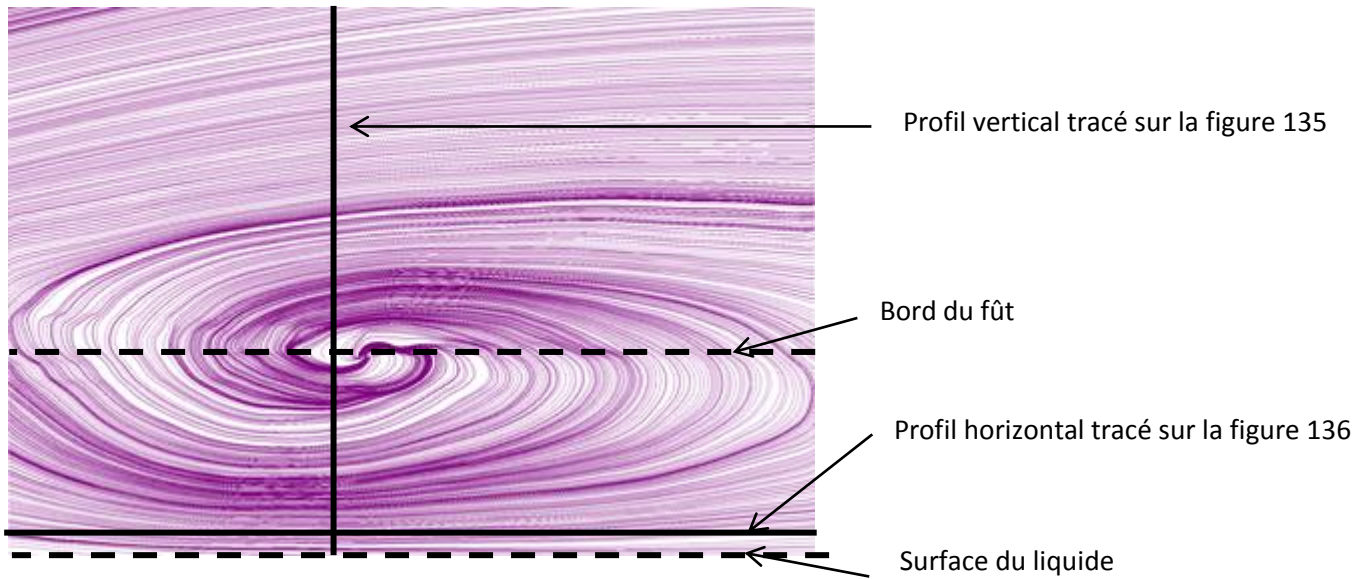


Figure 133: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.1 (hauteur de marche 6cm)

Sens de l'écoulement
→

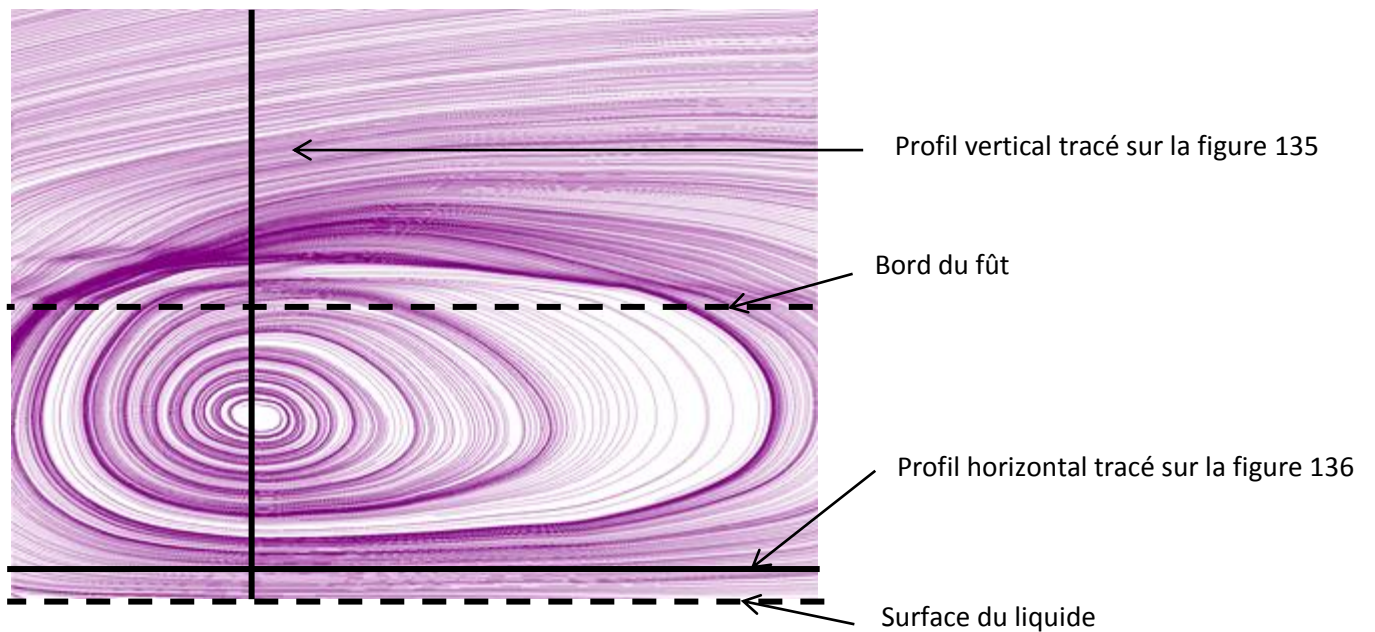


Figure 134: Evolution des lignes de courant dans le cas d'une cuvette dont le rapport de forme est 0.2 (hauteur de marche 10 cm)

La figure 135 présente l'évolution verticale de la vitesse au-dessus de la nappe de liquide. Les profils selon lesquels les vitesses sont établies ont mis en évidence sur les figures 131 à 134. Cette figure met en évidence plusieurs points :

- les vitesses au voisinage du liquide et leur évolution verticale sont similaires pour tous les écoulements de cavité,
- la distance entre la hauteur du bord du fût et celle à laquelle l'écoulement retrouve sa valeur de régime établi augmente avec le rapport de forme du fût.

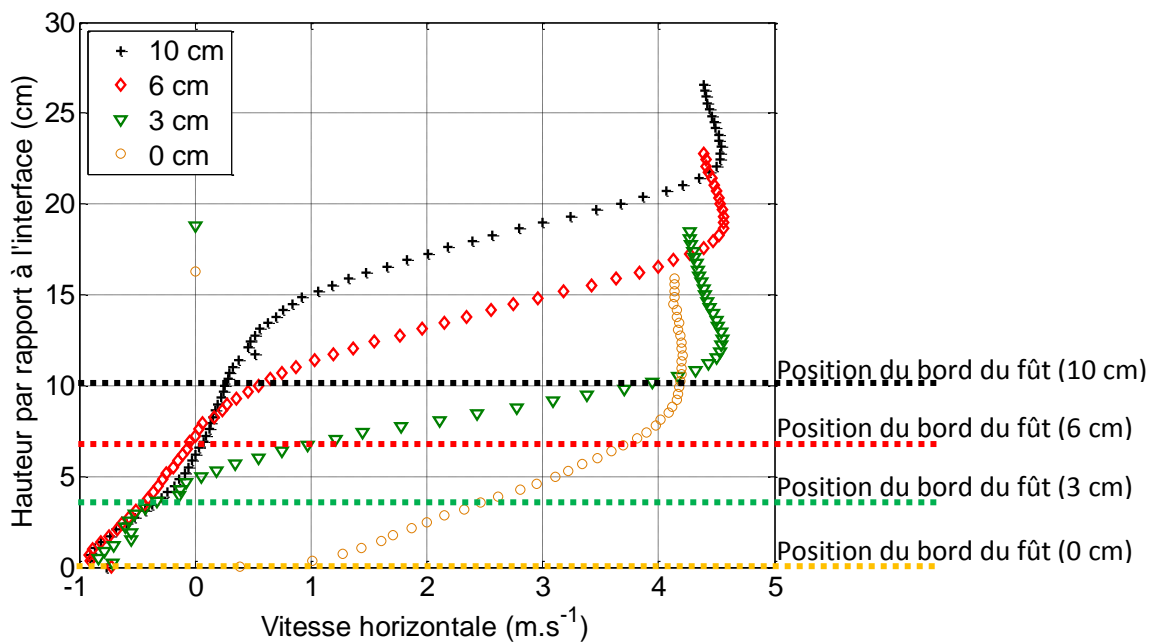


Figure 135: Graphe des profils verticaux de vitesse au-dessus de la surface

2.3.2. Evolution de la vitesse à la surface de la nappe

La figure 136 présente le profil de la vitesse de l'écoulement au voisinage de l'interface sur un axe horizontal.

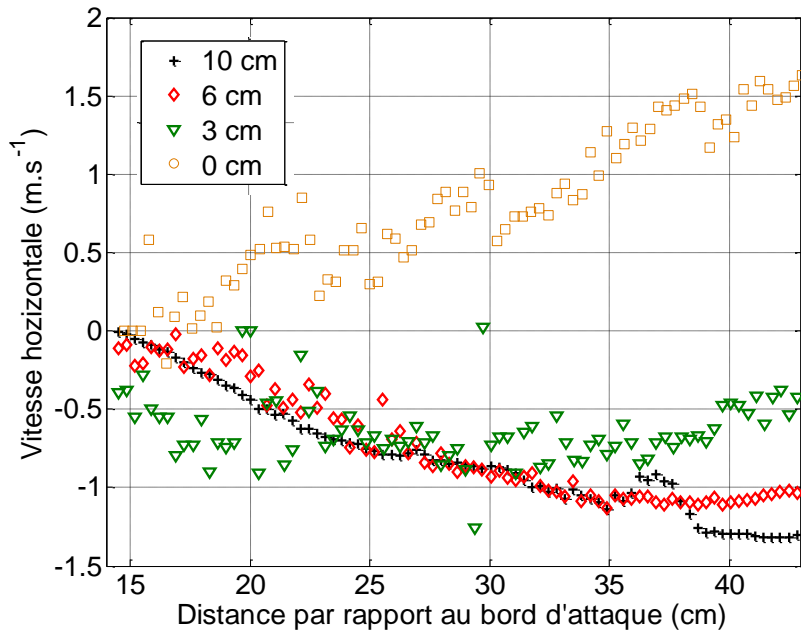


Figure 136: Allure de la vitesse horizontale près de l'interface.

