



HAL
open science

Utilisation rationnelle de l'énergie par les techniques de stockage et de transport du froid par chaleur latente

Jean-Pierre Bedecarrats

► **To cite this version:**

Jean-Pierre Bedecarrats. Utilisation rationnelle de l'énergie par les techniques de stockage et de transport du froid par chaleur latente. Sciences de l'ingénieur [physics]. Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2010. tel-00557297

HAL Id: tel-00557297

<https://theses.hal.science/tel-00557297>

Submitted on 18 Jan 2011

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.



HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Energétique

Présentée à

L'UNIVERSITE DE PAU ET DES PAYS DE L'ADOUR

par

Monsieur Jean-Pierre BÉDÉCARRATS

Maître de Conférences

Sujet:

Utilisation rationnelle de l'énergie par les techniques de stockage et de transport du froid par chaleur latente

Soutenue à Pau, le 21 Octobre 2010, devant le jury composé de :

Monsieur Pascal STOUFFS	Professeur, Laboratoire LaTEP, Université de Pau et des Pays de l'Adour,	Président
Monsieur Eric ARQUIS	Professeur, Laboratoire TREFLE, IPB, Université de Bordeaux,	Rapporteur
Madame Lingai LUO	Professeur, Laboratoire LOCIE, Polytech'Savoie, Université de Savoie	Rapporteur
Monsieur Stéphane LASSUE	Professeur, Laboratoire LGCgE, Université d'Artois,	Rapporteur
Monsieur Xavier PY	Professeur, Laboratoire PROMES, Université de Perpignan Via Domitia,	Examineur
Monsieur Jean-Pierre DUMAS	Professeur, Laboratoire LaTEP, Université de Pau et des Pays de l'Adour	Directeur de recherche

Résumé

Les contraintes environnementales de plus en plus fortes ainsi que les problèmes grandissants de la disponibilité des ressources énergétiques obligent le secteur de l'énergie non seulement à une évolution importante de ses technologies mais aussi à leurs utilisations plus rationnelles. Ce mémoire présente la synthèse de mes initiatives de recherches menées sur le stockage et le transport de l'énergie par chaleur latente essentiellement dans le domaine du froid.

Les Matériaux à Changement de Phase solide-liquide sont utilisés afin de stocker l'énergie de manière efficace en bénéficiant de la chaleur latente de changement d'état. Après la caractérisation thermophysique des matériaux utilisés et l'étude de la maîtrise de la surfusion, un procédé utilisant l'encapsulation du MCP est analysé montrant son intérêt. Quelques études complémentaires plus fondamentales ont permis de mieux comprendre les phénomènes couplés de thermique et d'hydrodynamique rencontrés avec les MCP.

Le changement d'état est aussi utilisé pour transporter l'énergie. Les fluides frigoporteurs diphasiques sont utilisés dans les systèmes à refroidissement indirect. Des études sur les parties génération, stockage et transport ont été menées sur des coulis de glace constitués d'un mélange de cristaux de glace dans une solution aqueuse. Ces fluides frigoporteurs secondaires offrent des avantages intéressants pour le transport d'énergie et l'amélioration des transferts dans des échangeurs de chaleur, en particulier grâce à la chaleur latente de fusion de la glace.

Une meilleure gestion de l'utilisation de ces technologies est indispensable. Des analyses thermodynamiques basées non seulement sur les notions énergétiques mais aussi exergetiques permettent une optimisation intéressante du fonctionnement des procédés.

Abstract

The increasing number of environmental restrictions as well as the growing problems of the availability of energy resources urge the energetic sector not only to develop its technologies but to use them more rationally.

This report presents the synthesis of my initiatives of research carried out on the storage and transport of energy by latent heat particularly in the field of the cold.

Solid-liquid Phase Change Materials are used in order to store energy efficiently by taking advantage of the latent heat of phase change. After the thermophysical characterisation of the used materials and the study of supercooling control, a process using PCM encapsulation is analysed showing its interest. Additional fundamental studies made it possible to better understand the coupled phenomena of thermal energy and hydrodynamics met with the PCM.

Phase change is also used to transport energy. Diphasic secondary refrigerants are used in indirect cooling systems. Studies on production, storage and transport were carried out on ice slurries composed of ice crystals dispersed in an aqueous solution. These secondary refrigerants offer interesting advantages for energy transport and the improvement of heat transfers in exchangers, particularly thanks to the latent heat of fusion of the ice.

A better management of the use of these technologies is essential. Thermodynamic analyses based not only on energetic but also exergetic concepts allow an interesting optimisation of the operation of the processes.

Remerciements

Les travaux présentés dans ce document ont été réalisés au Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (EA 1932) de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour. Ils sont le résultat de nombreuses collaborations scientifiques et techniques.

Je souhaite exprimer en premier lieu ma profonde gratitude au Professeur Jean-Pierre Dumas. Tout en supervisant régulièrement les activités de recherche que j'ai développées depuis ma nomination comme Maître de Conférences, il a su me laisser une grande liberté dans le co-encadrement de plusieurs doctorants et ainsi me permettre de me former à la direction de recherches dans d'excellentes conditions.

Je suis sensible à l'honneur que m'ont fait Madame Lingai LUO, Professeur, Laboratoire LOCIE, Polytech'Savoie, Université de Savoie, Monsieur Eric ARQUIS, Professeur, Laboratoire TREFLE, IPB, Université de Bordeaux et Monsieur Stéphane LASSUE, Professeur, Laboratoire LGCgE, Université d'Artois, en acceptant d'examiner ce travail, d'en être les rapporteurs, et de me faire part de leurs observations constructives.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Xavier PY, Professeur, Laboratoire PROMES, Université de Perpignan Via Domitia, d'avoir accepté d'examiner ce travail.

Je souhaite remercier très vivement Monsieur Pascal STOUFFS, Professeur et directeur du LaTEP, Université de Pau et des Pays de l'Adour, pour sa confiance et pour avoir accepté de présider le jury.

Je tiens à remercier tout particulièrement Françoise Strub et Jean Castaing-Lasvignottes pour leur collaboration scientifique mais aussi humaine, et plus généralement tous mes collègues de l'équipe Energétique du LaTEP.

Merci également aux divers chercheurs qui m'ont aidé par leurs conseils, critiques et discussions à présenter ces travaux.

Enfin, je ne peux terminer ces remerciements sans mentionner de tendres pensées à mon épouse Fabienne et à ma fille Emma.

Table des matières

Curriculum Vitae	1
Introduction	9
1 Travail de Thèse	13
1.1 Résumé de la thèse	13
1.2 Liste des publications	15
2 Etudes sur les Matériaux à Changement de Phase	27
2.1 MCP encapsulés et stockage du froid	27
2.1.1 Introduction	28
2.1.2 Systèmes de stockage d'énergie par chaleur latente	29
2.1.3 Procédé de stockage par nodules encapsulés	31
2.1.4 Surfusion	32
2.1.5 Résultats des études expérimentales	34
2.1.5.1 Résultats sur les agents nucléants	34
2.1.5.2 Résultats sur la cuve de stockage	35
2.1.6 Modélisations	41
2.1.6.1 Modèle mode "normal"	41
2.1.6.2 Milieu poreux	47
2.1.7 Conclusions	51
2.2 Fusion par contact direct	89
2.2.1 Introduction	89
2.2.2 Modèle mathématique	90
2.2.2.1 Capsule parallélépipédique	90
2.2.2.2 Capsule cylindrique	94
2.2.3 Résultats	94
2.2.4 Conclusions	97
2.3 Ascension d'une sphère de glace en fusion	99
2.3.1 Introduction	99
2.3.2 Dispositif expérimental	101
2.3.3 Résultats expérimentaux	102
2.3.3.1 Détermination de la trajectoire du glaçon	102
2.3.3.2 Evolutions du diamètre et de la vitesse du glaçon	104
2.3.4 Modélisation simplifiée	105
2.3.5 Conclusions	108

3	Fluides frigoporteurs diphasiques	111
3.1	Etudes thermiques et hydrauliques du coulis de glace	113
3.1.1	Banc d'étude des performances des échangeurs	114
3.1.1.1	Production du coulis	114
3.1.1.2	Stockage du coulis	115
3.1.1.3	Utilisation du coulis	115
3.1.2	Procédure expérimentale	117
3.1.3	Principaux résultats expérimentaux	118
3.1.4	Conclusions	122
3.2	Générateurs de fluides frigoporteurs diphasiques	124
3.2.1	Phénomène de surfusion et production de coulis de glace	125
3.2.2	Dispositif expérimental	126
3.2.3	Principaux résultats expérimentaux et analyses	127
3.2.4	Modélisation du générateur	130
3.2.5	Conclusion	132
3.3	Analyse des performances énergétiques d'une installation de coulis de glace .	133
3.4	Conclusion générale	137
4	Nouvelles méthodes d'analyses thermodynamiques	167
4.1	Introduction	168
4.2	Equations générales	169
4.3	Critère de choix d'un fluide frigoporteur	170
4.3.1	Système étudié et hypothèses	171
4.3.2	Equations utilisées	171
4.3.3	Résultats	172
4.3.4	Conclusions	175
4.4	Analyse entropique d'un système de stockage d'énergie par chaleur latente .	176
4.4.1	Équations utilisées	176
4.4.2	Résultats et conclusions	178
4.5	Conclusions	181
5	Perspectives de recherche	197
5.1	Utilisation des Matériaux à Changement de Phase	198
5.2	Fluides frigoporteurs diphasiques	202
5.3	Analyses thermodynamiques	204
5.4	Conclusion	206
	Conclusion générale	207
	Bibliographie	210
A	Encadrement d'étudiants	221
B	Responsabilités. Partenariats industriels et institutionnels	225
C	Liste de l'ensemble des publications	235

Curriculum Vitae

Jean-Pierre BEDECARRATS

43 ans, marié, un enfant.

Maître de conférences classe normale, échelon 7, classé au 7^{ème} échelon depuis le 01/11/2008.

Section du CNU : 62^{ème} (Energétique, Génie des Procédés).

Bénéficiaire de la Prime d'Encadrement Doctoral et de Recherche depuis 2004.

Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (EA 1932) - UPPA

Rue Jules Ferry, BP 7511, 64075 Pau Cédex (France)

Téléphone : 05 59 40 77 17 Télécopie : 05 59 40 77 40

Email : jean-pierre.bedecarrats@univ-pau.fr

SITUATIONS PROFESSIONNELLES

- | | |
|-----------------|--|
| Depuis 09/2008 | Maître de Conférences à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA) - Ecole Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles (ENSGTI) |
| 09/1994-09/2008 | Maître de Conférences à l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA) - UFR des Sciences et Techniques de Pau |
| 10/1991-09/1994 | Attaché Temporaire d'Enseignement et de Recherche à temps partiel 50 % à l'UFR des Sciences et Techniques de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour. |
| 10/1990-09/1991 | Allocataire d'Enseignement et de Recherche à l'UFR des Sciences et Techniques de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour. |

DIPLOMES UNIVERSITAIRES

- | | |
|-----------------|--|
| 09/1990-01/1993 | Doctorat d'Université - Université de Pau et des Pays de l'Adour
"Etude des transformations des matériaux à changements de phases encapsulés destinés au stockage du froid". Directeur de Thèse : Professeur J.P. DUMAS.
Thèse soutenue le 15 Janvier 1993 (Mention très honorable avec félicitations) |
|-----------------|--|

- 09/1989-06/1990 Diplôme d'Etudes Approfondies Chimie-Physique : 1^{ère} session. UPPA. Mention Bien. Major de promotion.
- 09/1988-06/1989 Maîtrise de Physique : 1^{ère} session. UPPA.
- 09/1987-06/1988 Licence de Physique : 1^{ère} session. UPPA. Mention Assez-bien. Major de promotion.
- 09/1985-06/1987 Diplôme d'Etudes Universitaires Générales série A option : Méthodes Mathématiques, Physique, Informatique. 1^{ère} session. UPPA.

ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT

Mes fonctions d'enseignant m'ont amené à intervenir essentiellement dans des formations à finalités professionnelles :

- 10/1990-09/1995 Licence et Maîtrise de Thermique Gestion des Energies. UFR des Sciences et Techniques de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- 09/1995-09/2005 Institut Universitaire Professionnalisé (IUP) Génie des Systèmes Industriels (GSI) option Génie des Systèmes Thermiques (GST). UFR des Sciences et Techniques de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- 09/2005-09/2010 Passage progressif de l'IUP au format MASTER dans le cadre de l'organisation LMD. Puis MASTER Ingénierie des Systèmes Industriels (ISI) parcours Génie des Systèmes Thermiques (GST). UFR des Sciences et Techniques de Pau.
- Depuis 09/2008 Ecole Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles (ENSGTI).

96 à 300 h (équivalent TD) d'enseignements par année universitaire depuis 1991 (selon les obligations statutaires et nécessités de service) dispensés à un niveau LICENCE et MASTER. Spécialités : Thermodynamique – Transferts thermiques – Energétique. Plus de détails peuvent être trouvés dans l'Annexe B page 225.

Responsabilités

- 09/2005-09/2010 Responsable de la deuxième année de MASTER ISI parcours Génie des Systèmes Thermiques.
Responsable des relations internationales du MASTER ISI parcours Génie des Systèmes Thermiques.
- 09/2001-09/2005 Responsable de la première année d'IUP GSI option Génie des Systèmes Thermiques.
- 1994-2007 Responsable des Travaux Pratiques de l'IUP GSI option Génie des Systèmes Thermiques. Conception et mise au point de l'ensemble des TP installés dans le hall technique de la formation thermique.
Responsable des Projets de l'IUP GSI option Génie des Systèmes Thermiques puis du MASTER.

Rédaction des dossiers de demande d'habilitation de l'IUP (renouvellement 2001) et du MASTER (création 2006).

ACTIVITES DE RECHERCHE

Thématique : Matériaux à Changement de Phase et Fluides Frigoporteurs Diphasiques (mélange solution-glace)

Etudes sur les Matériaux à Changement de Phase (*expérimentales et numériques*)

- MCP encapsulés et stockage du froid
- Fusion par contact direct
- Ascension d'une sphère de glace en fusion

Fluides frigoporteurs diphasiques

- Coulis de glace : études hydrodynamiques et thermiques (*expérimentales et numériques*)

Nouvelles méthodes d'analyses thermodynamiques : *analyses exergetiques et entropiques*.

Résumé

Les contraintes environnementales de plus en plus fortes ainsi que les problèmes grandissants de la disponibilité des ressources énergétiques obligent le secteur de l'énergie non seulement à une évolution importante de ses technologies mais aussi à leurs utilisations plus rationnelles.

Les Matériaux à Changement de Phase (MCP) solide-liquide sont utilisés afin de stocker l'énergie de manière efficace en bénéficiant de la chaleur latente de changement d'état. La première partie des travaux de recherche consiste à la caractérisation thermophysique des matériaux, l'étude de la maîtrise de la surfusion et la cinétique de changement d'état. Ce travail permet de sélectionner les MCP les mieux adaptés au stockage d'énergie. Ensuite, le procédé complet de stockage est étudié. Le principe utilisant le confinement du MCP dans des capsules sphériques a été étudié expérimentalement et numériquement montrant son intérêt.

Quelques études complémentaires plus fondamentales ont permis de mieux comprendre les phénomènes couplés de thermique et d'hydrodynamique rencontrés avec les MCP. La fusion par contact direct se produit lorsque, par exemple, un MCP fond en étant pressé contre une surface dont la température est supérieure à son point de fusion. Sous la pression exercée par exemple par le poids du MCP solide, le mince film liquide séparant la surface chauffée du front de fusion est alors continuellement expulsé vers les côtés. Les taux de transferts de chaleur observés lors de la fusion par contact direct étant plus élevés que ceux engendrés par la convection naturelle, il est intéressant d'exploiter ce phénomène en vue de réduire la période de stockage d'énergie dans les capsules de MCP. Un autre travail vise à étudier les interactions entre un écoulement au repos et l'ascension d'une sphère de glace en fusion dans de l'eau. Les couplages dynamique-thermique sont complexes, le régime d'écoulement évoluant à chaque instant.

Le changement d'état est aussi utilisé pour transporter l'énergie. Les fluides frigoporteurs

diphasiques sont utilisés dans les systèmes à refroidissement indirect. Des études détaillées sur les parties génération, stockage et transport ont été menées sur des coulis de glace constitués d'un mélange de cristaux de glace dans une solution aqueuse. Ces fluides secondaires offrent des avantages intéressants pour le transport d'énergie et l'amélioration des transferts dans des échangeurs de chaleur, en particulier grâce à la chaleur latente de fusion de la glace.

Une meilleure gestion de l'utilisation de ces technologies est indispensable. Des analyses thermodynamiques basées non seulement sur les notions énergétiques mais aussi exergetiques permettent une optimisation intéressante du fonctionnement des procédés.

Publications (cf. liste détaillée Annexe C page 235)

- 19 publications dans des revues internationales
- 2 publications dans des revues nationales
- 37 communications internationales dans des conférences avec actes
- 18 communications nationales dans des conférences avec actes
- 3 chapitres de livre
- 2 communications orales à des conférences ou journées professionnelles ou associatives
- 2 communications écrites dans des journaux techniques.

ACTIVITES ASSOCIATIVES

Membre de la commission Frigoporteur de l'Association Française du Froid.

Membre du groupe international sur l'étude des coulis de glace (Ice slurries) de l'IIR (International Institute of Refrigeration).

Membre du GdR AMETH (Amélioration des Echanges THermiques en simple et double phase).

ACTIVITES DIVERSES

Encadrement

Titulaire de la Prime d'Encadrement Doctoral et de Recherche depuis 2004.

Thèses co-dirigées officiellement :

T. KOUSKSOU. "Etude des écoulements et des transferts thermiques dans un milieu poreux. Application à une cuve de stockage du froid". Thèse de doctorat soutenue le 14/01/05. Co-directeurs : Jean-Pierre Bédécarrats (50%) Jean-Pierre Dumas (50 %).

T. DAVID. "Production de fluides frigoporteurs diphasiques basée sur le phénomène surfusion. Intérêts énergétiques". Thèse de doctorat soutenue en le 3/12/07. Co-directeurs : Jean-Pierre Bédécarrats (75 %) Jean-Pierre Dumas (25 %).

Participation à l'encadrement de thèse :

B. FALCON. "Étude expérimentale et modélisation d'une cuve de stockage du froid par utilisation de matériaux à changement de phase encapsulés". Thèse de

doctorat soutenue le 19/12/95.

C. PEUVREL. "Etude des transferts thermiques de fluides frigoporteurs diphasiques". Thèse de doctorat soutenue le 15/12/03.

A. GAGLIARDI. "Analyse thermodynamique de coulis de glace et construction d'une machine frigorifique à éjection pour leur production. Analisi termofisica di granite e costruzione di un frigorifero ad eiezione per la loro produzione". Thèse de doctorat soutenue le 05/05/05. Co-tutelle Université de Pau et des Pays de l'Adour (France)-Université de Florence (Italie).

DEA-MASTER dirigés ou co-dirigés (cf. liste détaillée Annexe A page 221) :

1 par an depuis 1997.

Stage d'élèves ingénieurs :

Etudiants ENSGTI. 1 par an depuis 1998. Encadrement de microthèses.

Eudians hors UPPA. 3 stages de durée 6 mois.

Jury de thèse (autre que les thèses co-dirigées)

K. EL OMARI. "Etude de la convection autour d'un nodule sphérique contenant un Matériau à Changement de Phase au cours de sa cristallisation". Thèse de doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour soutenue le 18/12/01.

Invitation

Août 1999 : Université de Sherbrooke (Canada) dans le cadre de la collaboration avec le Pr. M. Lacroix - 1 mois.

Rayonnement scientifique

Expertises d'articles pour International Journal of Heat and Mass Transfer, International Journal of Energy research, International Journal of Thermal Sciences, Applied Thermal Engineering, Applied Energy, International Journal of Refrigeration, Chemical Engineering and Technology.

Expertise d'un appel d'offre PREBAT 2007.

Expertise dans l'industrie

Expertise scientifique (consultance) dans le domaine du froid pour la société GIRA (Groupe Industriel Réalisations et Applications), qui fabrique du matériel scientifique, du 01/01/98 au 31/12/98. Expertise dans le cadre de l'opération GRAVIR (Groupe Régional de Valorisation Industrielle de la Recherche).

Expertises diverses de courte durée.

Contrats (détails dans l'Annexe B page 227)

Gestions scientifique et financière

2009 TOTAL. Objet : Suivi de l'ascension d'un globule. Montant : 22 k€ HT.

- 2008 CETIAT. Objet : Analyse thermo-économique d'un appareil multifonctions. Montant : 19 k€ HT.
- 2002-2005 Contrat "Aide à l'Innovation" ANVAR. CONTRAT N ° A0104057B
Etude et mise au point d'un process de refroidissement indirect par frigoporteur diphasique. Montant : 200 k€ HT.

Programmes ENERGIE du CNRS

- Depuis 2007 Programme de Recherche Minostoc : Intensification de performances par ajout de charges minérales dans les nodules de stockage d'énergie thermique (co-responsable scientifique). Partenaires : CRISTOPIA (Vence), PROMES (Perriguan), LaTEP (Pau). Montant financé au LaTEP : 45 k€ HT.

Participation scientifique

- 2009 TURBOMECA. Objet : Etude exploratoire sur la thermoélectricité appliquée aux machines en vol. Collaboration : LGE (UPPA) et LaTEP (UPPA). Montant : 23 k€ HT.

Participation aux projets ANR

- Depuis 2009 ESSI Evaluation comparée de systèmes de stockage intersaisonnier (Programme STOCK-E). Partenaires : PROMES, CEA-INES, LOCIE, LaTEP, DOMINGUEZ ENERGIE. Montant financé au LaTEP : 24 k€ HT.

Participation aux programmes ENERGIE du CNRS

- Depuis 2002 Projet de Recherche Intégrée PRI 8.1 : Communauté d'Analyse et de Recherche des Nouvelles Orientations de la Thermodynamique (CARNOT). Partenaires : LEMTA (Nancy), CEP-ENSMP (Paris), CETHIL (Villeurbanne), LAGIS (Villeneuve d'Ascq), CNAM (Paris), LIMSI (Orsay), PROMES (Perriguan), LaTEP (Pau), GEPEA (St Nazaire), LSGC (Nancy).
- 2002-2004 Groupe d'Analyse Thématique (GAT) n ° 9 : production, stockage et transport du froid et de la chaleur. Partenaires principaux : CETHIL (Villeurbanne), LaTEP (Pau), CEP-ENSMP (Paris), GRETH-CEA (Grenoble), PROMES (Perriguan), LEMTA (Nancy), CEMAGREF (Antony).
- 2002-2004 Projet de Recherche Intégrée (PRI) n ° 9.1 : Réseaux de distribution du froid. Partenaires principaux : CETHIL (Villeurbanne), LaTEP (Pau), CEMAGREF (Antony), CEA-GRETH (Grenoble), LBHP (Paris).
- 2003-2005 PR 2.9 : Varitherm : Comportement en régime variable ou hors nominal de machines thermiques a cycles inverses et de leurs composants. Partenaires : LEMTA (Nancy), LaTEP (Pau), CEP-ENSMP (Paris), CEMAGREF (Antony), CETHIL (Villeurbanne). Montant financé au LaTEP : 12 k€ HT.

2003-2006 Programme de Recherche PR 2.6 : Thermo-eco. Développement de méthodes exergo-économiques destinées à minimiser les coûts d'investissement et de fonctionnement de systèmes énergétiques. Partenaires : LaTEP (Pau), LEMTA (Nancy), CEP-ENSMP (Paris), PROMES (Perpignan). Montant financé au LaTEP : 70 k€ HT.

Fonctions administratives

Depuis 2009 Membre élu du Conseil d'Administration de l'Ecole Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles (ENSGTI).

1998-2008 Membre élu de la Commission de Spécialité et d'Établissement (CSE) des 60-62^{ème} sections de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (collège B).

1996-2000 Membre élu du Conseil Universitaire de Recherche Scientifique (UFR Recherche) de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (collège B).

Introduction

Devant l'augmentation du coût de l'énergie et les conséquences néfastes des rejets de gaz à effet de serre, il est devenu indispensable de développer des systèmes innovants qui permettent une amélioration de l'efficacité énergétique, une meilleure Maîtrise de la Demande Energétique (MDE) et une réduction des émissions de CO₂.

Le stockage et le transport d'énergie thermique par changement de phase solide-liquide s'insère parfaitement dans une politique de MDE et de respect des contraintes environnementales en permettant de dissocier dans le temps et dans l'espace la production de l'utilisation de l'énergie.

Le stockage de l'énergie a déjà fait ses preuves dans le domaine du froid. En effet, les installations de climatisation traditionnelles du secteur tertiaire fonctionnent le jour et sont généralement arrêtées la nuit. Les machines frigorifiques sont sélectionnées pour satisfaire les besoins énergétiques maximum théoriques des quelques jours les plus chauds de l'année. Ainsi l'installation fonctionne la plupart du temps en dessous de sa puissance nominale avec un rendement médiocre. Le stockage du froid permet en dissociant l'utilisation de la production une réduction significative de la puissance frigorifique installée (40 % à 60 %) et de tous les composants périphériques. Il permet en outre une utilisation de l'énergie électrique aux tarifs les plus bas ainsi qu'une réelle gestion de la production frigorifique. L'utilisation des transformations solide-liquide permet, grâce à la chaleur latente associée à ce changement d'état, de réduire considérablement la taille des stocks.