Il apparaît que dans les cas d'écoulement en cuvette, la valeur de la vitesse dans la zone enregistrée est voisine pour tous les rapports de forme étudiés, est toujours négative et évolue de $-0,20 \text{ m.s}^{-1} \pm 0,2 \text{ m.s}^{-1}$ au début de la zone d'enregistrement à $-1 \text{ m.s}^{-1} \pm 0,5 \text{ m.s}^{-1}$. Les différents rapports de forme sont différenciés par les fluctuations de la vitesse autour d'une valeur moyenne. Les données issues des essais dont la hauteur de marche est élevée (10 cm et 6 cm) affichent une vitesse plus stable que l'essai pour lequel la hauteur de marche est de 3 cm. Ceci traduit un comportement moins turbulent de l'écoulement au-dessus de l'interface.

Les profils de vitesse de vent enregistrés ne permettent pas d'établir de relations entre la vitesse à la surface et les différentes zones thermiques apparaissant à la surface du liquide ou la chute du coefficient de transfert de matière.

- Alors que la zone froide en amont du bac occupe 40 % de la surface du liquide à partir d'une hauteur de marche de 5 centimètres, aucune variation de la vitesse à la surface de la nappe ne ressort des enregistrements effectués pour des hauteurs de marche de 6 et 10 centimètres au voisinage de la limite de la zone froide.
- La figure 128 met en évidence une chute continue du coefficient de transfert de matière dans le temps, alors que la figure 136 met en évidence une vitesse horizontale similaire quelle que soit la hauteur de marche ($\pm 0,5 \text{ m.s}^{-1}$) au voisinage de la surface. La chute du coefficient de transfert de matière ne peut pas être expliquée par l'évolution de la vitesse horizontale au voisinage de la nappe de liquide.

2.3.3. Comparaison entre la vitesse à la surface et le coefficient de transfert de matières

La connaissance de la vitesse verticale à la surface de la nappe et de la valeur du coefficient de transfert de matière permet de vérifier si l'écoulement au-dessus de la nappe est influencé par l'évaporation du liquide. Brighton a défini que le phénomène d'évaporation modifie le profil de l'écoulement au dessus du liquide si la valeur du coefficient de transfert de masse est supérieur à 1% de la vitesse verticale au voisinage de l'interface. La figure 137, qui présente l'allure des vitesses verticales mesurées au niveau de la surface met en évidence que celle-ci est trop faible pour que ce seuil soit respecté. Ceci implique, que les vapeurs d'acétone modifient l'écoulement de l'air au-dessus de la surface du liquide. L'une des conséquences concerne la relation entre le coefficient de transfert de masse et la contrainte de cisaillement qui permet de justifier l'autosimilarité entre le champ de vitesse et les concentrations. L'écoulement étant modifié par l'apparition des vapeurs, la relation entre k_m et le champ de vitesse au voisinage de l'interface de la nappe de liquide se complexifie. La relation entre le nombre de Sherwood (donc le coefficient de transfert de masse) et la vitesse de l'écoulement est rapportée par Schlichting (Schlichting, 2000) d'après les travaux de Gersten et Herwig (Gersten & Herwig, 1992) :

Équation 164: Expression de Sherwood en fonction de la vitesse de l'écoulement

$$Sh_0 = \sqrt{Re} \left(\frac{x}{L} \right)^{\frac{1}{2}} f(Sc)$$

<i>L</i>	<i>Longueur de la nappe</i>	<i>m</i>
<i>Re</i>	<i>Nombre de Reynolds</i>	-
<i>Sc</i>	<i>Nombre de Schmidt</i>	-
<i>Sh</i>	<i>Nombre de Sherwood</i>	-
<i>x</i>	<i>Position sur la plaque</i>	<i>m</i>

Avec :

Sc	0	0,1	0,6	0,72	1,0	10	∞
f(Sc)	1,308	0,948	0,766	0,749	0,724	0,610	0,566

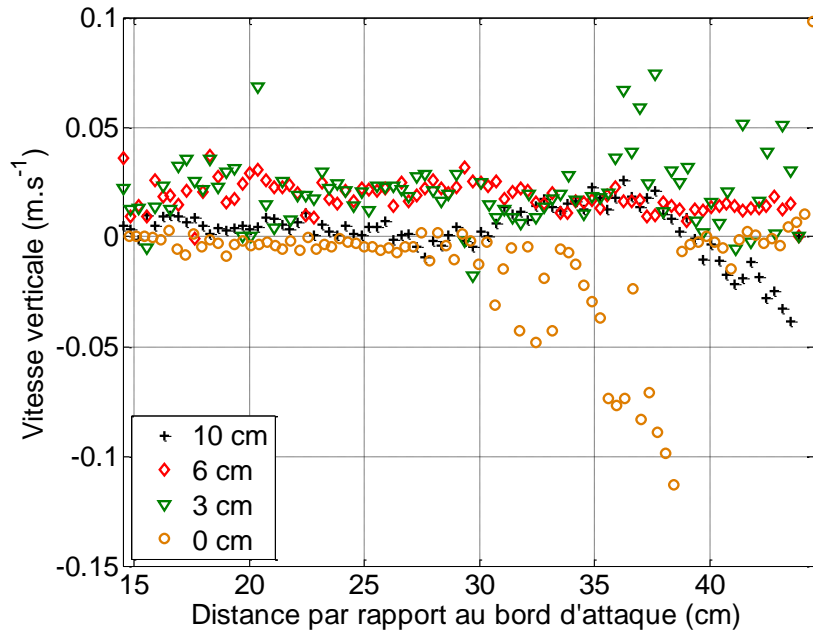


Figure 137: Allure de la vitesse verticale au voisinage de l'interface

Il faut cependant rappeler que les deux essais n'ont pas été conduits sur les mêmes liquides et que de ce fait la vitesse verticale à la surface du liquide dans le cas de l'essai de PIV est certainement différente de celle présente dans le cas de l'essai réalisé avec de l'acétone.

3. Conclusion du chapitre

Ce chapitre présente l'allure de la température à la surface de la nappe et l'écoulement au-dessus d'un bac sous différents rapports de forme. Les objectifs de ce chapitre concernent la détermination des conséquences d'une température de surface distribuée par rapport à une température de surface uniforme et la mise en relation de l'évolution du coefficient de transfert de matière avec l'écoulement au-dessus de l'interface.

Etant donné que les valeurs prises par la température de surface sont quasi symétriques par rapport à une valeur moyenne, les écarts induits par l'emploi d'une température de surface uniforme ou distribuée ne sont pas significatifs (Tableaux 30 et 31).

L'étude de la température sur des axes parallèles ou perpendiculaires à l'écoulement indique que la température est uniforme sur un axe perpendiculaire à l'écoulement à 2% de la valeur moyenne près. De plus, la température le long d'une ligne parallèle à l'écoulement est inférieure de 2% à la température moyenne de la surface de la nappe (figure 124) dans le cas d'un écoulement dans des bacs de grands rapports de forme (>25).

Dans les cas de rapports de forme inférieurs à 25, les images prises à la caméra thermique indiquent la présence de deux zones froides. De plus, dans le cas du même essai, il apparaît que le coefficient de transfert de matière évolue fortement dans le temps (figure 129). Ces deux points conduisent à analyser les profils d'écoulement au-dessus de l'interface. Les enregistrements obtenus par PIV ne permettent pas de relier les surfaces délimitées par ces zones froides où la chute du coefficient de transfert de masse avec le temps à une variation du profil de vitesse de vent au-dessus du liquide.

Bibliographie

Cabanne, F. (1996, 07 10). Température de surface - mesure radiative. *Techniques de l'ingénieur - mesures physiques*, p. 17 p.

Churchill, S. (1976). A comprehensive correlating equation for forced convection from flat plates. *AIChE Journal*, 22(2), 264-268.

Geankoplis, C. (1993). Transport Properties and Unit Operations. *Prentice Hall International, Inc.*

McAdam, W. (1942). *Heat transmission (2nd edition)*. New York.

Raj, P., & Morris, J. (1990, 01). Computerized spill hazard evaluation models. *Journal of Hazardous Materials*, pp. 77-92.

Vogel, J., & Eaton, J. (1985). Combined heat transfer and fluid dynamic measurements downstream of a backward facing step. *Journal of Heat Transfer*, 107, pp. 922-929.

CONCLUSION

Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche partenariale avec le CEA/DAM, Centre d'Etudes de Gramat, et visait à améliorer la connaissance du phénomène d'évaporation d'une nappe de liquide compartimentée suite à la rupture de confinement d'un stockage industriel. De telles nappes présentent des caractéristiques différentes de celles étudiées dans la littérature du fait de leur taille, leur épaisseur et de par l'évolution de l'écoulement d'air au-dessus de l'interface. Ce sujet mérite une attention particulière étant donné que la détermination du débit d'évaporation d'une nappe est le terme source des équations de dispersion atmosphérique.