Toujours dans le domaine du froid, les réglementations successives en matière de fluide frigorigène (couche d'ozone et effet de serre) ont conduit les fabricants de matériel frigorifique à faire évoluer leurs équipements vers de nouveaux fluides frigorigènes : ceux-ci sont non agressifs pour la couche d'ozone (HydroFluoroCarbures HFC majoritairement). De plus, la charge de fluide frigorigène utilisée tend à être réduite en la confinant au sein de la machine afin d'éviter les conséquences sur l'effet de serre liées aux éventuelles fuites.

L'évolution des réglementations n'est cependant pas terminée : certains pays, notamment ceux du nord de l'Europe, poussent dans la direction d'une élimination des HFC qui comportent encore un risque pour l'effet de serre au profit d'autres fluides comme les hydrocarbures ou l'ammoniac dont le GWP (Global Warming Potential) est très faible. L'utilisation de tels fluides nécessite la prise de précautions particulières du point de vue de la sécurité des usagers et des personnels intervenants sur les matériels. Le confinement prend alors une

autre dimension plus axée sur la sécurité directe des personnes. La production de froid se trouve alors centralisée (salle des machines ou extérieur des bâtiments) et la distribution du froid assurée via un fluide secondaire appelé frigoporteur.

C'est dans ce contexte que le développement de frigoporteurs diphasiques prend son sens dans le but de proposer aux acheteurs et utilisateurs de froid des solutions plus performantes que les systèmes à frigoporteurs monophasiques couramment utilisés. Cette technique permet donc dans un premier temps de minimiser la charge du fluide frigorigène dans l'installation, en la consacrant à la production de froid, et dans un second temps de transporter en grande quantité de l'énergie frigorifique sous forme latente. La plupart du temps, ces fluides frigoporteurs diphasiques sont constitués d'une phase porteuse liquide dopée de particules contenant un matériau à changement de phase liquide-solide à une température de fusion fixe (entre 0 °C et - 40 °C suivant la nature de ce matériau).

Les coulis de glace sont constitués de particules de glace dispersées dans de l'eau ou des solutions aqueuses. Leur utilisation comme fluide frigoporteur possède de nombreux avantages (rendement élevé grâce à la chaleur latente de fusion, incidence écologique nulle, recours à des équipements standards. . .). Le coulis permet aussi d'effectuer un stockage du froid de manière efficace.

Bien que les études sur le stockage d'énergie par chaleur latente aient été initiées avant celles sur les coulis de glace, ces deux thématiques ont été menées conjointement ces dernières années. Elles permettent une utilisation plus rationnelle de l'énergie.

Ce mémoire fait le point sur les principales avancées obtenues au cours des recherches que j'ai menées ou encadrées depuis 1994, au sein du Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (EA 1932) de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour, en tant que Maître de Conférences.

Le premier chapitre de ce document présente très brièvement les travaux réalisés durant ma thèse de doctorat sur les transformations des matériaux à changements de phases encapsulés destinés au stockage du froid.

Le deuxième chapitre fait la synthèse de tous mes travaux réalisés dans le domaine des Matériaux à Changement de Phase liquide solide en insistant particulièrement sur les études postérieures à la thèse. L'application principale est le stockage d'énergie par chaleur latente. Le procédé étudié consiste à confiner le MCP au sein de capsules sphériques disposées aléatoirement au sein d'une cuve. Un fluide caloporteur liquide circulant au sein de la cuve permet de stocker puis déstocker l'énergie en entraînant le changement de phase du MCP. Quelques études complémentaires plus fondamentales ont permis de mieux comprendre les phénomènes couplés de thermique et d'hydrodynamique rencontrés avec les MCP.

Le troisième chapitre présente les principales avancées dans le domaine du transport d'énergie par coulis de glace. Les phases de production, de stockage, de transport et d'utilisation du coulis seront considérées. Les résultats sur le comportement thermique et hydraulique

du coulis seront particulièrement développés. Une partie innovante sur un générateur de coulis basée sur le phénomène de surfusion sera détaillée. Enfin, les performances énergétiques de ce type d'installation seront évaluées en considérant tous les aspects technologiques.

Le quatrième chapitre rend compte des nouvelles méthodes d'analyses thermodynamiques basées essentiellement sur le concept d'exergie. Ce concept défini à partir du premier principe et du second principe permet de prendre en compte simultanément la quantité et la qualité des interactions énergétiques du système et de son environnement. Des analyses entropiques et exergétiques ont été réalisées pour analyser la conception et le fonctionnement des divers cas rencontrés dans les thématiques MCP et fluides frigoporteurs diphasiques.

Enfin, le cinquième chapitre propose diverses pistes quant aux perspectives de recherche.

Les annexes rassemblent les informations concernant :

- Les encadrements d'étudiants (Annexe A) ;
- Mes activités pédagogiques, mes responsabilités administratives, les partenariats industriels et institutionnels (Annexe B) ;
- Les publications, travaux de recherche et rapports d'études (Annexe C).

Avertissements :

En raison du risque de confusion entre les notations des différentes études, j'ai choisi de proposer une nomenclature spécifique à chacun des chapitres située au début de ceux-ci.

Afin de compléter les informations données dans le texte, certaines de mes publications ont été insérées à la fin de chaque chapitre (ou parfois paragraphe). Les références de toutes mes publications se trouvent dans l'Annexe C page 235.

En ce qui concerne les références bibliographiques, les articles sont indiqués par les noms d'auteurs suivis de l'année de parution. Si le nombre d'auteurs est supérieur ou égal à trois, la mention "et al." est employée. En cas d'ambiguïté, une lettre accolée à l'année est ajoutée. Toutes les références bibliographiques citées sont regroupées à la fin de ce document avant les annexes.

Chapitre 1

Travail de Thèse

Ce chapitre présente très brièvement les travaux réalisés durant ma thèse de doctorat intitulée "Etude des transformations des matériaux à changements de phases encapsulés destinés au stockage du froid" (Bédécarrats, 1993).

Les études effectuées ont été financées par la société CRISTOPIA Energy Systems soutenue par l'Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME).

Les résultats les plus significatifs peuvent être trouvés dans la publication (Bédécarrats et Dumas, 1997) insérée page 17. Certains résultats, essentiels à la compréhension des travaux qui ont suivi la thèse, seront repris dans le chapitre 2 présentant la synthèse de tous mes travaux sur les matériaux à changements de phases liquide-solide.

1.1 Résumé de la thèse

Les recherches ont porté sur les transformations liquide-solide de matériaux à changements de phases (MCP) encapsulés, avec application au stockage d'énergie par chaleur latente à basse température, dit stockage du froid. Le stockage du froid s'associe principalement aux installations de conditionnement d'air et de froid industriel. Le stockage s'effectue grâce à la cristallisation du MCP et le déstockage par la fusion. La fonction stockage par chaleur latente adaptée à une centrale frigorifique apporte une solution efficace aux investisseurs soucieux d'optimiser leurs équipements puisqu'elle permet simultanément la réduction des puissances frigorifiques installées, une diminution de la quantité de fluide frigorigène utilisé dans l'installation, des gains d'exploitations sur le coût de l'électricité et la fiabilité de la production frigorifique.

Les travaux concernaient précisément l'étude de la surfusion (retard à la cristallisation) de solutions confinées dans des capsules sphériques, appelées nodules, de 77 mm de diamètre. Le phénomène de surfusion est connu depuis longtemps : lorsqu'un liquide est refroidi, il ne cristallise pas à la température d'équilibre liquide-solide (température de fusion) mais

à une température plus basse. La cristallisation d'un liquide surfondu ayant un caractère aléatoire, une étude statistique s'est imposée. Un montage expérimental a été mis au point, permettant de tester simultanément le comportement d'un certain nombre de nodules au cours de refroidissements dans un bain statique (voir le paragraphe 2 de la publication, [Bédécarrats et Dumas \(1997\)](#), page 19). La mesure de la température de la surface de chaque nodule permet de détecter le début de la cristallisation, repérable par la remontée brusque de cette température. Plusieurs logiciels ont été mis au point permettant d'exploiter les résultats expérimentaux et de faire des études statistiques.

Une étude fine a été tout d'abord réalisée sur un nodule, en mesurant des températures à l'intérieur du nodule, afin de caractériser les mécanismes de solidification (voir le paragraphe 2.2 de la publication, [Bédécarrats et Dumas \(1997\)](#), page 19). La cristallisation se fait de manière concentrique en débutant sur la paroi et dès la rupture de surfusion, la température du liquide remonte instantanément à la température de fusion.

Ensuite, plusieurs nodules identiques sont refroidis dans un même bain afin de prendre en compte le caractère aléatoire de la cristallisation (voir le paragraphe 2.3 de la publication, [Bédécarrats et Dumas \(1997\)](#), page 19). Lors d'un refroidissement, des échantillons identiques ne cristallisent pas forcément à la même température.

Plusieurs lots de nodules contenant différents MCP sont testés avec divers agents nucléants permettant de réduire la surfusion. Cette étude s'est avérée particulièrement longue, car non seulement plusieurs solutions ont été testées, mais aussi plusieurs procédés de fabrication de ces solutions et, dans la plupart des cas, une évolution du comportement des nodules, en fonction du temps et du nombre de cycles refroidissement-réchauffement, a été rencontrée. Certains lots ont tendance à cristalliser à des températures de plus en plus basses, subissant un effet du temps et un effet des cycles. Les résultats de cette étude ont permis d'évaluer l'efficacité des agents nucléants.

Pour un lot ne subissant pas d'évolution, la probabilité de cristallisation d'un nodule par unité de temps $J(T)$ a ensuite été déterminée expérimentalement.

Un modèle, reprenant le comportement d'un nodule et d'un lot de nodules lors de refroidissements, a été réalisé (voir le paragraphe 3 de la publication, [Bédécarrats et Dumas \(1997\)](#), page 21). Une simplification est faite pour modéliser le début de la cristallisation. En supposant le système quasi-stationnaire et en considérant les résistances thermiques à l'intérieur du nodule et sur sa surface, il a été possible de déterminer les flux d'énergie échangés avec le bain. L'originalité de ce modèle est de tenir compte du caractère probabiliste introduit par $J(T)$. Ce modèle est en accord avec les expériences et rend parfaitement compte du comportement d'un nodule seul comme de celui du lot de nodules.

Ce modèle a été légèrement modifié pour l'adapter au cas de la fusion. Bien que les hypothèses faites négligent les phénomènes convectifs, on retrouve bien l'allure des courbes expérimentales.

1.2 Liste des publications

Les travaux réalisés durant la thèse ont été valorisés dans les publications suivantes. Il est à noter que le nombre de publications a été limité par le respect de l'aspect confidentiel de nombreux résultats (dû à des considérations commerciales évidentes).

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

1. "Study of the crystallization of nodules containing a phase change material for cool thermal storage". J.P. BEDECARRATS et J.P. DUMAS. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 40, n°1, pp. 149-157, 1997.

Publications dans des revues nationales à comité de lecture :

1. "Stabilisation de la température par la cristallisation stochastique de liquides surfondus". J.P. DUMAS, J.P. BEDECARRATS, M. KRICHI, M. STRUB et Y. ZERAOULI. Journal Entropie, 994, vol. 30, n°183, pp. 33-39, 1994.

Communications internationales (proceedings de congrès avec comité de lecture sur le texte complet) :

Le nom en italique correspond à la personne qui a présenté la communication.

1. XVIIIth International Congress of Refrigeration (10-17 Août 1991) Montréal, Canada. "Study of encapsulated phase change materials for cold storage". J.P. DUMAS, *F. STRUB*, J.P. BEDECARRATS, Ch. LENOTRE
2. ECOS'92, International Symposium on Efficiency, Costs, Optimization and Simulation of Energy systems (15-18 Juin 1992) Zaragoza, Spain. "Influence of undercooling on cold storage systems". *J.P. DUMAS*, F. STRUB, J.P. BEDECARRATS, Y. ZERAOULI, F. BROTO, Ch. LENOTRE
3. Eurotherm Seminar n° 30. Heat Transfer in Phase-Change Processes (22-23 Octobre 1992) Orsay, France. "Thermal study of undercooling". *J.P. DUMAS*, F. STRUB, M. STRUB, J.P. BEDECARRATS

Communications nationales (proceedings de congrès avec comité de lecture sur le texte complet) :

Le nom en italique correspond à la personne qui a présenté la communication.

1. SFT 93, Colloque annuel de la Société Française des Thermiciens (25-26 Mai 1993) Pau. "Etude expérimentale et théorique de la cristallisation d'un lot de nodules contenant un matériau à changement de phases en vue du stockage du froid". J.P. DUMAS, J.P. BEDECARRATS, F. STRUB

La suite de ce mémoire fait la synthèse de mes recherches réalisées dans la période postérieure à la thèse en commençant par tous mes travaux réalisés dans le domaine des Matériaux à Changement de Phase liquide solide présentés dans le chapitre suivant (chapitre 2 page 27).



PII: S0017-9310(96)00079-8

Etude de la cristallisation de nodules contenant un matériau à changement de phase en vue du stockage par chaleur latente

J. P. BEDECARRATS et J. P. DUMAS

Laboratoire de Thermodynamique et Energétique, Université de Pau et des Pays de l'Adour,
 Avenue de l'Université, 64000 Pau, France

(Reçu 28 janvier 1994 et sous forme finale 26 janvier 1996)

Résumé—Le procédé de stockage d'énergie étudié, rencontré principalement en conditionnement d'air et en froid industriel, utilise la transformation solide-liquide de Matériaux à Changement de Phase encapsulés dans des sphères appelées nodules. Ces nodules remplissent une cuve qui est placée dans une boucle frigorifique. Les expériences menées au laboratoire permettent de connaître le processus de cristallisation des nodules et de préciser la nature et l'importance du phénomène de surfusion. Le caractère stochastique des cristallisations est particulièrement évident. Un modèle, basé sur l'équation classique de la chaleur et sur les théories de la nucléation, est confirmé par les résultats expérimentaux et donne des informations sur la cinétique des transformations de phases permettant ainsi d'optimiser les cycles stockage-déstockage au niveau des installations industrielles. Copyright © 1996 Elsevier Science Ltd.

1. INTRODUCTION

Le stockage d'énergie à basse température, dit stockage du froid, associé principalement aux installations de conditionnement d'air et de froid industriel, apporte une solution efficace aux investisseurs soucieux d'optimiser leurs équipements. Le stockage par chaleur latente [1, 2] présente divers avantages: une réduction des puissances installées, l'énergie stockée étant restituée lorsque la puissance frigorifique appelée est supérieure à celle installée; la réalisation de gains d'exploitation sur le coût de l'électricité, la production étant différée de l'utilisation; une fiabilité de la production frigorifique, l'unité de stockage permettant d'assurer une autonomie de fonctionnement à un système.

Le procédé de stockage étudié utilise le changement de phase d'un matériau encapsulé dans des sphères appelées nodules. Ces nodules remplissent une cuve dans laquelle circule un fluide caloporteur permettant les échanges d'énergie. Au cours d'un refroidissement, la cristallisation du Matériau à Changement de Phase (MCP) permet le stockage de l'énergie qui est restituée durant le réchauffement par sa fusion. Les limites d'efficacité du système sont imposées par la cinétique des transferts thermiques entre le MCP et le fluide caloporteur.

Les phases de stockage et de déstockage ne sont pas symétriques, n'ayant pas lieu à la même température, à cause de la surfusion. En effet, lorsqu'un liquide est refroidi, il ne cristallise pas à la température de fusion T_F (équilibre liquide-solide) mais à une température plus basse.

Une surfusion importante peut conduire, pour stocker, à augmenter la puissance du groupe frigorifique ou le temps de charge. Aussi, afin de réduire le coût de l'installation et de la consommation d'énergie, il est recherché des moyens pour réduire cette surfusion. Pour la caractériser, on définit le degré de surfusion ΔT comme étant la différence entre T_F et la température de cristallisation T . Le volume de l'échantillon influe sur ΔT : plus il est faible, plus ΔT est important [3].

Le caractère stochastique des ruptures de surfusion est particulièrement évident: des échantillons identiques ne cristallisent pas forcément au même instant et à la même température. De plus, un échantillon ne cristallise pas forcément à la même température à chaque refroidissement.

En effet, les liquides ne sont pas parfaitement désordonnés [4]. Les molécules, toujours en mouvement, s'associent pour former des amas appelés agrégats ou germes ayant une structure très proche du cristal apparaissant à la cristallisation.

Ces agrégats se font et se défont au gré des fluctuations dans le liquide (phénomène de nucléation). La cristallisation n'est possible que lorsque se forme un agrégat de taille suffisante de manière à ce que le système franchisse une barrière d'énergie ΔA^* due à la tension superficielle entre le liquide et l'agrégat.

En réalité, les agrégats peuvent se former soit au sein du liquide (*nucléation homogène*), soit sur un corps étranger insoluble ou la paroi du récipient (*nucléation hétérogène*). La nucléation hétérogène est beaucoup plus efficace, entraînant une diminution de la surfusion, la barrière d'énergie étant inférieure à celle de la

NOMENCLATURE

A	surface de l'échangeur (serpentin) [m ²]	T	température [°C]
c	chaleur spécifique du liquide du bain [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	T_F	température de fusion du MCP [°C]
c_L	chaleur spécifique du MCP liquide [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	T_L	température du MCP liquide [°C]
c_S	chaleur spécifique du MCP solide [J kg ⁻¹ K ⁻¹]	T_S	température du MCP solide [°C]
h	coefficient d'échange thermique entre le bain et le nodule [W m ⁻² K ⁻¹]	$T_b(t)$	température du bain [°C]
$J_i(T)$	vitesse de nucléation homogène ou hétérogène [m ⁻³ s ⁻¹ ou m ⁻² s ⁻¹]	$T_c(t)$	température de la surface du nodule [°C]
$J(T)$	probabilité de cristallisation d'un nodule par unité de temps [s ⁻¹]	$T_r(t)$	température de régulation imposée [°C]
k_p	conductivité thermique de l'enveloppe du nodule [W m ⁻¹ K ⁻¹]	U_o	coefficient d'échange thermique global bain-régulation [W m ⁻² K ⁻¹]
k_S	conductivité thermique du MCP solide [W m ⁻¹ K ⁻¹]	V	volume du bain [m ³]
L_F	chaleur latente massique de fusion du MCP [J kg ⁻¹]	V_n	volume de MCP à l'intérieur du nodule [m ³].
N	nombre total de nodules	Symboles grecs	
$n(t)$	nombre de nodules en cours de cristallisation	θ	température de stabilisation [°C]
\dot{q}	production d'énergie par unité de temps et de volume de bain [W m ⁻³]	ΔA_i^*	barrière d'énergie due à la tension superficielle entre le liquide et l'agrégat [J]
r_o	rayon interne du MCP solide dès la rupture de surfusion [m]	Δn_τ	nombre de nodules qui cristallisent à l'instant τ
$r_{c,\tau}(t)$	rayon interne du MCP solide au cours de la cristallisation [m]	ΔT	degré de surfusion [°C]
r_e	rayon extérieur du nodule [m]	$\phi_\tau(t)$	flux échangé par un nodule qui cristallise à l'instant τ [W]
r_i	rayon intérieur du nodule [m]	$\phi_{c,\tau}(t)$	flux échangé par un nodule en cours de cristallisation [W]
$R_{c,\tau}(t)$	résistance thermique du MCP solide déjà formé [K W ⁻¹]	$\phi_L(t)$	flux échangé par un nodule avant cristallisation [W]
R_{env}	résistance thermique de l'enveloppe du nodule [K W ⁻¹]	$\phi_S(t)$	flux échangé par un nodule après totale cristallisation [W]
R_f	résistance thermique d'échange nodule-bain [K W ⁻¹]	ρ	masse volumique du bain [kg m ⁻³]
$t_{f,\tau}$	instant où la cristallisation est terminée [s]	ρ_L	masse volumique du MCP liquide [kg m ⁻³]
		ρ_S	masse volumique du MCP solide [kg m ⁻³]
		τ	instant de cristallisation d'un nodule [s].

nucléation homogène. Ainsi, en introduisant dans le liquide un corps étranger dit *additif* ou *agent nucléant*, la cristallisation est favorisée. Suivant leur nature chimique, les additifs sont plus ou moins efficaces [5].

Il est seulement possible de déterminer une fonction $J_{hom}(T)$, la probabilité de cristallisation par unité de temps et de volume dans le cas de la nucléation homogène ou $J_{het}(T)$, la probabilité de cristallisation par unité de temps et unité de surface active dans le cas de la nucléation hétérogène. Nous avons [4] (T est exprimée en K) :

$$J_i(T) = K_i(T) \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) \exp\left(\frac{-\Delta A_i^*}{kT}\right)$$

avec $i = hom$ ou het (1)

où $K_i(T)$ est un coefficient pratiquement constant, ΔA_i^* est la barrière d'énergie que doit franchir le système pour qu'il y ait transformation, qui est d'autant plus faible que la température est basse, et E est une barrière d'énergie supplémentaire, dépendant de la viscosité du liquide, qui est d'autant plus forte que la viscosité est grande.

Dans la plupart des cas pour les liquides, la variation du terme $\exp(-\Delta A_i^*/kT)$ est prépondérante. Aussi $J_i(T)$, appelée aussi vitesse de nucléation n'est pas une fonction linéaire de la température (Fig. 1). Pour un volume donné, la vitesse de nucléation est pratiquement nulle jusqu'à une certaine température puis augmente ensuite très rapidement pour les températures inférieures.

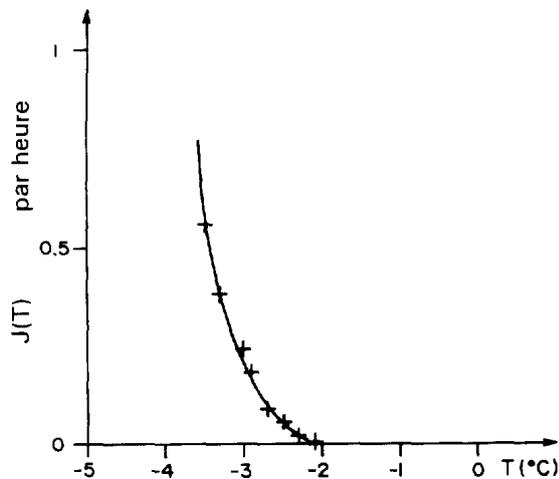


Fig. 1. Vitesse de nucléation des nodules étudiés ($T_F = 0^\circ\text{C}$). Probabilité de cristallisation d'un nodule par heure.

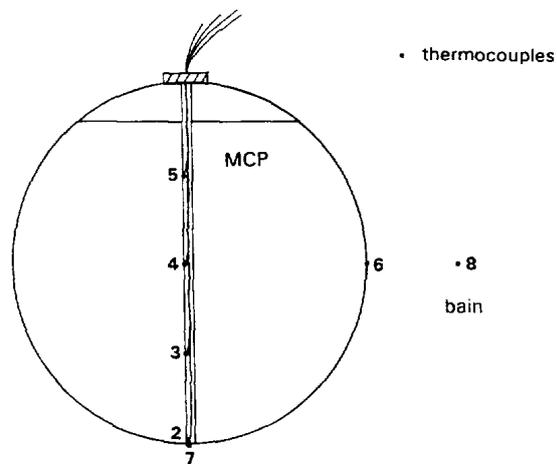


Fig. 2. Positions des thermocouples à l'intérieur et sur le nodule testé.

Signalons qu'il est possible d'obtenir des cristallisations au cours du temps en restant à une température fixe T supérieure à celle de cristallisation rencontrée durant un refroidissement continu mais telle que $T < T_F$ (expérience monotherme).

Pour connaître le comportement des nodules, une méthode expérimentale permettant une étude statistique des changements de phase est appliquée. Un modèle, basé sur les transferts thermiques et les théories de la nucléation, est validé par comparaison avec les résultats expérimentaux.

2. ETUDE EXPÉRIMENTALE

2.1. Montage expérimental

Les nodules utilisés sont des sphères creuses d'un diamètre extérieur de 77 mm contenant des MCP (corps purs ou mélanges eutectiques) [2]. L'enveloppe en polyéthylène haute densité a une épaisseur d'environ 2 mm et absorbe la dilatation du matériau lors du changement de phase et l'augmentation de pression. Malgré cela, les nodules sont remplis à approximativement 96% du volume.

Trente deux nodules sont disposés en deux couches sur un portoir placé dans une cuve parallélépipédique isolée contenant environ 30 litres d'eau glycolée homogénéisée en température par un agitateur mécanique à faible vitesse de rotation. La température de cette cuve peut être modifiée grâce à un échangeur dans lequel circule un fluide caloporteur régulé en température par un système comprenant une source de froid et un programmeur auquel sont reliées une résistance chauffante et une sonde de température.

Un couple thermoélectrique, fixé par un collier de serrage sur la paroi externe de chaque nodule, permet de mesurer l'évolution de la température afin de détecter la cristallisation.

2.2. Résultats de la cristallisation d'un nodule

Un seul nodule, rempli d'eau à 96% du volume libre, est plongé dans le bain. Les températures du MCP sont mesurées le long d'un diamètre du nodule par des couples thermoélectriques placés sur une tige en plastique, et positionnés à 0, $r_i/2$ et r_i de part et d'autre du centre du nodule (r_i étant le rayon interne du nodule). Deux autres couples thermoélectriques sont fixés sur l'enveloppe du nodule (nos. 6 et 7) et un autre est placé dans le bain (no. 8) (voir Fig. 2).

La Fig. 3 indique l'évolution des températures à l'intérieur du nodule, sur l'enveloppe et dans le bain, durant un refroidissement continu à 4°C h^{-1} . Dès la rupture de surfusion, la température du MCP remonte rapidement à la température de fusion. La faible différence entre les températures mesurées à des positions correspondant au même rayon indique que la cristallisation commence sur la paroi interne et se propage concentriquement.