La problématique du sujet s'intéresse à deux questions particulières:

- Quelle est l'influence de l'épaisseur de la nappe sur le débit d'évaporation?
- Quelle est l'influence de la chute du niveau de liquide dans la cuvette contenant la nappe sur le débit d'évaporation ?

Le premier chapitre décrit les différents types d'écoulement au-dessus de la nappe (couche limite et cavité), les transferts thermiques et les corrélations de transfert de matière à l'interface qu'il est possible de trouver dans la littérature. Il apparaît que le transfert de masse dans le cas d'une surface pouvant être assimilée à une plaque plane (écoulement de couche limite) est beaucoup plus traité que le transfert de masse en cavité. Les corrélations concernant les écoulements de couche limite sont divisées en deux catégories selon l'échelle à laquelle le phénomène est considéré : localement, (Sutton (Sutton O. , 1934), Pasquill (Pasquill F. , 1942), Brighton (Brighton, 1985), Kunsch (Kunsch, 1998) ou établissant un débit moyen sur toute la nappe de liquide (Mackay & Matsugu, 1973). Ces modèles permettent d'exprimer le débit d'évaporation en fonction de la différence de concentration entre la surface de la nappe et l'écoulement et d'un coefficient de transfert de masse, k_m , ce coefficient représentant une vitesse moyenne d'injection des vapeurs dans l'écoulement.

Concernant les écoulements dits de cavité, à notre connaissance, aucune étude présentant cette problématique n'établit de relation explicite du débit d'évaporation en fonction des différents

Conclusion

paramètres du système. Les solutions proposées sont la résolution d'un jeu d'équation comportant les trois équations de Navier Stokes et les équations bilan de matière et de chaleur.

Le second chapitre présente la démarche expérimentale retenue et les matériels et les méthodes employés pour acquérir et traiter les données. Ce chapitre introduit le plan d'expériences utilisé pour mieux comprendre les phénomènes liés à l'évaporation.

L'analyse des données obtenues est présentée dans le troisième chapitre. Les évolutions de température dans le liquide, dans le sol et les évolutions de perte de masse sont présentées et analysées. Les caractéristiques de ces débits sont étudiées en fonction des paramètres expérimentaux cités précédemment.

Le quatrième chapitre quantifie les écarts énergétiques et de matière enregistrés dans les résultats des équations bilan. Dans le cas de l'équation bilan thermique, un écart moyen de $200\text{W}\cdot\text{m}^{-2}$ apparaît dans tous les essais entre la variation d'enthalpie et la somme des flux thermiques échangés entre la nappe et son environnement. Dans le cas de l'équation bilan de matière, les différentes corrélations de la littérature sont étudiées :

- Les corrélations de la littérature prédisent correctement les débits expérimentaux
- Les corrélations n'accordent pas le même poids aux différents paramètres expérimentaux que le phénomène lui-même

A l'issue de ce chapitre, la température de la surface de la nappe est analysée.

Le cinquième chapitre présente les résultats du calcul de la température de surface à l'aide des mesures de température, de masse et de flux effectuées. La nappe de liquide est scindée en deux sous-systèmes selon l'évolution du gradient vertical de température et la température de surface est recalculée en fonction des mesures de flux thermiques et de pertes de masses enregistrées. Les profils de températures de surface sont comparés aux différentes températures relevées dans le liquide. Il apparaît que quelle que soit la configuration initiale, la température calculée est inférieure à celle du liquide. Ces résultats ouvrent de nombreuses possibilités :

- Calcul de l'écart entre la température de la surface et celle du liquide.
- Calcul des écarts enregistrés sur les résultats des équations bilan selon la température employée. Durant cette opération, le coefficient de transfert de matière, k_m est supposé constant. Il apparaît qu'un écart de 50% apparaît entre les différentes corrélations. Cet écart se répercute directement sur le résultat du débit estimé.

Conclusion

- Déterminer l'impact des cellules de convection à travers les valeurs du nombre de Rayleigh. Elles mettent en évidence un état convectif permanent mais par contre, les points remarquables semblent décorrélés de la cinétique d'évaporation. Il semble que la présence de cellules de convection ne fasse qu'harmoniser la température du liquide mais sans que la présence même de cellules n'influence le phénomène.
- Etude de la relation entre le débit d'évaporation et le flux échangés entre les deux sous-systèmes. Deux régimes apparaissent :
 - Le premier traduit une indépendance du débit d'évaporation par rapport au flux échangé entre les deux sous-systèmes.
 - Le second est caractérisé par une relation qui est voisine pour tous les essais présentés.

Afin d'améliorer la précision de la compréhension du phénomène au voisinage de l'interface, un dernier chapitre s'attache à présenter la distribution de la température à la surface de la nappe et ses conséquences sur les écarts induits dans les deux équations bilan. Il apparaît que la distribution étant quasiment symétrique par rapport à une valeur moyenne, l'impact du choix d'une température de surface distribuée ou moyenne est faible pour les deux équations bilan. La dernière section de ce chapitre s'intéresse aux profils d'écoulement présents dans un des bacs employés pour mener les essais. Ce point permet de comparer les vitesses d'injection des vapeurs d'acétone avec la vitesse de l'écoulement.

Les limites de cette étude reposent principalement sur les bornes du domaine expérimental choisi et sur l'adaptation des résultats obtenus sur des cuvettes et des tailles de stockage de type industriel.

Suite à ce travail, plusieurs recommandations peuvent être faites. Etant donné que le coefficient de transfert de masse chute lorsqu'un écoulement en cavité se développe au-dessus de la surface, une cuvette de rétention permettant de compartimenter le liquide permettrait de réduire le débit d'évaporation. D'un point de vue numérique, étant donné que les essais réalisés ont mis en évidence que la distribution de température à la surface de la nappe n'induit pas d'erreur significative dans la détermination du débit d'évaporation, la surface unitaire de modélisation d'une nappe de liquide peut être portée à 50 cm de côté.

Les perspectives de ces travaux concernent plusieurs domaines à plusieurs échelles

Conclusion

- Sur site industriel, quelle est l'influence de la présence d'un réservoir dans la cuvette de rétention et plus généralement de l'encombrement spatial autour de la nappe sur le débit d'évaporation ?
- Concernant le transfert de matière, est-il possible de caractériser un coefficient de transfert de matière uniquement en fonction de la vitesse d'écoulement, de la hauteur de marche, de la distance par rapport à celle-ci et de la température de surface du liquide ? de même, l'étude de l'action de l'écoulement d'air à l'interface permettrait de connaître ses conséquences précises sur le débit d'évaporation (création et rôle des vagues de surface, action de mélange de la température)
- Concernant la répartition de la température dans le liquide, une étude approfondie de la convection dans le liquide est indispensable à l'étude fine de l'évaporation de mélanges de liquides.

ANNEXE 1 : PLAN D'EXPERIENCES

Une analyse paramétrique a pour but d'étudier l'influence des différents paramètres d'un phénomène physique à l'aide d'essais ciblés. Ces essais sont déterminés par rapport au domaine d'expérimentation borné par les valeurs extrêmes de ces paramètres. L'une des hypothèses les plus restrictives de l'emploi des plans d'expérience classiques est la linéarité de la réponse de la sortie.

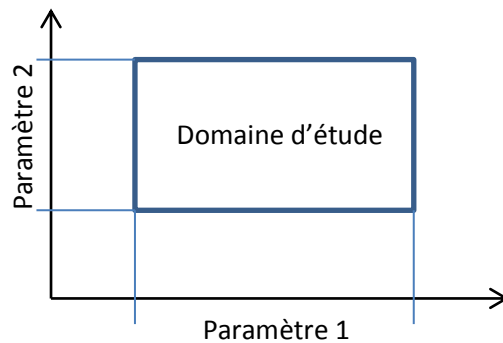


Figure 138: Représentation schématique d'une zone d'étude

Les plans d'expérience sont des outils permettant de déterminer le programme expérimental à réaliser pour optimiser le nombre d'essais nécessaires à une analyse paramétrique. Les valeurs des paramètres d'entrée sont discrétisées en différents seuils sur leur intervalle d'étude. Chaque essai est réalisé en fonction des valeurs de seuils prédéfinies par le plan d'expériences.

Différents groupes de plans d'expérience sont réalisés en fonction du nombre de valeurs choisies pour chaque paramètre. Dans ce mémoire, deux facteurs sont choisis pour chaque paramètre qui est alors représenté par un facteur Haut et un facteur Bas. La discrétisation des domaines d'étude en deux seuils impose un changement d'échelle et un changement d'origine des différents paramètres mis en jeu. Dans la réalisation de plans d'expérience, les valeurs basses des paramètres prennent la valeur de seuil -1 tandis que les valeurs hautes prennent la valeur de seuil +1.

1. Construction d'un plan d'expériences

Si le résultat d'une expérience peut s'écrire sous la forme d'une fonction des différents paramètres d'entrée étudiés :

Équation 165: formule générique du modèle d'un phénomène physique

$$y = f(p_1, \dots, p_p)$$

y	Sortie
f	Fonction
p_i	Paramètres

alors un plan d'expérience a pour but de décrire cette sortie à l'aide d'une fonction linéaire des valeurs des seuils de ces paramètres et de leurs interactions :

Équation 166: Décomposition d'une fonction dans une base orthogonale (x_1, \dots, x_p)

$$y = a_0 + \sum_{i=1}^p a_i x_i + \sum_{1 \leq i < j \leq p} a_{ij} x_i x_j + \dots + a_{i\dots p} x_1 \dots x_p$$

$$y = X \wedge A$$

y	Sortie
a_i	Coefficients
x_i	Valeur des seuils
X	Matrice des valeurs normées des paramètres
A	Matrice des coefficients des paramètres

Avec

Équation 167: Matrice des seuils

$$X = [1 \ x_1 \ \dots \ x_p \ \dots \ x_{12} \ \dots \ x_{p(p-1)} \ \dots \ x_{1\dots p}]$$

Et

Équation 168: Matrice des inconnues

$$A = \begin{bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ \dots \\ a_{1\dots p} \end{bmatrix}$$

Chaque terme a une signification propre :

- a_0 représente la réponse moyenne du phénomène étudié
- a_i représente la contribution du $i^{\text{ème}}$ paramètre d'entrée
- a_{ij} représente la contribution des interactions d'ordre 1 entre les paramètres i et j

Annexe A : Plan d'expériences

- $a_{1..p}$ représente la contribution de l'interaction d'ordre $p-1$ entre tous les paramètres concernés.
- x_i représente le $i^{\text{ème}}$ facteur pris à sa valeur haute ou basse.

Cette notation permet d'exprimer la réponse y en fonction des inconnues a_i , a_{ij} , etc. La valeur a_0 représente la réponse du système au centre de l'étude.

Un plan d'expérience complet nécessite $2^{\text{nombre de paramètres}}$ essais différents pour déterminer l'action individuelle de chaque paramètre et des différentes interactions. Le tableau comportant les caractéristiques des seuils de chaque essai est une matrice d'expérience. Celle-ci se construit mathématiquement en fonction des seuils des différents paramètres. Les colonnes représentant les effets principaux sont orthogonales entre elles et les colonnes représentant les interactions sont le produit terme à terme des colonnes des effets concernés. Dans le cas d'un plan 2^3 , on obtient :

Tableau 33: Matrice d'un plan d'expérience 2^3

a_0	Facteur 1 x_1	Facteur 2 x_2	Facteur 3 x_3	Interaction 12 x_{12}	Interaction 13 x_{13}	Interaction 23 x_{23}	Interaction 123 x_{123}
+1	+1	+1	+1	+1	+1	+1	+1
+1	+1	+1	-1	+1	-1	-1	-1
+1	+1	-1	+1	-1	+1	-1	-1
+1	+1	-1	-1	-1	-1	+1	+1
+1	-1	+1	+1	-1	-1	+1	-1
+1	-1	+1	-1	-1	+1	-1	+1
+1	-1	-1	+1	+1	-1	-1	-1
+1	-1	-1	-1	+1	+1	+1	-1

Les réponses extraites des expériences peuvent être représentées sous la forme d'une fonction linéaire des paramètres et de leurs interactions. Cette fonction prend la forme suivante :

Équation 169: Résultat de l'essai exprimé en fonction des coefficients du plan d'expérience.

$$y = a_0 + a_1x_1 + a_2x_2 + a_3x_3 + a_{12}x_{12} + a_{23}x_{23} + a_{13}x_{13} + a_{123}x_{123}$$

y	Sortie
a_i	Coefficient
x_i	Valeur du seuil

La détermination des différents facteurs a_i consiste en la résolution d'un système matriciel entre les différentes matrices y , X et F . Afin de simplifier les notations, un formalisme est appliqué. La colonne de seuils du $i^{\text{ème}}$ facteur est notée \mathbf{i} (i gras) et le signe ' \cdot ' indique un produit terme à terme entre deux colonnes. Du fait de la méthode de construction des colonnes, deux propriétés peuvent être énoncées.

Propriété 1 : Le produit terme à terme des éléments d'une même colonne produit une colonne identité c'est-à-dire qui n'est composée que d'éléments +1.

Équation 170: Produit du contenu de deux colonnes

$$i \cdot i = I$$

i	Colonne de seuil du $i^{\text{ème}}$ paramètre
I	Colonne ne contenant que des signes positifs, colonne identité.

Propriété 2 : Le produit terme à terme des éléments de plusieurs colonnes est commutatif.

$$1 \cdot 2 = 2 \cdot 1$$

1	$1^{\text{ère}}$ Colonne de seuils du plan d'expériences
2	$2^{\text{ème}}$ Colonne de seuils du plan d'expériences

2. Aliases et contrastes

Les matrices complètes renseignent tous les coefficients des facteurs et de leurs interactions. Cependant, le poids des interactions chute rapidement avec l'ordre de celles-ci. A partir du second rang, il est d'usage de considérer les interactions comme nulles (Goupy, 2000). Il est alors possible d'introduire des paramètres supplémentaires à étudier dans un plan d'expérience sans réaliser d'expériences supplémentaires. En associant, un paramètre supplémentaire avec une des interactions des paramètres de bases, il est possible d'étudier l'effet global du nouveau paramètre et de cette interaction sur le résultat des expériences menées. Cette association d'un paramètre et d'une interaction est une alias. Dans le cas d'un plan d'expérience 2^3 , présenté tableau 33, il est possible d'étudier un paramètre supplémentaire x_4 en l'associant à l'interaction des trois paramètres de base, x_{123} . Le plan d'expériences se note alors 2^{4-1} , ce qui signifie que le plan réalisé est à 2 niveaux, que quatre paramètres sont étudiés mais que l'un d'entre eux est aliasé. L'aliasé d'un paramètre avec une interaction modifie le sens du plan d'expérience. Des interactions entre le paramètre ajouté et ceux déjà présents apparaissent dans tous les coefficients a_i du polynôme sensé exprimer le résultat des essais en fonction de la valeur des seuils appliqués. Il devient :

Équation 171: Résultat de l'essai exprimé en fonction des contrastes du plan d'expérience aliasé

$$y = l_0 + l_1x_1 + l_2x_2 + l_3x_3 + l_4x_4 + l_{12}x_{12} + l_{23}x_{23} + l_{13}x_{13}$$

y	Sortie
l_i	Contraste
x_i	Valeur du seuil

Les nouveaux coefficients déterminés sont appelés *contrastes* et dépendent des paramètres purs mais également des interactions entre ces paramètres et celui ajouté au plan. Leur connaissance est primordiale pour déterminer l'influence propre de chaque facteur.

Etant donné que le paramètre supplémentaire est étudié en même temps qu'une interaction, les valeurs des seuils appliquée à chaque essais suivent celles de l'interaction. En notant en caractère gras la colonne du plan d'expérience du paramètre considéré,

Équation 172 : Définition des seuils du nouveau paramètre

$$\mathbf{x}_4 = x_{123}$$

L'équation 172 est l'écriture mathématique des phrases précédentes. Par construction, la colonne représentant une interaction entre plusieurs paramètre est construite en effectuant le produit terme à terme des colonnes de chaque paramètres.

Équation 173 : Décomposition des valeurs de seuil de l'interaction entre les paramètres x_1 , x_2 et x_3 .

$$x_{123} = x_1 \cdot x_2 \cdot x_3$$

Il vient alors :

Équation 174 : Définition des valeurs de seuils du nouveau paramètre en fonction de celles des paramètres déjà présents

$$\mathbf{x}_4 = x_1 \cdot x_2 \cdot x_3$$

A partir de ce point, le signe '.' est sous-entendu. L'équation 174 sert de base à la détermination des interactions entre les quatre paramètres qui s'ajoutent aux effets purs de chaque paramètre.

Il est possible de multiplier chaque membre de l'équation 174 par \mathbf{x}_4 :

Équation 175 : Produit des termes de l'équation 9 avec ceux des seuils du paramètre x_4

$$\mathbf{x}_4 \mathbf{x}_4 = x_4 x_1 x_2 x_3$$

A l'aide de la propriété 1, l'équation 175 devient :

Équation 176 : Générateur d'alias

$$I = x_1 x_2 x_3 x_4$$

L'équation 176 est un générateur d'alias. Cette équation permet de déterminer quelles sont les interactions étudiées en même temps que les effets purs en calculant le produit terme à terme de la colonne de chaque paramètre avec les deux membres de l'équation 176. Dans le cas du paramètre x_1 , il vient :

Équation 177 : Expression de l'interaction associée au paramètre x_1

$$x_1 = x_1 x_1 x_2 x_3 x_4$$

En employant la propriété 1, cette équation devient :

Équation 178 : Résultat de l'expression de l'interaction associée au paramètre x_1

$$x_1 = x_2 x_3 x_4$$

L'équation 178 signifie que l'interaction entre les paramètres 2, 3 et 4 est étudiée en même temps que l'effet pur du paramètre x_1 . Cette démarche permet de déterminer les différents contrastes liants les paramètres et les interactions.

Tableau 34 : Signification des contrastes

Contraste	Signification
I₁	$X_1 + X_{234}$
I₂	$X_2 + X_{134}$
I₃	$X_3 + X_{124}$
I₄	$X_4 + X_{123}$
I₁₂	$X_{12} + X_{34}$
I₂₃	$X_{23} + X_{14}$
I₁₃	$X_{13} + X_{24}$

ANNEXE 2 : CAMERA THERMIQUE

Cette annexe les phénomènes impliqués dans la mesure d'une température par une caméra infrarouge.

1. Définitions des grandeurs de flux thermique émis par la nappe

La mesure de la température par l'estimation du flux thermique est rendue possible par un transfert d'énergie entre la surface observée vers le capteur. La figure 139 décrit la géométrie du système. Un élément de surface de surface du capteur dS' « voit » un élément de la surface du liquide dS sous un angle θ_2 . La normale de cet élément de surface du liquide forme elle-même un angle θ_1 avec la droite reliant les deux éléments de surface.

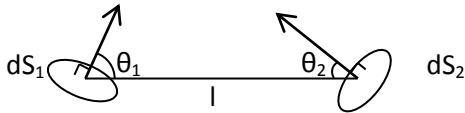


Figure 139: Schématisation du système Source - Capteur.