Au fur et à mesure que l'on impose une température du bain inférieure à T_F , la fraction solide augmente jusqu'à la fin de la cristallisation. Le nodule se refroidit par conduction dans la glace. Comme on le constate sur la Fig. 3, la température de la surface du nodule est à nouveau celle du bain au moment où la dernière partie de liquide restant au centre du nodule cristallise.

Le début de la cristallisation est détectée par une remontée brusque de la température de l'enveloppe et la fin de la cristallisation correspond à l'instant où celle-ci atteint de nouveau la température du bain. La mesure de la température externe de l'enveloppe est donc suffisante pour détecter la cristallisation.

2.3. Résultats sur un lot de nodules

La Fig. 4 représente l'évolution de la température en fonction du temps pour huit nodules lors du refroidissement à 4°C h^{-1} suivi d'une stabilisation à une température $\theta = -2.5^\circ\text{C}$. Sur ce simple exemple, on constate que certains nodules restent en surfusion pen-

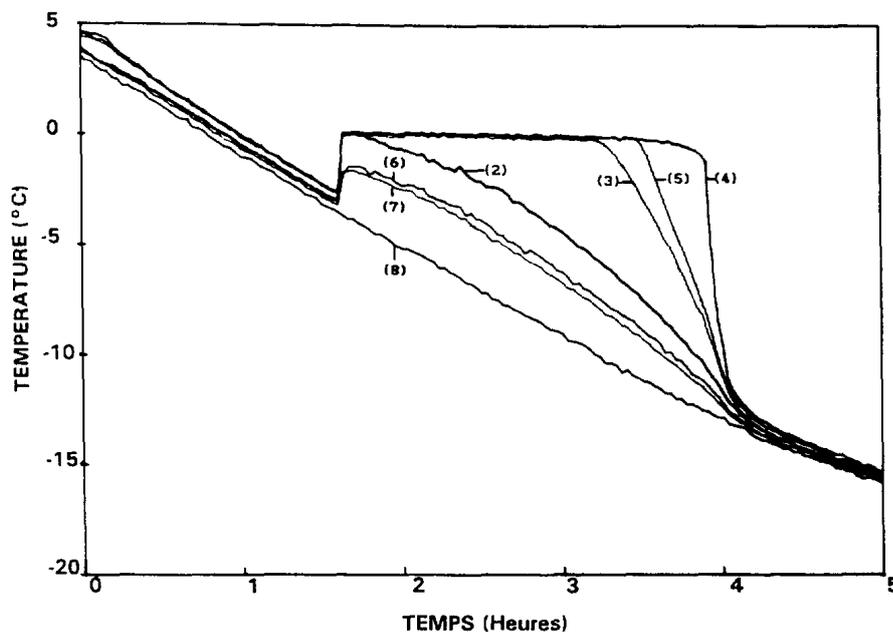


Fig. 3. Températures aux différentes positions du nodule durant un refroidissement continu.

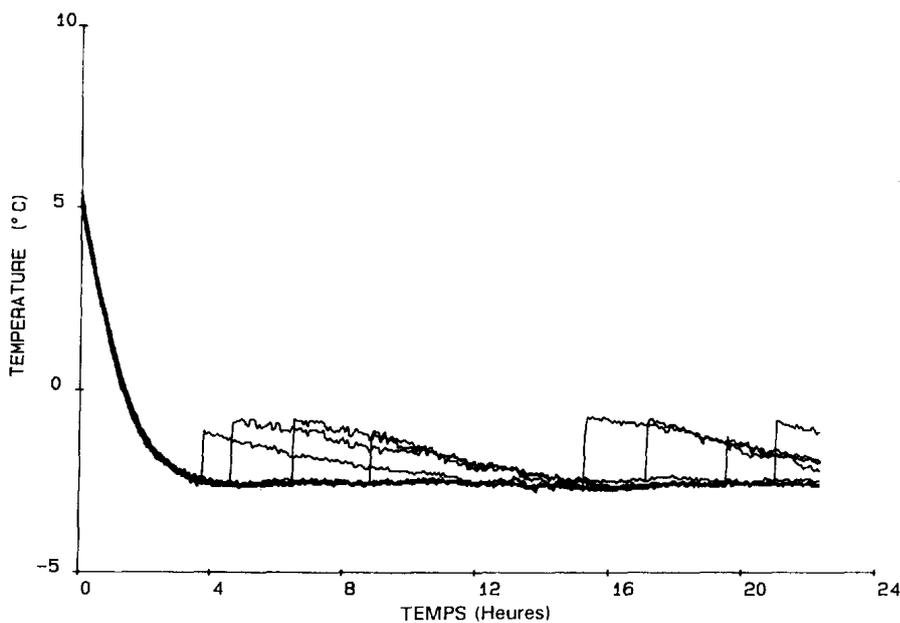


Fig. 4. Températures externes de plusieurs nodules au cours d'une stabilisation à -2.5°C .

dant plusieurs heures. Ces durées en surfusion n'étant pas reproductibles d'un refroidissement à l'autre, on confirme l'absolue nécessité d'une étude statistique.

La valeur de la température de stabilisation θ est très importante puisque si on l'augmente de 0.5°C , on n'observe plus que 25% du nombre de nodules cristallisés au bout du même laps de temps.

Dans une expérience de refroidissement continu, tous les nodules cristallisent et ces cristallisations sont globalement plus rapides. La Fig. 5 représente l'évolution des températures de quelques nodules et celle du bain. La température du bain reste pratiquement constante pendant l'intervalle de temps où ont lieu les cristallisations. Ces cristallisations dégagent une

énergie considérable compensant en partie la puissance frigorifique. Avec un système de refroidissement plus puissant, la cinétique globale des cristallisations serait évidemment modifiée. Toutefois, il y a un phénomène d'autorégulation de la température à un niveau inférieur à la température de fusion se situant dans l'intervalle de température où la vitesse de nucléation $J(T)$ varie brusquement. En effet, lorsque plusieurs nodules cristallisent, ils augmentent légèrement la température, diminuant la probabilité de cristallisation des autres nodules, ce qui ralentit le processus.

Plusieurs lots de nodules ($T_F = 0^{\circ}\text{C}$) ont été testés avec divers agents nucléants. Un de ces agents nuclé-

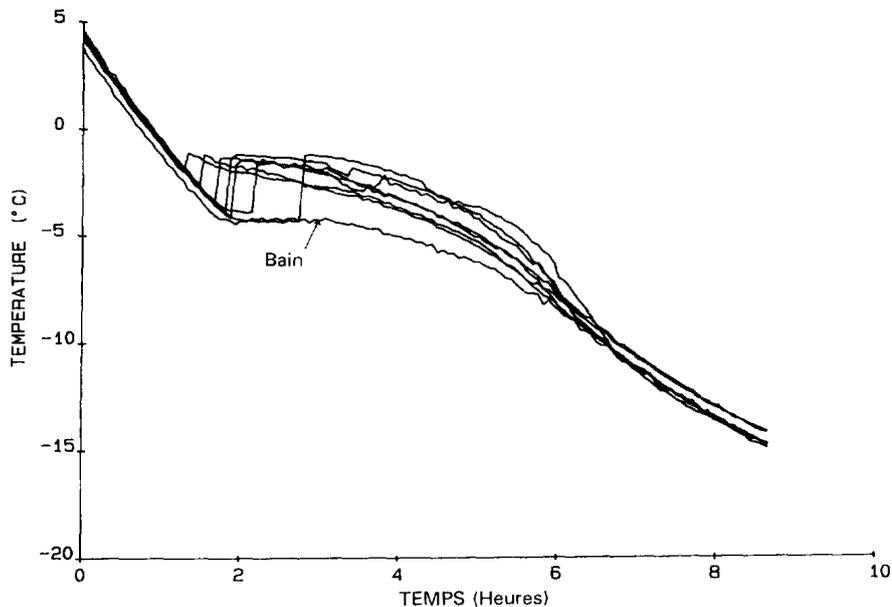


Fig. 5. Températures externes de plusieurs nodules au cours d'un refroidissement continu.

ants a été choisi en tenant compte des résultats (surfusion acceptable inférieure à 2.5°C en moyenne) mais aussi de considérations économiques et pratiques.

2.4. Détermination de $J(T)$

Le nombre de nodules qui cristallisent à une température T durant un intervalle de temps dt est proportionnel à la probabilité de cristallisation d'un nodule pendant dt et au nombre total de nodules susceptibles de cristalliser :

$$dn = n(t+dt) - n(t) = (N - n(t))J(T) dt \quad (2)$$

où N est le nombre total de nodules et $n(t)$ le nombre de nodules qui ont déjà cristallisé à l'instant t et à la température T .

On détermine donc $J(T)$ en comptant le nombre de nodules ayant cristallisé en fonction du temps au cours d'une stabilisation à T (expérience monotherme) [6].

Ainsi, avec plusieurs stabilisations à différentes températures T inférieure à T_f , nous avons déterminé $J(T)$ (Fig. 1).

3. MODÉLISATION

3.1. Principe de la modélisation et hypothèses

La modélisation des transferts thermiques dus à la cristallisation des nodules, en tenant compte de son caractère stochastique, est réalisée.

Le bain, dont la température notée T_b est homogène, est refroidi par un échangeur dont les performances sont caractérisées par un coefficient d'échange global U_o entre le fluide régulateur de température T_r et le bain. U_o tient compte de la conductance thermique à travers l'échangeur et des résistances de contact. La puissance maximale P_{max} que peut fournir le système de refroidissement au bain est évaluée en mesurant l'évolution des températures T_r et T_b pour des essais

sans les nodules. En écrivant $P_{max} = U_o A (T_r(t) - T_b(t))$, A étant la surface d'échange échangeur-bain, la variation de U_o en fonction de T_b peut être déterminée. La formulation de la valeur de U_o tient compte donc de la géométrie de cet échangeur et de la puissance de froid disponible. U_o ne dépend pas de la présence ou non des nodules. Lorsque la puissance de refroidissement est trop faible pour refroidir la température de régulation $T_r(t)$ à la vitesse programmée, cette température est recalculée d'après la puissance maximale disponible.

On fait l'hypothèse simplificatrice d'un changement d'état sans variation de volume ; les propriétés physiques du solide et du liquide sont différentes mais constantes (caractéristiques prises à T_f). De plus, on considère que tous les nodules avant cristallisation ont le même comportement ; de même, pour tous les nodules qui ont cristallisé complètement.

Un bilan d'énergie supposant la diffusivité du bain infinie donne l'évolution de la température du bain T_b en fonction du temps :

$$\rho c \frac{dT_b(t)}{dt} = \dot{q} + \frac{U_o A}{V} [T_r(t) - T_b(t)] \quad (3)$$

où ρ est la masse volumique du liquide du bain, c sa chaleur spécifique, V son volume et \dot{q} la source d'énergie produite par les nodules par unité de temps et de volume de bain qui peut s'écrire :

$$\dot{q} = \frac{1}{V} \sum_{\tau} \Delta n_{\tau} \phi_{\tau}(t). \quad (4)$$

Δn_{τ} étant le nombre de nodules qui cristallisent à l'instant τ et $\phi_{\tau}(t)$ le flux échangé par chacun des nodules cristallisant à l'instant τ .

3.2. Flux échangé par chaque nodule

Le flux échangé $\phi_r(t)$ dépend de l'état du nodule, c'est-à-dire si le MCP est entièrement liquide, entièrement solide ou si les deux états sont présents.

Le début de la cristallisation du liquide surfondu est très rapide (durée négligée) donc adiabatique. La température du liquide dans le nodule remonte instantanément à T_F et elle est homogène. La cristallisation est supposée se faire concentriquement et débute sur la paroi. On considère donc qu'à l'instant de cristallisation noté τ , une faible épaisseur de MCP solide, caractérisée par le rayon interne r_o , est présente sur la paroi du nodule et le reste du MCP liquide est à T_F . r_o est donné par l'équation suivante :

$$r_o = \left[r_i^3 \left(1 - \frac{\rho_L c_L}{\rho_S L_F} \Delta T \right) \right]^{1/3} \quad (5)$$

où ρ_L , ρ_S sont les masses volumiques respectivement du MCP liquide et solide, c_L la chaleur spécifique du MCP liquide, r_i le rayon intérieur du nodule, L_F la chaleur latente massique de fusion du MCP et $\Delta T = T_F - T$.

La détermination des flux échangés $\phi_r(t)$ se fait donc en considérant le système quasi-stationnaire [7] et en écrivant la conservation des flux.

Le flux libéré par le nodule en cours de cristallisation $\phi_{c,\tau}(t)$ pour $\tau \leq t < t_{f,\tau}$ ($t_{f,\tau}$ est l'instant où la cristallisation est finie), s'écrit donc :

$$\phi_{c,\tau}(t) = \frac{T_F - T_b(t)}{R_f + R_{env} + R_{c,\tau}(t)} \quad (6)$$

où R_f , R_{env} et $R_{c,\tau}$ sont respectivement les résistances thermiques d'échange nodule-bain, de l'enveloppe du nodule et du solide déjà formé.

$$R_f = \frac{1}{4\pi r_e^2 h} \quad R_{env} = \frac{1}{4\pi k_p} \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_e} \right) \\ R_{c,\tau}(t) = \frac{1}{4\pi k_S} \left(\frac{1}{r_{c,\tau}(t)} - \frac{1}{r_i} \right) \quad (7)$$

où h est le coefficient d'échange thermique entre le bain et le nodule, r_e le rayon extérieur du nodule, r_i son rayon intérieur, $r_{c,\tau}(t)$ le rayon interne du MCP solide, k_S et k_p les conductivités thermiques du MCP solide et de l'enveloppe du nodule.