Le flux reçu par le capteur est une fraction du flux émis par la source. Cette fraction dépend d'un terme géométrique, l'étendue géométrique et d'un terme énergétique, la luminescence de la surface.

Le flux unitaire reçu peut être alors exprimé sous la forme :

Équation 179: Flux unitaire reçu par l'élément de surface dS'

$$d^2\Phi = \frac{L(dS_1 \cos(\theta_1) dS_2 \cos(\theta_2))}{l^2}$$

L	Luminance	$W.m^{-2}.s^{-1}$
l	Distance entre les deux surfaces	m
ϑ_1	Angle entre la normale de dS et l'axe d'observation	rad
ϑ_2	Angle entre la normale de dS_2 et l'axe d'observation	rad
Φ	Flux	W

En posant la définition suivante pour l'angle solide, il vient :

Équation 180: définition de l'angle solide (sr)

$$d\Omega = \frac{dS_2 \cos(\theta_2)}{l^2}$$

l	Distance entre les deux surfaces	m
ϑ_2	Angle entre la normale de dS_2 et l'axe d'observation	rad
Ω	Angle solide	sr

Équation 181: Expression du flux reçu en fonction de la surface émettrice et de l'angle solide

$$d^2\Phi = LdS_1 \cos(\theta_1) d\Omega$$

L	Luminance	$W.m^{-2}.s^{-1}$
ϑ_1	Angle entre la normale de dS et l'axe d'observation	rad
Φ	Flux	W
Ω	Angle solide	sr

La luminance est le flux unitaire par unité de surface émettrice et unité d'angle solide. Le flux émis par une surface S et dans l'angle solide Ω se calcule alors selon la formule :

Équation 182: Flux total émis sur une surface S dans un angle solide Ω

$$\Phi = \int_S \int_{\Omega} L \cos(\theta) dS d\Omega$$

L	Luminance	$W.m^{-2}.s^{-1}$
ϑ_1	Angle entre la normale de dS et l'axe d'observation	rad
Φ	Flux	W
Ω	Angle solide	sr

Ces flux d'énergie obéissent aux lois de l'optique. C'est-à-dire qu'un flux incident, qu'il soit monochromatique ou polychromatique, éclairant une surface S voit une partie de son énergie réfléchi ($\Phi_{\Lambda}^r = P_{\Lambda} \Phi_{\Lambda}^i$), transmise ($\Phi_{\Lambda}^t = \tau_{\Lambda} \Phi_{\Lambda}^i$) et absorbée ($\Phi_{\Lambda}^a = \alpha_{\Lambda} \Phi_{\Lambda}^i$). La somme des facteurs de

transmission, de réflexion et d'absorption est égale à l'unité. Un quatrième facteur, l'émissivité, intervient dans la mesure, ce facteur correspond au rapport entre le flux émis par la surface à la température à laquelle elle se trouve et le flux qu'émettrait un corps noir s'il était placé à cette même température.

Équation 183: Définition de l'émissivité en fonction du flux

$$\epsilon_{\lambda}(T) = \frac{\Phi_{\lambda}^e}{\Phi_{\lambda}^{cn}}$$

Φ_{λ}^{cn}	Flux émis par un corps noir à la longueur d'onde λ	rad
Φ_{λ}^e	Flux émis par la surface à la longueur d'onde λ	W
ϵ_{λ}	Emissivité à la longueur d'onde λ	-

L'émissivité est une grandeur sans unité comprise entre 0 et 1. A la différence des coefficients précédents qui sont uniquement fonction de la longueur d'onde, l'émissivité est fonction de la température de la surface. Kirchhoff a démontré l'égalité des coefficients d'absorption α_{λ} et ϵ_{λ} et propose une nouvelle formulation de l'émissivité non plus en fonction des flux mais en fonction des luminances.

Équation 184: Définition de l'émissivité en fonction des luminances

$$\epsilon_{\lambda}(T) = \frac{L_{\lambda}(T)}{L_{\lambda}^{cn}(T)}$$

L_{λ}	Luminance émise par la surface à la longueur d'onde λ	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
L_{λ}^{cn}	Luminance émise par un corps noir à la longueur d'onde λ	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
ϵ_{λ}	Emissivité à la longueur d'onde λ	-

Un corps noir est un objet dont les coefficients de transmission optique et de réflexion sont nuls. Seul reste celui d'absorption, qui, d'après la loi de Kirchhoff est également égal à l'émissivité. La luminance monochromatique émise par un corps noir a été déterminée par Planck qui établit la formule suivante :

Équation 185: Luminance d'un corps noir - Equation de Planck.

$$L_{\Lambda}^{cn}(\lambda, T) = \frac{2c^2 h \Lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{ch}{k\Lambda T}\right) - 1}$$

c	Célérité de la lumière	$m.s^{-1}$
H	Constante de Planck	$m^2.kg^{-1}.s^{-1}$
K	constante de Boltzmann	$m^2.kg.s^{-2}.K^{-1}$
L_{Λ}^{cn}	Luminance émise par un corps noir à la longueur d'onde Λ	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
T	Température du corps	K
Λ	Longueur d'onde	m^{-1}

La luminance totale entre deux longueurs d'onde peut être déterminée en intégrant la formule précédente.

Dans le cas de la surface d'un matériau semi transparent, la luminance émise est issue non seulement de la surface observée mais également d'une certaine profondeur. Elle fait intervenir l'indice complexe de réfraction :

Équation 186: Indice de réfraction complexe

$$n_{\Lambda}^* = n_{\Lambda} - jk_{\Lambda}$$

J	$j^2 = -1$	
k_{Λ}	Coefficient d'absorption	m^{-1}
n_{Λ}	indice de réfraction	-
n_{Λ}^*	Indice de réfraction complexe	-

La partie réelle de ce coefficient est le coefficient de réfraction optique tandis que la partie imaginaire est le coefficient d'absorption du liquide. L'intensité du rayonnement à une distance x du bord vaut :

Équation 187: Intensité à une profondeur x

$$I(x) = I_0 \exp(-k_{\Lambda} x)$$

I	Intensité lumineuse	cd
I_0	Intensité lumineuse à la surface	cd
k_{Λ}	Coefficient d'absorption	m^{-1}
X	Profondeur	m

D'après Cabannes, l'épaisseur de liquide qui contribue à 90% du flux reçu par le récepteur de la caméra correspond à une couche de liquide d'épaisseur $\frac{2.3}{k_\lambda}$. Il est établi qu'il existe un gradient thermique entre la surface du liquide et le cœur de celui-ci mais les différences de température (<3K) sont suffisamment faibles pour que l'émissivité et la luminance soient considérées comme uniformes dans cette zone. Il est alors possible de déterminer l'émissivité en discrétisant le milieu en lames d'épaisseur 'd'. L'émissivité peut alors être calculée en fonction des propriétés de transmission et de réflexion du dioptre ainsi créé.

Équation 188: Emissivité dans le cas d'un objet semi transparent.

$$\epsilon_{\Lambda d} = \frac{\tau_{\Lambda\infty}(1 - \exp(-k_\Lambda d))}{1 - P_{\Lambda\infty} \exp(-k_\Lambda d)}$$

D	<i>Epaisseur de la lame de fluide considérée</i>	m
k_Λ	<i>Coefficient d'absorption</i>	m^{-1}
$\epsilon_{\Lambda d}$	<i>Emissivité de la lame d'épaisseur d à la longueur d'onde λ</i>	-
$P_{\Lambda\infty}$	<i>Coefficient de réflexion</i>	
$\tau_{\Lambda\infty}$	<i>Coefficient de transmission</i>	

Pour plus de détails concernant le rayonnement des matériaux semi transparents, le lecteur peut se reporter à Huetz-Aubert & al (Huetz-Aubert, Klarsfeld, & De Dianous, 1995).

Les méthodes de détermination de l'émissivité sont décrites dans différents ouvrages (Hervé, 2005) mais sont plus adaptées à des corps chauds et solides qu'à des liquides froids. La méthode de détermination de l'émissivité de l'acétone est décrite ultérieurement.

3. Sources d'erreur dans la mesure

La luminance incidente sur la caméra est la somme de différentes sources :

Équation 189: Luminance mesurée par le capteur.

$$L_{mes} = (\epsilon_\Lambda L_\Lambda^{cn}(T) + (1 - \epsilon_\Lambda) L_\Lambda^{cn}(T_{env})) \tau_\Lambda^{air} + (1 - \tau_\Lambda^{air}) L_\Lambda^{cn}(T_{air})$$

$L_\Lambda^{cn}(T_i)$	<i>Luminance du corps noir à la longueur d'onde Λ et à la température T considérée</i>	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
L_{mes}	<i>Luminance mesurée</i>	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
ϵ_Λ	<i>Emissivité du liquide</i>	-
τ_Λ^{air}	<i>Coefficient de transmission de l'air</i>	-

Elle est la somme des luminances émises par

- la nappe à la température T
- l'environnement
- les différentes températures dans l'environnement et réfléchies par la nappe

Ces trois luminances sont pondérées par le coefficient de transmission dans l'air.

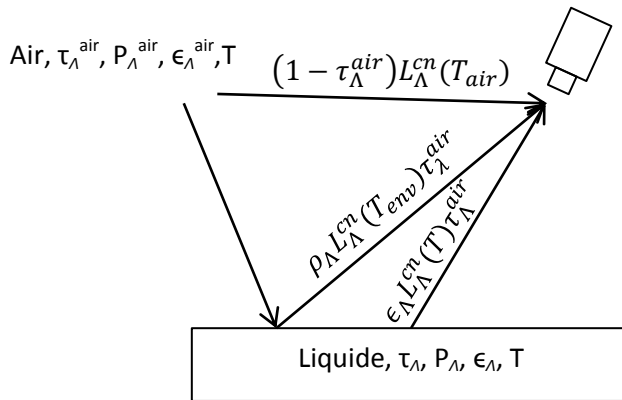


Figure 140: Schématisation des flux incidents sur la caméra

Deux simplifications peuvent être réalisées sous certaines conditions.