Pour calculer l'évolution du rayon $r_{c,\tau}(t)$ du MCP solide ($t > \tau$), nous écrivons le bilan d'énergie à l'interface solide-liquide en supposant que toute l'énergie dégagée à la cristallisation est échangée avec le fluide caloporteur. Nous avons :

$$4\pi r_{c,\tau}^2(t) \rho_S L_F dr_{c,\tau}(t) = -\phi_{c,\tau}(t) dt \quad (8)$$

Après $t = \tau$, où nous avons $r_{c,\tau}(\tau) = r_o$, nous utilisons les équations (6) (7) et (8) jusqu'à l'instant $t_{f,\tau}$ où la cristallisation est terminée ($r_{c,\tau}(t_{f,\tau}) = 0$).

Pour calculer le flux d'énergie échangé par le nodule avant cristallisation $\phi_L(t)$ pour $t < \tau$, et après la fin de celle-ci $\phi_S(t)$ pour $t \geq t_{f,\tau}$, les températures du MCP

liquide, T_L , avant cristallisation ou du MCP solide, T_S , après cristallisation complète, étant homogènes, nous écrivons que la variation d'énergie interne dans le MCP est égale au flux sortant du nodule. Ces flux sont donnés par :

$$\rho_i c_i V_n \frac{dT_i(t)}{dt} = -\phi_i(t) \quad (9)$$

où V_n est le volume de MCP à l'intérieur du nodule et :

$$\phi_i(t) = \frac{T_i - T_b(t)}{R_f + R_{env}} \quad \text{avec } i = L \text{ ou } i = S. \quad (10)$$

En écrivant la conservation des flux, nous pouvons obtenir la température du cristal à un rayon r , $T(r, t)$, donnée par :

$$T_F - T(r, t) = \frac{1}{R_f + R_{env} + R_{c,\tau}(t)} \left(\frac{1}{r_{c,\tau}(t)} - \frac{1}{r} \right) (T_F - T_b(t)) \quad (11)$$

et la température de l'enveloppe du nodule $T_e(t)$ donnée, par exemple, par : avant la cristallisation ou après la fin de celle-ci :

$$\frac{T_e(t) - T_b(t)}{R_f} = \frac{T_i(t) - T_b(t)}{R_f + R_{env}} \quad \text{avec } i = L \text{ ou } S \quad (12)$$

pendant la cristallisation

$$\frac{T_e(t) - T_b(t)}{R_f} = \frac{T_F - T_b(t)}{R_f + R_{env} + R_{c,\tau}(t)}. \quad (13)$$

3.3. Détermination du début de la cristallisation

En appliquant les lois de la nucléation, le nombre de nodules qui cristallisent à l'instant τ noté Δn_τ , est proportionnel à la probabilité de cristallisation d'un nodule par unité de temps $J[T_L(\tau)]$ ($T_L(\tau)$ étant la température du MCP à l'instant τ), au nombre de nodules susceptibles de cristalliser ($N - n(\tau)$) (N étant le nombre total de nodules et $n(\tau)$ le nombre de nodules qui ont déjà commencé à cristalliser à τ) et à l'intervalle de temps $\Delta\tau$ [8].

$$\Delta n_\tau = J[T_L(\tau)] [N - n(\tau)] \Delta\tau. \quad (14)$$

Δn_τ étant rarement un entier, le nombre de cristallisation est déterminé par la partie entière de Δn_τ , (qui peut être zéro) à laquelle peut être ajoutée une cristallisation supplémentaire. Si on note X la partie non entière de Δn_τ , X représente alors une probabilité d'avoir une cristallisation pendant l'intervalle $\Delta\tau$. On a donc une chance sur $1/X$ d'avoir une cristallisation. Pour en tenir compte, un tirage aléatoire d'un nombre compris entre 0 et 1 (fonction RND en basic) est effectué. Si ce nombre est compris entre 0 et X , il y a une cristallisation supplémentaire. Dans le cas contraire, pas de cristallisation supplémentaire.

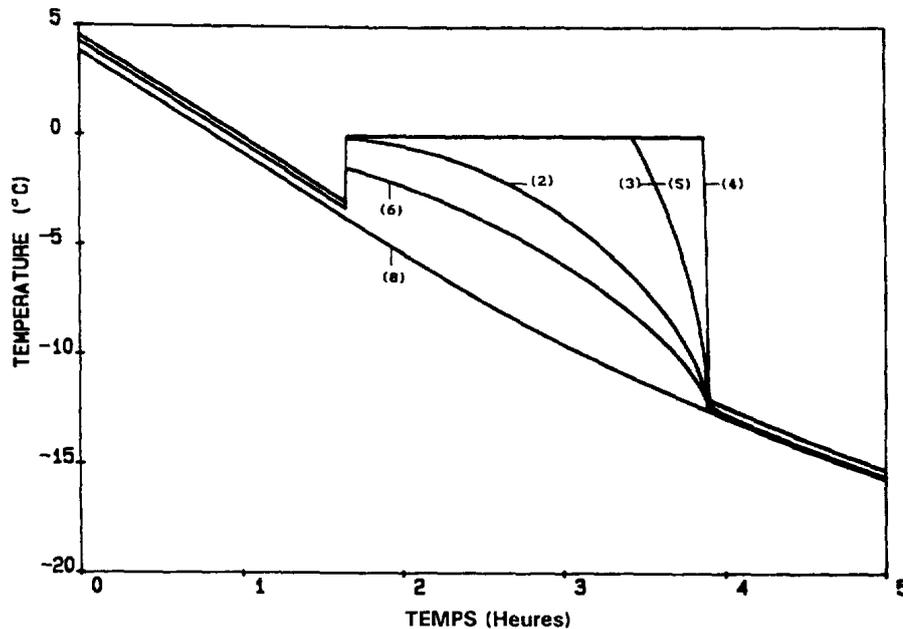


Fig. 6. Températures calculées aux différentes positions du nodule durant un refroidissement continu.

Si $\Delta\tau$ et N sont faibles, Δn_i est presque toujours inférieur à 1. Ainsi, le caractère stochastique de la cristallisation des liquides surfondus impose pratiquement de gérer dans le calcul les nodules individuellement.

3.4. Résultats du modèle

La Fig. 6 montre les températures calculées correspondant aux mêmes positions que sur la Fig. 3, pour un nodule qui cristallise. Nous trouvons un bon accord entre les courbes calculées et les courbes expérimentales.

Sur la Fig. 7, sont représentées les températures des nodules ayant cristallisé et celle du bain obtenues par

le modèle pour une stabilisation programmée à -2.5°C . Le résultat expérimental a été présenté sur la Fig. 4. Nous pouvons conclure que le modèle est en accord avec l'expérience. Nous avons une légère remontée de la température du bain lorsque de nombreuses cristallisations se succèdent rapidement. Ce léger réchauffement, retrouvé au cours de certaines expériences, retarde les cristallisations suivantes.

Le caractère stochastique des cristallisations est bien simulé. Même si les cristallisations dans le modèle ne se font pas exactement aux mêmes instants que l'expérience, le nombre de cristallisations dans un temps donné est approximativement le même. Un tirage aléatoire différent peut changer les instants de

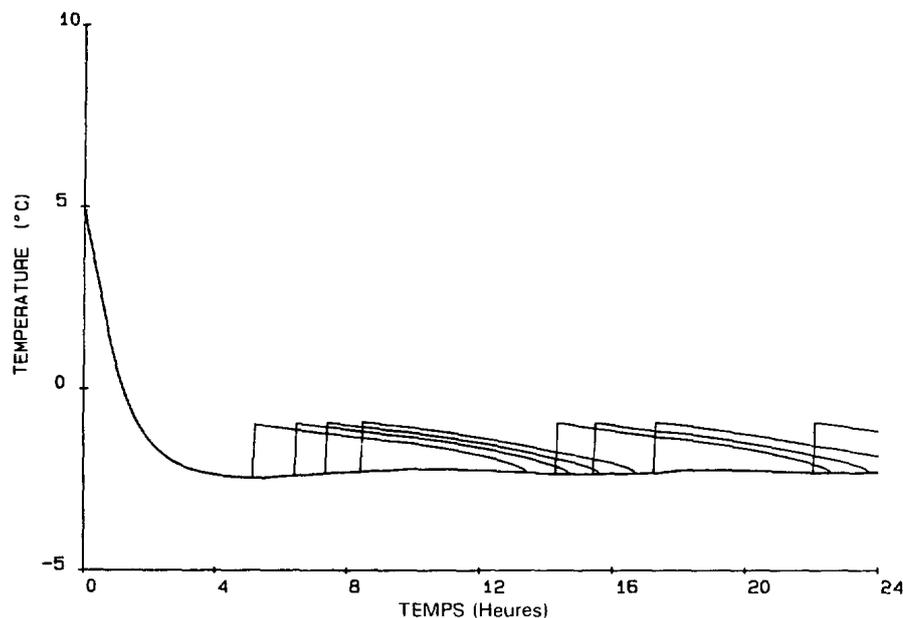


Fig. 7. Températures externes calculées de plusieurs nodules au cours d'une stabilisation à -2.5°C .

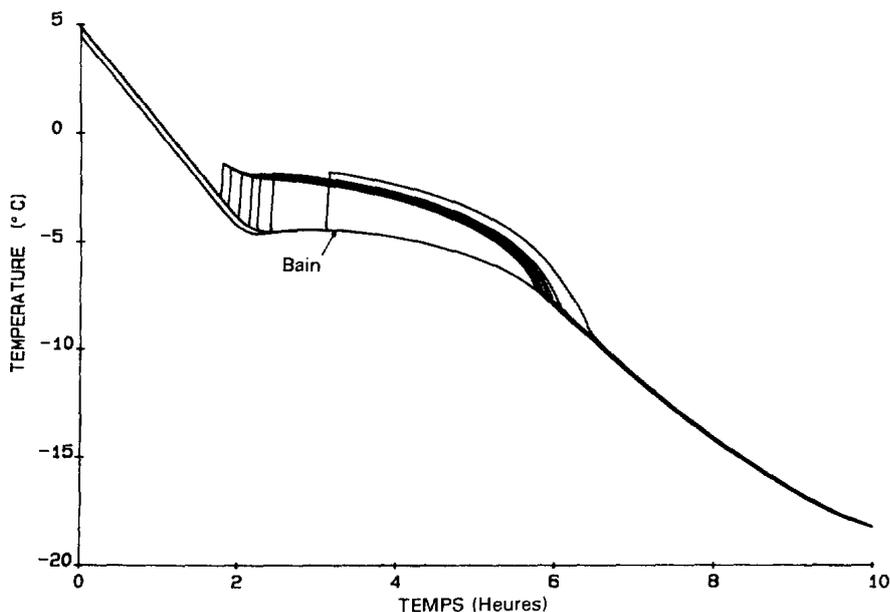


Fig. 8. Températures externes calculées de plusieurs nodules au cours d'un refroidissement continu.

cristallisation des nodules mais on retrouve pratiquement à chaque fois le même nombre de cristallisations conformément aux expériences.

Pour les refroidissements continus, les courbes ont une allure similaire comme l'indiquent les Figs. 8 pour le modèle et 5 pour l'expérience. La cristallisation des nodules dégage une énergie considérable compensant la puissance frigorifique créant ainsi un palier de température. Signalons que cette quasi-stabilisation de la température a été trouvée pour la cristallisation d'émulsion et a été justifiée par une analyse théorique [8]. Quel que soit le tirage aléatoire effectué, bien que les instants de cristallisations puissent être différents, nous trouvons rigoureusement la même évolution de la température du bain. Seulement quelques températures de nodules et celle du bain sont représentées sur les figures. Ces tracés correspondent au même ordre de cristallisation.

La bonne coïncidence des résultats obtenus par le calcul et par l'expérience montre que le modèle traduit de façon qualitative les phénomènes de transferts entre le MCP contenu dans les nodules et le fluide caloporteur et rend compte parfaitement du caractère aléatoire des ruptures de surfusion.

3.5. Exploitation du modèle

Le coefficient d'échange bain-nodule h est en fait une valeur moyenne sur la totalité de la surface du nodule et est déterminé par ajustement par rapport à une expérience sur un nodule, en contrôlant la durée de cristallisation. Plus h est grand, plus la durée de cristallisation est faible, mais son influence entre 100 et $200 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$ est limitée. h est évalué à $130 \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-1}$. L'ordre de grandeur est retrouvé avec des corrélations calculées pour des cas proches du nôtre [9, 10].

Plus la température de stabilisation est basse, plus

la durée de cristallisation est faible (Tableau 1). Pour un stockage efficace, il faut cristalliser le nodule entièrement afin d'éviter de perdre une partie de l'énergie au déstockage.

Pour un refroidissement continu, plus la température finale programmée est basse, plus la durée de palier est faible et les nodules cristallisent rapidement.

Nous pouvons faire varier la puissance de refroidissement par l'intermédiaire du coefficient U_0 . Avec une puissance de refroidissement assez importante pour refroidir la température régulée à 4°C h^{-1} jusqu'à -20°C , un ralentissement du refroidissement du bain est quand même observé dès la même température que lors des autres refroidissements.

La vitesse de refroidissement n'influence pas la température des premières cristallisations, le MCP cristallisant évidemment aux mêmes températures. A des vitesses de l'ordre de 20°C h^{-1} , les cristallisations sont détectées légèrement plus bas car l'écart de température entre l'enveloppe et le MCP est plus important.

Lors d'une stabilisation en température, plus on a de nodules, plus le nombre de cristallisations est

Tableau 1. Durée de cristallisation en fonction de la température (début de cristallisation à la température de stabilisation)

Température de stabilisation [$^\circ\text{C}$]	Durée de cristallisation [h]
-2.0	9.8
-2.5	7.9
-3.0	6.6
-3.5	5.7
-4.0	5.0
-4.5	4.5
-5.0	4.1

important durant le même intervalle de temps. Pour un refroidissement continu, plus les nodules sont nombreux, plus la chaleur dégagée par les cristallisations est grande allongeant le palier de température.

Les limites du modèle résident principalement dans la détermination de $J(T)$. Ainsi, la taille des nodules ne peut pas être modifiée car la surfusion dépend du volume et la fonction $J(T)$ a été déterminée seulement pour les nodules expérimentés.

Donc, le modèle est transposable à n'importe quel MCP et n'importe quelle dimension de nodules à condition de bien connaître les caractéristiques thermophysiques et la probabilité de cristallisation par unité de temps.

4. CONCLUSION

Notre travail a consisté à étudier le comportement de matériaux à changement de phases encapsulés dans des nodules, plus particulièrement au cours d'un refroidissement avec le phénomène de surfusion. Il est très important de connaître et de maîtriser la surfusion et d'analyser la cristallisation du MCP afin d'effectuer un stockage par chaleur latente des plus efficaces.

Plusieurs lots de nodules contenant divers agents nucléants ont été testés nous permettant de sélectionner un de ces lots, la surfusion étant de l'ordre de 2.5°C.

Un modèle déterminant les transferts thermiques lors de refroidissements de nodules dans un bain statique permet de retrouver les résultats expérimentaux avec la formation d'un palier de température au cours des refroidissements continus et le phénomène stochastique des ruptures de surfusion. Des informations importantes pour le stockage telles que la durée de cristallisation des nodules, la durée du palier de température et le temps nécessaire pour cristalliser totalement tous les nodules sont obtenues rapidement. Il

montre en particulier que pour simuler le stockage d'énergie lors de la cristallisation de liquides surfondus, des considérations énergétiques ne sont pas suffisantes, il faut tenir compte des lois probabilistes de la nucléation.

Remerciements—Ce travail a été réalisé avec le soutien de la société CRISTOPIA et de l'Agence De l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie (ADEME).

REFERENCES

1. G. A. Lane, *Solar Heat Storage: Latent Heat Material*, Vol. 1, pp. 1–56. CRC Press, New York (1983).
2. D. Chagot-Thebault and A. Polizzi, Le stockage de froid en chaleur latente par mélanges eutectiques, *Colloque du comité Français de l'électricité*, Lyon (1989).
3. I. Clause, J. P. Dumas, P. H. E. Meijer and F. Broto, Phases transformations in emulsions—I. Effects of thermal treatments on nucleation phenomena, *J. Dispersion Sci. Technol.* **8**(1), 1–28 (1987).
4. D. Turnbull, Phases change. In *Solid State Physics*, Vol. 2, pp. 226–306. Academic Press, New York (1956).
5. I. Sano, Y. Maena and Y. Fujitani, An experimental investigation on ice-nucleating properties of some chemical substances, *J. Met. Soc. Japan* **34**(2), 54–60 (1956).
6. J. P. Bédécarrats, Etude des transformations des matériaux à changement de phases encapsulés destinés au stockage du froid. Thèse, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Pau (1993).
7. U. Grigull and H. Sandner, *Heat Conduction*, pp. 150–156. Int. Series in Heat and Mass Transfer, Hemisphere, Washington DC (1984).
8. J. P. Dumas, M. Krichi, M. Strub and Y. Zeraoui, Models for the heat transfers during the transformations inside an emulsion—I. Crystallizations of the undercooled droplets, *Int. J. Heat Mass Transfer* **37**(5), 737–746 (1994).
9. G. D. Raithby and K. G. T. Hollands, A general method of obtaining approximate solutions to laminar and turbulent free convection problems. In *Advances in Heat Transfer* (Edited by T.F. Irvine and J.P. Hartnett), Vol. 11, pp. 266–315, Academic, New York (1975).
10. G. D. Raithby, A. Pollard, K. G. T. Hollands and M. M. Yovanovich, Free convection heat transfer from spheroids, *J. Heat Transfer* **98**, 737–746 (1976).

STUDY OF THE CRYSTALLIZATION OF NODULES CONTAINING A PHASE CHANGE MATERIAL FOR COOL THERMAL STORAGE

Abstract—Air conditioning and refrigeration have an increasing technological importance and the use of storage process is economically a good solution. The presented cool thermal storage process consists in the use of the solid–liquid transformation of Phase Change Materials (PCM) encapsulated in spherical nodules. These nodules fill a tank placed in the refrigeration loop. Laboratory experiments allow to know exactly the crystallization process of one nodule or of a small number of nodules and to specify the nature and the importance of the undercooling phenomenon (delay of crystallization). The erratic character of the crystallizations is particularly in evidence. A model, based on a combination of the energy equation and nucleation theories, is validated by the experiments and gives information on the kinetics of phase transformations. Copyright © 1996 Elsevier Science Ltd.

Chapitre 2

Etudes sur les Matériaux à Changement de Phase

2.1 MCP encapsulés et stockage du froid

Nomenclature

c	capacité calorifique massique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
d	diamètre extérieur du nodule, m
g	accélération de la pesanteur, m s^{-2}
h	coefficient d'échange convectif entre le nodule et le fluide caloporteur, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
$J(T_i)$	probabilité de cristallisation d'un nodule par unité de temps, s^{-1}
K	perméabilité, m^2
k	conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
L_F	chaleur latente massique de fusion du MCP, J kg^{-1}
N	nombre de nodules dans un volume de contrôle
Nu	nombre de Nusselt
P_d	pression dynamique, Pa
Pr	nombre de Prandtl
q	débit volumique, $\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
Ra	nombre de Rayleigh
r	rayon, m
Re	nombre de Reynolds
S	terme source, W m^{-3}
S_{nod}	surface externe du nodule, m^2
Ste	nombre de Stefan
t	temps, s
T	température, K
u	vitesse du fluide caloporteur, m s^{-1}
V	volume, m^3
x	coordonnée cartésienne
	Caractères grecs
β	coefficient d'expansion thermique, K^{-1}

Δn_τ	nombre de nodules qui commencent à cristalliser à l'instant τ
ΔT	degré de surfusion, K
Δt	pas de temps, s
ϵ	porosité
ϕ	flux échangé, W
μ	viscosité dynamique du fluide caloporteur, $\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
θ	température à l'intérieur du MCP, K
ρ	masse volumique, kg m^{-3}
τ	instant de cristallisation d'un nodule, s
τ_{ij}	tenseur des contraintes

Indices

c	MCP en cours de cristallisation ou cristallisation
e	externe
f	fluide caloporteur
F	fusion
i	nodule i ou interne ou direction
j	direction
l	MCP liquide
MCP	Matériau à Changement de Phase
p	polyéthylène
s	MCP solide
vc	maille = volume de contrôle

2.1.1 Introduction

Au moment où l'on parle de plus en plus d'environnement et de rationalisation de l'exploitation des ressources énergétiques, le stockage de l'énergie thermique se présente comme une solution particulièrement intéressante car il permet de dissocier l'utilisation de la production de l'énergie.

Essentiellement trois modes de stockage thermique peuvent être envisagés :

- le stockage par chaleur sensible qui exploite la capacité calorifique d'un matériau ([Hasnain, 1998a](#)),
- le stockage par chaleur latente qui consiste à utiliser la transformation solide - liquide d'un Matériau à Changement de Phase (MCP) ([Zalba et al., 2003](#)),
- le stockage thermo-chimique qui exploite la chaleur de sorption mise en oeuvre dans des processus physico-chimiques réversibles d'absorption exothermique et de désorption endothermique d'un gaz sur un milieu sorbant ([Lahmidi et al., 2006](#)).

Le stockage d'énergie est une solution très adaptée aux systèmes de froid industriel et de climatisation ([Hasnain, 1998b](#)). Mais dans ce secteur, le stockage par chaleur sensible est souvent inopérant du fait de la nécessité de forts écarts en températures et le stockage thermo-chimique est encore peu développé.

Actuellement, le stockage d'énergie par chaleur latente apporte une solution efficace aux investisseurs soucieux d'optimiser leur équipements : il permet une réelle gestion de l'énergie et donc d'utiliser des énergies au moment où elles sont les moins coûteuses (énergie solaire, tarifs de nuits pour l'électricité. . .) (Dumas *et al.*, 2004). Dans le cas particulier du stockage du froid (Saito, 2002), il offre de plus la possibilité de diminuer de façon sensible la quantité de fluides frigorigènes utilisés en accord avec les nouvelles législations très restrictives pour la protection de l'environnement.

2.1.2 Systèmes de stockage d'énergie par chaleur latente

Il existe différents procédés de stockage d'énergie par chaleur latente. Dans le domaine du froid, on rencontre essentiellement les technologies suivantes (Dumas, 2002) :

- **Bacs à glace** : C'est un système qui est actuellement très répandu à cause de sa simplicité et de la très longue expérience des installateurs. Il s'agit simplement d'une cuve contenant de l'eau en contact direct avec une batterie où circule un liquide froid qui peut être de l'eau glycolée ou le fluide frigorigène lui-même. Autour de ce circuit va se former de la glace remplissant complètement ou partiellement la cuve. Le déstockage s'effectue soit par pompage de l'eau à 0 °C mélangée à la glace (fusion externe) soit par circulation d'un liquide chaud (fusion interne) dans la batterie.
- **MCP encapsulés** : Le principe de ce stockage est d'utiliser un MCP confiné dans des récipients étanches de petites dimensions (quelques cm³ à quelques litres). Il suffit de les refroidir pour cristalliser leur contenu et de les mettre en contact avec la charge chaude pour le déstockage. Essentiellement, trois formes de capsules sont disponibles : des sphères, des bâtonnets et des plaques. Un fluide caloporteur procède à un échange d'énergie au contact des capsules. Ce type de stockage, permet l'utilisation des différents types de MCP sans exception. En effet, l'utilisation des eutectiques par exemple, s'avère impossible ou très difficile dans les systèmes tels que le bac à glace car dans de gros volumes, nous rencontrons facilement les phénomènes de ségrégation (séparation des composants de la solution).
- **Fluides frigoporteurs diphasiques** : les frigoporteurs diphasiques solide-liquide les plus étudiés ces dernières années sont les coulis de glace formés de cristaux de glace en suspension dans une solution aqueuse. Ces coulis sont généralement produits sur des parois réfrigérées raclées ou brossées permettant leur détachement de la paroi (Kauffeld *et al.*, 2005). Les limites de ce procédé résident, pour l'instant, dans le coût élevé du dispositif de production et dans une fiabilité réduite.

Dans cette partie du document, on s'intéressera uniquement au type de stockage où le MCP est confiné dans des capsules sphériques. L'utilisation des fluides frigoporteurs diphasiques sera développée dans le chapitre 3.

Cette étude est essentiellement orientée vers le stockage du froid mais pourrait s'appliquer à de plus hautes températures. Il suffirait pour cela de travailler avec des MCP dont la

température de changement d'état serait plus élevée.

Il est bien évident que le premier critère de choix d'un MCP concerne la température de changement d'état puisqu'elle doit être conforme à l'utilisation du procédé. Parmi tous les produits ayant une température de fusion acceptable, il est plus judicieux de choisir celui qui présentera la plus grande chaleur latente. D'autres critères très importants dans le choix des MCP sont à considérer tels :

- le coût : ce critère est bien sûr déterminant. Le choix ne sera pas le même s'il s'agit de quelques kilogrammes (cas dans des utilisations domestiques) ou de quelques tonnes (utilisations industrielles) ;
- la densité : un corps plus dense demandera un volume de stockage plus faible. Il faudra aussi s'intéresser à la variation de densité lors du changement d'état. C'est particulièrement vrai pour les MCP aqueux ;
- la tension de vapeur : elle doit être la plus faible possible ;
- la dangerosité du produit : il est bien évident que l'utilisation de certains produits est soumise à des réglementations et normalisations qu'il faut respecter ;
- la stabilité dans le temps ou au cours de cycles fusion-cristallisation ;
- la fiabilité des matériels de confinement : par exemple, l'utilisation de produits corrosifs doit se faire dans des récipients ou tuyauteries en acier inoxydable ou en matières plastiques ou céramiques. Le coût de ces confinements est aussi à prendre en compte ;
- la surfusion (retard de la cristallisation lors du refroidissement) devra être de faible importance : des additifs seront nécessaires. Il faudra en faire le bon choix et se préoccuper de leur coût.