- Dans le cas d'un objet beaucoup plus chaud que son environnement, le terme $P_\lambda L_\Lambda^{cn}(T_{env})$ peut être négligé par rapport à $\epsilon_\lambda L_\Lambda^{cn}(T)$.
- Dans le cas où le capteur et la surface sont très près l'un de l'autre, le coefficient de transmission de l'air approche l'unité, d'où

$$L_{mes} = \epsilon_\lambda L_\Lambda^{cn}(T) + (1 - \epsilon_\lambda) L_\Lambda^{cn}(T_{env})$$

$L_\Lambda^{cn}(T_i)$	Luminance du corps noir à la longueur d'onde Λ et à la température T considérée	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
L_{mes}	Luminance mesurée	$W.m^{-2}.sr^{-1}$
ϵ_λ	Emissivité du liquide	-
τ_λ^{air}	Coefficient de transmission de l'air	-

La première hypothèse n'est pas applicable par contre la seconde est valable. Une condition apparaît sur la différence de température entre nappe et environnement ou l'émissivité pour assurer une mesure juste. Cabannes évoque le critère $\epsilon_\lambda L_\Lambda^{cn}(T) > 0.5 L_{mes}$ et la relation entre les températures apparaît après un court calcul.

Annexe 2 : Caméra thermique

L'angle d'observation de la scène thermique joue également un rôle important. Pajani (Pajani, 2001) rapporte que l'émissivité varie peu jusqu'à un angle de 40° entre la normale de la surface et l'axe d'observation.

ANNEXE 3 : PARTICLE IMAGE VELOCIMETRY

Le principe des mesures par Particle Image Velocimetry (PIV) repose sur une mesure de la distance parcourue par des particules entre deux impulsions d'une nappe laser. Les particules présentes dans l'airensemencé sont illuminées par cette nappe et photographiées par la caméra rapide. La mesure de la vitesse de la particule est alors déterminée en comparant les deux images prises.

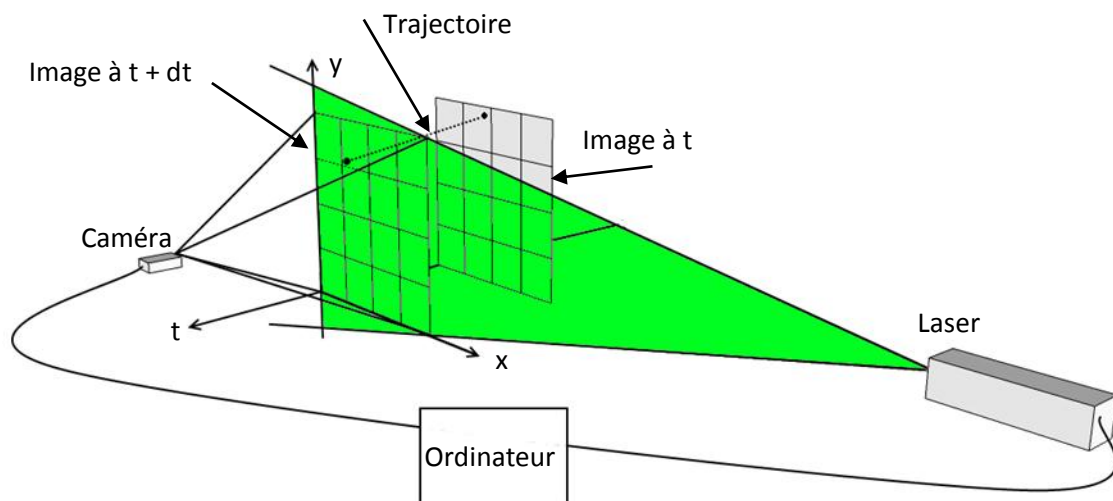


Figure 141: Schématisation du principe de la technique PIV

Afin d'obtenir l'allure de l'écoulement moyen, plusieurs centaines de couples d'images sont nécessaires. Le procédé de PIV est régi par plusieurs hypothèses et contraintes

- La nappe laser doit être exactement dans l'axe de l'écoulement.
- Il s'agit d'une mesure plane. Pour connaître les vitesses dans la dernière dimension spatiale, il est nécessaire d'effectuer d'autres mesures sur des plans différents ou de supposer une invariance par translation.
- Le point d'intensité lumineuse I sur l'image prise à l'instant t et celui, très proche, pris sur l'image à $t+dt$ représentent la même particule.

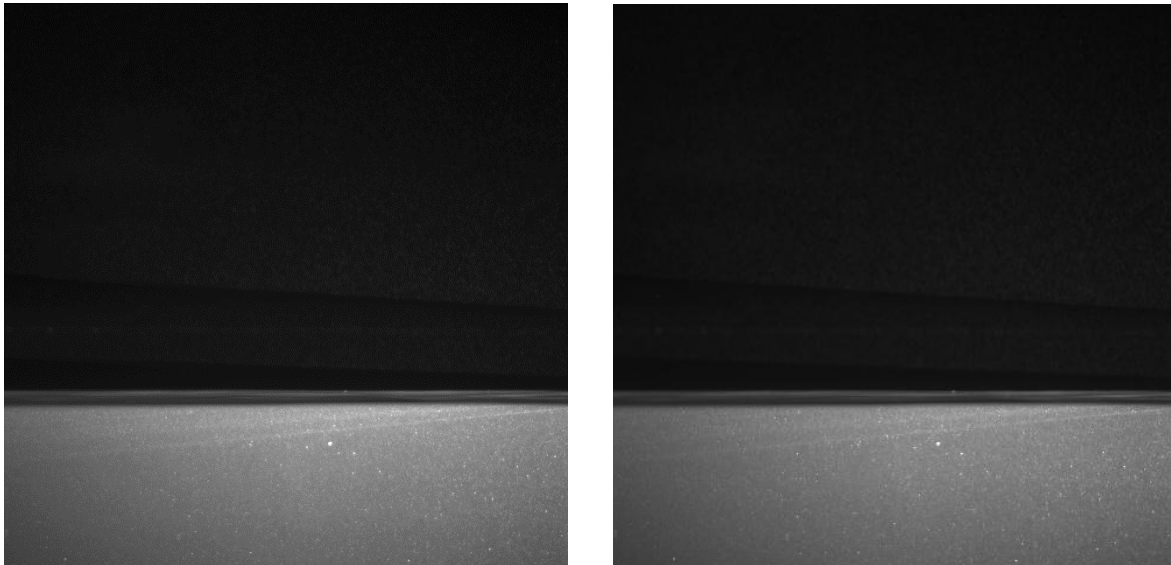


Figure 142: Deux images d'un couple d'impulsions.

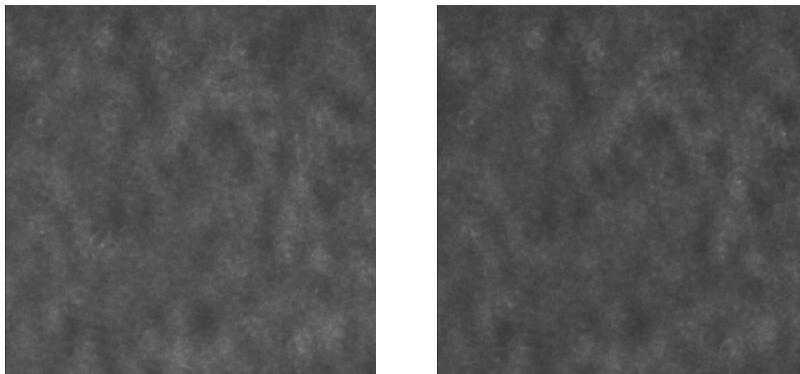


Figure 143: Détail de la même zone sur chacune des deux images.

La figure 142 présente les deux images issues d'un doublet d'impulsions. Ces images ont été prises dans le cas d'une marche d'une hauteur de 3 cm entre le bord du bac et la surface du liquide. La partie claire apparaissant sur chacune des deux images est le liquide. La différence de luminosité sur les deux images est due au fait que le temps d'impulsion du laser est différent sur les deux images. Une zone a été détaillée figure 143 sur laquelle les paquets de particules ne sont pas à la même place.

Les matériels spécifiques à la PIV sont un laser pulsé, une caméra et le matériel informatique pour synchroniser les deux. Dans le cadre des essais réalisés, les caractéristiques des différents matériels sont les suivants :

Caméra	
Modèle	HiSence 4MC
Taille du capteur	2048 x 2048
Fréquence max d'acquisition	10Hz

Laser	
Type et fabricant	Litron Laser
Source	nd-Yag
Longueur d'onde	532 nm
Fréquence max	15Hz
Puissance	250 mJ

Le pilotage est effectué et les données acquises par le logiciel Dynamic studio développé par la société Dantec Dynamics. Le traitement d'image est également réalisé par cet outil informatique. Plusieurs points méritent d'être développés. Comme annoncé précédemment, l'analyse des images est réalisée en comparant les deux images prises lors d'un doublet d'impulsions. Cette analyse est réalisée en discrétisant chaque matrice de données en surfaces élémentaires et en imposant un recouvrement. Ces zones nécessitent un pré dimensionnement dans la mesure où elles servent de base aux calculs de trajectoire des particules. Les deux paramètres pouvant être modifiés sont la taille des côtés de chaque surface unitaire et la durée entre les deux impulsions laser. Afin que suffisamment de particules soient restées dans une surface unitaire entre deux pulsations laser, il est choisi que le déplacement moyen des particules doit être de l'ordre de 1/3 du côté de la surface unitaire. Dans l'étude qui a été menée, le côté de chaque élément unitaire est de 32 pixels avec un taux de recouvrement de 25%. La longueur parcourue par les particules doit être égale à xx µm. La gamme de longueur des coté des zones d'étude est compris entre 16 et 256 pixels.

1.1 Coefficient de corrélation croisé

Afin de déterminer s'il y a assez d'information contenue dans le couple d'image, la corrélation existant entre les deux éléments de surface est calculée avec la formule suivante :

$$\sigma = \frac{1}{N + 1} \sum_{i=1}^N \frac{(F_1(x, y) - \bar{F}_1)(F_2(x, y) - \bar{F}_2)}{\sigma_1 \sigma_2}$$

Figure 144: Facteur de corrélation entre deux zones unitaires de l'image.

σ	Coefficient de corrélation croisé
$F_1(x, y)$	
$F_2(x, y)$	
\bar{F}_1	
\bar{F}_2	
σ_1	Déviatoin standard
σ_2	

Ce coefficient appartient à l'intervalle $[-1;1]$. Plus celui-ci est proche de 1 plus l'information est disponible dans la zone d'étude. Un coefficient de corrélation croisé supérieur à 0.6 contient suffisamment de données pour pouvoir être considéré comme valide.

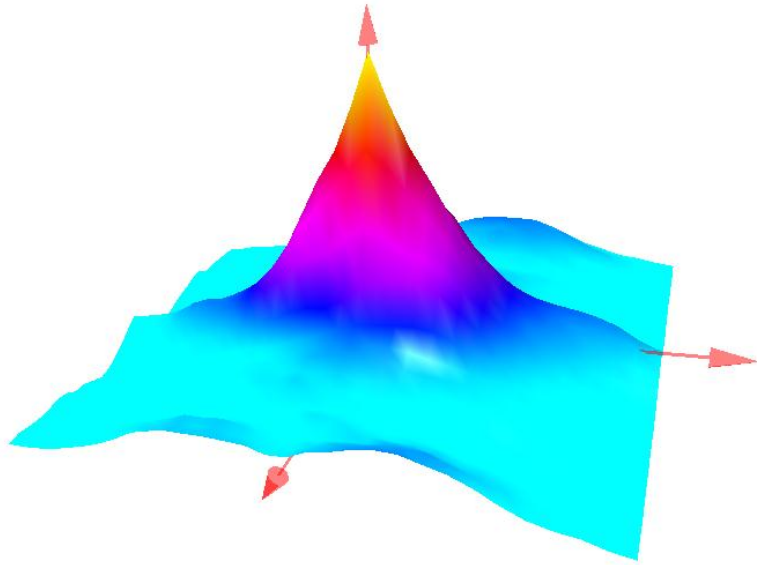


Figure 145: Coefficient de corrélation croisé entre les deux images précédentes.

<i>Hauteur du pic (valeur du coefficient de corrélation croisé)</i>	<i>0.93</i>
<i>Rapport Signal/Bruit</i>	<i>10.97</i>
<i>Position di pic</i>	<i>0;-0.1</i>

A partir de ces informations, la cartographie des vitesses est réalisée à l'aide des éléments unitaires indéformables. Cette méthode permet de déterminer d'une façon précise les mouvements de particules dont les évolutions spatiales sont faibles du fait de la rigidité des surfaces unitaires. Le type de cartographie résultant de cette analyse est présenté figure 140.

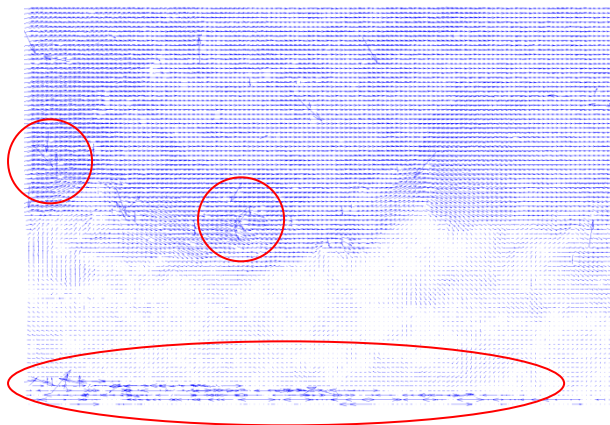


Figure 146: Cartographie des vitesses - Corrélation croisée avec des fenêtres de 32 pixels de coté

Différentes zones présentent des vitesses anormalement élevées. Ces erreurs peuvent être dues à une mauvaise géométrie des surfaces unitaires. Pour pallier à ce problème une autre technique de corrélation basée sur le raffinement successif de la taille des zones est employée.

1.2 Corrélation adaptative.

Il est possible d'adapter la forme des zones unitaires de manière itérative en se basant sur l'évolution du gradient de vitesse déterminé sur les zones dans lesquelles les surfaces de base sont suffisantes. Le résultat consiste à définir la taille de zone finale souhaitée et le nombre d'incrément. La surface de la zone unitaire initiale est de 2^N fois la surface de la zone unitaire finale où N est le nombre d'itérations. Afin de ne pas perdre de particules, un taux de recouvrement de 50% peut être employé. Le fait que chaque itération ait une influence sur les calculs ultérieurs permet de lisser les résultats et de déduire ceux-ci des vecteurs voisins lorsque l'information vient à manquer.

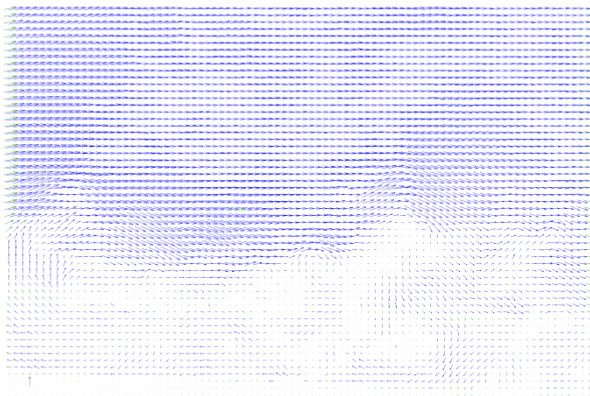


Figure 147: Cartographie des vitesses - Corrélation adaptative avec des fenêtres finales de 32 pixels de côté

La figure 147 présente les résultats dans le cas de l'analyse de la même image que celle de la figure 140 avec la méthode de corrélation adaptative. Il ressort que les vecteurs anormaux ont disparus. Une autre technique employée pour raffiner les résultats consiste à déformer les fenêtres unitaires selon les gradients de vitesse déjà calculés. Dans le cas d'une fenêtre rigide, les translations uniformes sont bien détectées car les mouvements dans la surface unitaires n'affichent pas de gradient. Lorsque le calcul du coefficient de corrélation est effectué sur une surface possédant un gradient de vitesse, le résultat est une corrélation des deux zones faible et une augmentation du bruit.

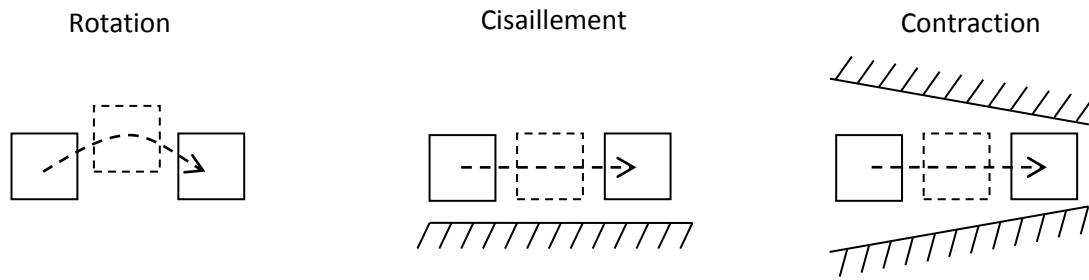


Figure 148: Fenêtre normale d'interrogation dans l'image

L'emploi de surfaces adaptatives permet de suivre les gradients de vitesse et de calculer les coefficients de corrélation sur des zones contenant les mêmes particules améliorant ainsi les coefficients de corrélation

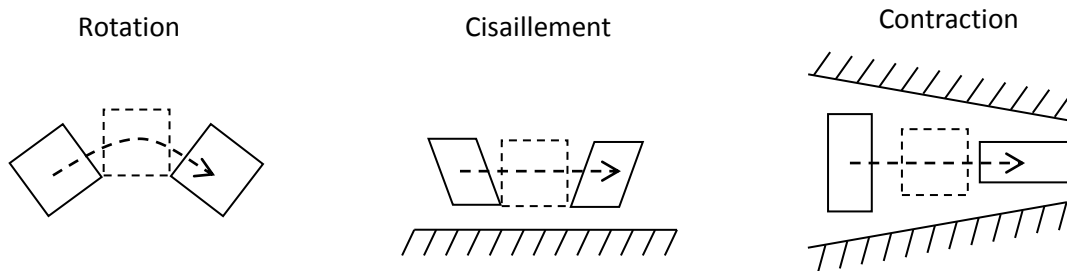


Figure 149: Fenêtre adaptative

ANNEXE 4 : PRINCIPE DE L'ANALYSE DE VARIANCE

Le principe de l'analyse de la variance d'un modèle consiste à déterminer l'influence de la variance d'un paramètre d'entrée sur la variance de sa sortie. Afin de déterminer la part de variance due à un paramètre d'entrée particulier, celui-ci est figé et la variance résultante est calculée. Ce type de variance est une variance conditionnelle. Les indices statistiques associés sont des rapports entre les variances totales et conditionnelles. La variance conditionnelle de Y sachant que le paramètre Xi vaut xi* se note :

Équation 190: variance conditionnelle

$$V(Y|X_i = x_i^*)$$

Le choix de la valeur xi* est le principal inconvénient de cet estimateur. Pour contourner ce problème, l'espérance mathématique de ce paramètre pour toutes les valeurs xi possibles est étudiée :

Équation 191: espérance de la variance conditionnelle.

$$E[V(Y|X_i)]$$

Cette expression est l'un des termes de la variance totale du système : d'après le théorème de la variance totale, il est possible de décomposer la variance totale comme la somme de la variance de l'espérance conditionnée et de l'espérance de la variance conditionnée:

Équation 192: expression de la variance selon le théorème de la variance totale

$$V(Y) = V(E[Y|X_i]) + E[V(Y|X_i)]$$

Un estimateur statistique du poids de la variance du paramètre d'entrée Xi par rapport à la réponse de la corrélation est l'indicateur statistique suivant :

Équation 193: Indice statistique retenu pour exprimer les résultats de l'étude de sensibilité globale

$$S_{X_i} = \frac{V(E[Y|X_i])}{V(Y)}$$

Dans le but de déterminer ces indices, les expressions que l'on souhaite analyser doivent être projetées sur une base dont chaque dimension est portée par l'un des paramètres composant la

corrélation. Si les paramètres sont indépendants entre eux, la base est alors une base orthogonale dont la dimension est déterminée par le nombre de paramètres à étudier. On pose alors :

Équation 194: Définition d'un modèle

$$\begin{aligned} f: \mathbb{R}^p &\rightarrow \mathbb{R} \\ X &\rightarrow Y(X) \end{aligned}$$

où f est la fonction à étudier.

Dans le cas des corrélations déterminant coefficient de flux d'évaporation, trois paramètres indépendants sont présents :

- Température du liquide
- Vitesse du vent
- Longueur de la nappe

La base de départ est donc d'ordre 3. La décomposition d'une fonction sur une base orthogonale est justifiée par Sobol :

Proposition de Sobol : Si une fonction à valeurs réelles est intégrable sur $[0; 1]^p$, elle admet une unique décomposition telle que :

Équation 195: Décomposition de Sobol d'une fonction à valeurs réelles sur $[0; 1]^p$

$$f(x_1, \dots, x_p) = f_0 + \sum_{i=1}^p f_i(x_i) + \sum_{1 \leq i < j \leq p} f_{ij}(x_i, x_j) + \dots + f_{i\dots p}(x_1, \dots, x_p)$$

Avec la propriété suivante $\forall i_k \in [i_1; i_n]$ et $\forall \{i_1, \dots, i_n\} \in [1; p]$:

Équation 196: Propriété assurant l'orthogonalité de la projection.

$$\int_0^1 f_{i_1 \dots i_n}(x_{i_1}, \dots, x_{i_n}) dx_{i_k} = 0$$

Cette propriété (équation 196) permet de justifier de l'orthogonalité des différentes fonctions : l'intégrale de chaque fonction f_i par rapport à l'une de ses variables est nulle.

Il est possible d'effectuer un changement de variable sur chaque corrélation pour qu'elles remplissent la contrainte de voir leurs valeurs comprises entre 0 et 1. Elles peuvent donc être décomposées de la même manière que l'équation 195 :

Équation 197: Expression du modèle d'après la décomposition de Sobol

$$Y = f(X) = f_0 + \sum_{i=1}^p f_i(X_i) + \sum_{1 \leq i < j \leq p} f_{ij}(X_i, X_j) + \dots + f_{i\dots p}(X_1, \dots, X_p)$$

Les fonctions f sont continues sur l'intervalle $[0 ; 1]^p$, leur espérance se calcule via la formule :

Équation 198: Espérance de la fonction précédente

$$E(Y) = \int_0^1 f(x) dx = \int_0^1 f_0 dx + \sum_{i=1}^p \int_0^1 f_i(X_i) dx_i + \dots + \int_0^1 f_{i\dots p}(X_1, \dots, X_p) dx$$

D'après l'équation 196,

Équation 199: Espérance mathématique du modèle

$$E(Y) = f_0$$

Afin de réaliser l'étude de sensibilité globale, il est nécessaire de calculer la variation entre la variance totale et la variance conditionnelle lorsque le paramètre d'entrée est fixé à une valeur particulière :

Les corrélations proposées sont toutes des fonctions continues dans R^3 dans R sur les intervalles considérés. Les paramètres retenus étant indépendants, il est possible d'appliquer la décomposition de Sobol sur ces modèles et d'appliquer le théorème de Sobol de décomposition de la variance. La variance d'un modèle à p entrées indépendantes s'écrit alors

Équation 200: Expression de la variance d'après le théorème de Sobol

$$V = \sum_{i=1}^p V_i + \sum_{1 \leq i < j \leq p} V_{ij} + \dots + V_{1..p}$$

Où

$$V_i = V(E[Y|X_i])$$

$$V_{ij} = V(E[Y|X_i, X_j]) - V_i - V_j$$

Les indices V_i représentent la variance due à un seul paramètre tandis que les V_{ij} représentent les interactions de ces deux paramètres.

Serge FORESTIER

LIQUID POOL EVAPORATION STUDY AFTER INDUSTRIAL TANK LOSS OF CONTAINMENT

Speciality: Environmental Engineering

Keywords : Liquid pool evaporation, Mass transfer coefficient, Liquid surface temperature, natural convection in an evaporating liquid

Abstract : This work belongs to a research project between CEA and ARMINE (LGEI center/ Ecole des Mines d'Alès). It aims at increasing comprehension of physical mechanism generating when a liquid pool (either flammable or toxic parked under atmospheric pressure) evaporates after loss of containment. An experimental design is realized in order to express some characteristics of evaporation phenomena (initial evaporation rate, steady evaporation rate and duration of unsteady evaporation rate) as a function of initial liquid and soil temperature, wind velocity, air temperature and initial liquid thickness. Heat fluxes exchanged between the pool and its environment are either measure or computed.

Experimental evaporation rates are compared to those predicted by correlations available in the literature. Two sensitivity analyses are performed and their results are confronted to those from experimental design. It allows determining if the importance of the different experimental parameters is the same from the correlations to the phenomena itself.

Temperature measurements in liquid thickness highlight the presence of natural convection cells. Besides, mean surface temperature is computed from measurements of heat fluxes exchanged between the pool and its environment. From the different results, several points are investigated:

- the shift between heat and mass balance equations according to the temperature employed to compute them
- the difference between the liquid bulk and liquid surface temperature, barely taken into account in correlations
- the noteworthy role of natural convection in the evaporation phenomena.

A last chapter studies the surface temperature distribution thanks to an infrared thermometer. Homogeneous temperatures areas appear in the case of cavity flows. The presence of different temperature areas implies that evaporation kinematic is not uniform in the whole surface. From these result the mass transfer coefficient is studied as a function of the step height between the top of the cavity and the liquid surface. It concludes to a mass transfer coefficient decrease non modeled by the different correlations in the literature.

Serge FORESTIER

ETUDE DE L'EVAPORATION D'UN LIQUIDE REPANDU AU SOL SUITE A LA RUPTURE D'UN STOCKAGE INDUSTRIEL

Spécialité: Génie de l'Environnement

Mots clefs : Evaporation de nappes de liquide, coefficient de transfert de matière, température de surface de liquide, convection naturelle dans un liquide s'évaporant

Résumé : Ce travail de thèse s'inscrit dans le cadre d'un projet de recherche entre le CEA et ARMINES (Centre LGEI/ Ecole des Mines d'Alès). Il vise à améliorer la connaissance des mécanismes physiques se produisant lorsque qu'une nappe de liquide (inflammable et/ou toxique stocké à pression atmosphérique) s'évapore suite à la rupture de son stockage. La démarche expérimentale employée consiste à réaliser un plan d'expériences visant à exprimer le débit d'évaporation initial d'une nappe sous différentes conditions initiales de température de liquide et de sol, sous différentes vitesse d'écoulement, de température d'air et selon différentes épaisseurs initiales de liquide. Les différents flux thermiques échangés entre la nappe et son environnement, la température de la nappe et le débit d'évaporation sont mesurés et quantifiés.

Les débits d'évaporation expérimentaux sont confrontés à ceux prédits par les différentes corrélations disponibles dans la littérature. Deux analyses de sensibilité sont également réalisées sur ces corrélations et les résultats confrontés à ceux du plan d'expériences afin de vérifier si les corrélations attribuent le même poids aux différents paramètres expérimentaux que le phénomène en lui-même.

Les relevés de température dans l'épaisseur de la nappe mettant en évidence la présence de cellules de convection naturelle est également étudiée. Par ailleurs, la température moyenne de la surface est déterminée à partir des différents flux thermiques échangés entre la nappe et son environnement.

A l'aide des résultats obtenus, l'étude de plusieurs éléments a été réalisée:

- l'écart de prédiction sur les résultats des équations bilan thermique et massique selon la température employée pour les incrémenter,
- la nette différence de température entre la surface et le cœur du liquide, rarement prise en compte dans les modèles théoriques,
- le rôle prépondérant de la convection naturelle dans le phénomène d'évaporation.
-

Un dernier chapitre étudie la dispersion de la température de surface (phénomène peu étudié dans la littérature) à l'aide d'une caméra thermique. Des zones de températures homogènes apparaissent alors dans le cas de l'essai mettant en œuvre un écoulement de cavité au-dessus du liquide. La présence de différentes zones de température implique que la cinétique d'évaporation n'est pas uniforme sur la surface de la nappe. A partir de ces résultats, le coefficient de transfert de matière est étudié en fonction de la régression du niveau de liquide dans le bac et conclut à une diminution non modélisée par les corrélations existantes.