Beaucoup de composés peuvent être envisagés pour être un MCP et plusieurs solutions sont souvent a priori possibles mais le fait de ne pas respecter un des critères énumérés ci-dessus peut les faire rayer de la liste. C'est pourquoi, nous ne donnons dans le tableau 2.1 que les grandes familles de corps généralement envisagées (Lane, 1983; Zalba *et al.*, 2003).

Famille	Domaine de température	Enthalpie de fusion (ordre de grandeur) (kJ kg ⁻¹)
Eau ou solutions	Sous-ambiante	300 à 335
Paraffines	Ambiante ou subambiante	200
Composés organiques	Ambiante ou subambiante	200
Hydrates	Ambiante ou subambiante	200 à 250
Solide-solide	60 à 200 °C	150
Sels	200 à 1000 °C	200

TABLE 2.1 – Exemples de MCP (Dumas, 2002)

Depuis plusieurs années, le laboratoire étudie un système de stockage d'énergie à basses températures, stockage du froid, utilisant des matériaux à changement de phase encapsulés. Ces études ont fait l'objet de trois thèses (Bédécarrats, 1993; Falcon, 1995; Kousksou, 2005) et de nombreuses publications.

2.1.3 Procédé de stockage par nodules encapsulés

Le procédé étudié utilise la transformation solide-liquide d'un matériau confiné dans des enveloppes sphériques appelées nodules. L'enveloppe est en polyéthylène haute densité de 2 mm d'épaisseur. Ces nodules dont le diamètre externe est de 77 mm, remplissent une cuve cylindrique placée dans une boucle de réfrigération (figures 2.1 et 2.2).

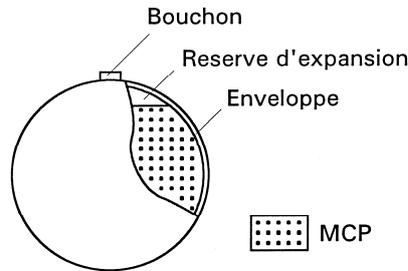


FIGURE 2.1 – Nodule

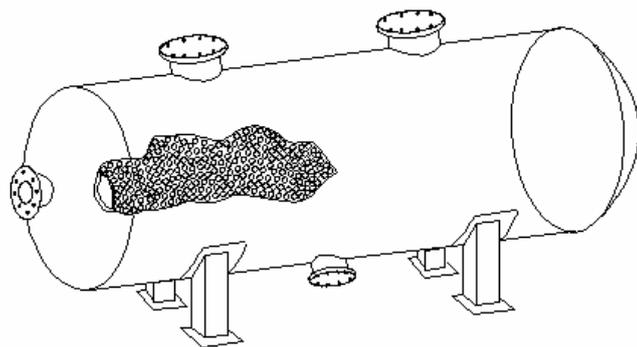


FIGURE 2.2 – Cuve de stockage

Un fluide caloporteur circule à l'intérieur de la cuve autour des nodules permettant les échanges d'énergie. Au cours du stockage, le fluide caloporteur refroidi par un groupe frigorifique absorbe l'énergie du matériau à changement de phase permettant sa cristallisation. Au cours du déstockage, le fluide caloporteur cède de l'énergie au matériau entraînant sa fusion. L'utilisateur récupère ainsi le "froid" qu'il a fourni pendant la phase de stockage.

Les nodules sont disposés aléatoirement dans la cuve, et le remplissage de cette dernière est le plus compact possible. Le rapport du volume occupé par les nodules par le volume interne de la cuve vaut sensiblement 0,6.

Le remplissage d'un nodule avec le MCP s'effectuant à l'état liquide, il est nécessaire, dans le cas de l'eau ou des solutions aqueuses, où la densité à l'état liquide est supérieure à celle à l'état solide, de ne pas complètement les remplir, afin de compenser en partie la

dilatation du MCP au cours de la cristallisation. Du fait des volumes de l'enveloppe et de la poche d'air, le MCP représente la moitié du volume de la cuve.

En plus des avantages évidents communs à tous les types de stockage par chaleur latente, l'encapsulation du MCP présentent les intérêts suivants :

- il est possible d'avoir différentes températures de déstockage ; les matériaux à changement de phase utilisés dans les nodules couvrent, pour le domaine du froid, une plage de températures allant de -33 °C à $+27\text{ °C}$ et sont en général des mélanges eutectiques ou des corps purs, dont la caractéristique est de fondre à température constante.
- la quantité totale de MCP est séparée dans plusieurs capsules et la surface d'échange entre le fluide caloporteur et le MCP est maximale ;
- l'épaisseur du MCP n'est jamais supérieure au diamètre du nodule permettant ainsi de réduire les problèmes de transferts thermiques rencontrés avec des MCP de faible conductivité thermique ;
- le système est entièrement confiné, ce qui peut, par exemple, assurer l'hygiène du procédé.

Les inconvénients résultent du phénomène de surfusion : le passage de l'état liquide à l'état solide se fait à une température plus basse que celle de fusion du matériau. A priori, sans précaution particulière, avec les dimensions des nodules utilisés, on peut envisager un retard à la cristallisation de l'ordre d'une dizaine de degrés. Ainsi pour le stockage, il serait nécessaire d'utiliser une température d'évaporation de la machine frigorifique plus basse conduisant à une consommation d'énergie supplémentaire. Cette surfusion peut même entraîner une insuffisance du système. En effet, il peut arriver que sa méconnaissance entraîne un sous-dimensionnement de l'installation. Le stockage serait uniquement par chaleur sensible (Bédécarrats *et al.*, 2002).

2.1.4 Surfusion

Malheureusement, le stockage par chaleur latente n'échappe pas à la surfusion. En effet, il est connu depuis longtemps que lorsqu'un liquide est refroidi, il ne cristallise pas à la température d'équilibre liquide-solide (température de fusion T_F) mais à une température plus basse T_c . Pour la caractériser, on définit le degré de surfusion $\Delta T = T_F - T_c$.

De nombreuses recherches ont été menées et ont permis de déterminer plusieurs paramètres qui influencent la surfusion. Parmi ces paramètres on peut citer : le volume de l'échantillon (plus le volume est petit, plus la surfusion est grande), l'histoire thermique (c'est-à-dire le nombre et la nature des cycles de refroidissement - réchauffement), la présence d'agent nucléant (additif permettant de réduire de manière significative la surfusion).

Le fait important des cristallisations des liquides surfondus est leur caractère aléatoire ou stochastique : lors d'un refroidissement continu, des échantillons identiques ne cristallisent pas à la même température. De plus, un échantillon subissant plusieurs cycles de refroidissement - réchauffement ne cristallise pas forcément à la même température à chaque

refroidissement. Ceci est dû au fait que la cristallisation est amorcée par des agrégats formés au sein du liquide par les fluctuations des molécules. Ces agrégats sont fluctuants (durée de vie de l'ordre de 10^{-12} s) et les théories de la nucléation (Turnbull, 1956) indiquent que la cristallisation n'est possible que lorsque se forme un agrégat de taille suffisante (supérieure à une taille critique). Cette formation se faisant au gré des fluctuations qui sont de nature aléatoire, on conçoit que les cristallisations soient aléatoires mais régies par des lois probabilistes. En fait, il est seulement possible de trouver une fonction $J(T)$ dite vitesse de nucléation, qui représente la probabilité de cristallisation par unité de temps. $J(T)$ est d'autant plus importante que la température T est basse. On montre que pour un volume donné, la vitesse de nucléation est pratiquement nulle jusqu'à une certaine température puis elle augmente ensuite très rapidement pour les températures inférieures (figure 2.3). Plus d'informations peuvent être trouvées dans l'introduction de la publication Bédécarrats et Dumas (1997) insérée page 17.

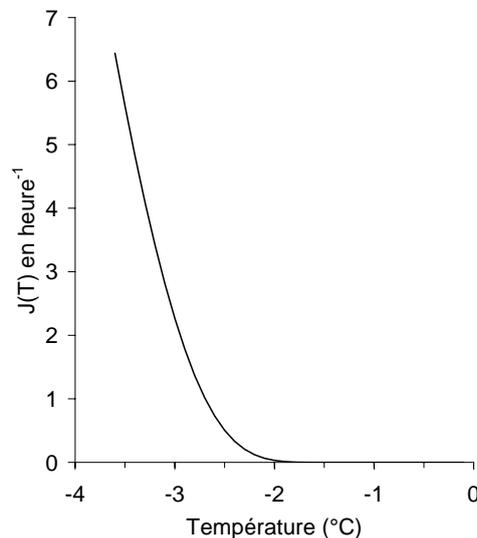


FIGURE 2.3 – Probabilité de cristallisation par unité de temps et de volume ($T_F = 0$ °C)

En réalité, les agrégats peuvent se former soit au sein du liquide (nucléation homogène), soit sur un corps étranger insoluble ou la paroi du récipient (nucléation hétérogène). En fait, il a été montré que la nucléation hétérogène est beaucoup plus efficace, entraînant une diminution de la surfusion. On a donc tout intérêt à se trouver, pour le stockage par chaleur latente, dans le cas de la nucléation hétérogène en introduisant, à l'intérieur du liquide, un corps étranger dit additif ou agent nucléant qui favorisera la cristallisation. Parmi les agents nucléants, on trouve des corps organiques, relativement peu utilisés au niveau industriel, et des particules inorganiques. Suivant leur nature chimique et la façon dont ils sont fabriqués et utilisés, ces additifs sont plus ou moins efficaces (Sano *et al.*, 1956). Pour qu'un agent nucléant soit efficace, il faut que sa structure cristalline soit proche de celle du cristal qui va apparaître lors de la cristallisation.

Le travail consistant à réduire la surfusion des nodules a été réalisé dans le cadre de ma

thèse (Bédécarrats, 1993) dont le résumé a été présenté dans le chapitre 1.

2.1.5 Résultats des études expérimentales

Deux bancs d'essais ont été réalisés.

Un des bancs sert à étudier en détail la surfusion des nodules. 32 nodules sont disposés dans une cuve parallélépipédique contenant de l'eau glycolée statique homogénéisée en température. Grâce à un collier de serrage, un thermocouple est fixé sur la paroi extérieure de chaque nodule afin de détecter la cristallisation (voir le paragraphe 2.2 de la publication Bédécarrats et Dumas (1997) page 19).

L'autre banc est un pilote de stockage du froid (Falcon, 1995) utilisant les MCP encapsulés : 2500 nodules remplissent une cuve cylindrique instrumentée de thermocouples, ils sont refroidis par le passage d'un fluide caloporteur froid assurant leur cristallisation.

Plusieurs types de MCP ont été testés. Seuls les résultats sur l'eau sont présentés dans ce mémoire.

2.1.5.1 Résultats sur les agents nucléants

Cette étude a fait l'objet de ma thèse. Je ne reprends ici que les résultats nécessaires à la compréhension des études qui ont suivi.

Plusieurs lots de nodules ($T_F = 0$ °C) sont testés avec divers agents nucléants choisis judicieusement. Il faut aussi tenir compte des considérations économiques. Nous observons, lors de la cristallisation, une remontée brusque de la température de la surface du nodule due au dégagement de chaleur important (c'est le principe du stockage de l'énergie) puis une décroissance lente jusqu'à la fin de la cristallisation. Nous remarquons que des nodules apparemment identiques ne cristallisent pas forcément à la même température (figure 2.4). De plus, un nodule subissant plusieurs cycles refroidissement-réchauffement ne cristallise pas toujours à la même température et au même instant au cours du refroidissement (figure 2.5). D'autres résultats confirmant ces tendances sont disponibles dans le paragraphe 2.3 de la publication Bédécarrats et Dumas (1997) page 19.

La surfusion est donc un fait totalement stochastique et seule une étude statistique des résultats permet d'apprécier le comportement du MCP. Certains agents nucléants se sont avérés peu efficaces dès le premier refroidissement et d'autres ont connu une détérioration de cette efficacité au cours des cycles de refroidissement - réchauffement.

L'agent nucléant retenu nous permet de réduire considérablement la surfusion mais pas de l'annuler (2,5 K en moyenne). Des cycles complémentaires permettent de déterminer la

probabilité de cristallisation par unité de temps d'un nodule contenant cet agent nucléant (figure 2.3) (voir le paragraphe 2.4 de la publication [Bédécarrats et Dumas \(1997\)](#) page 21).

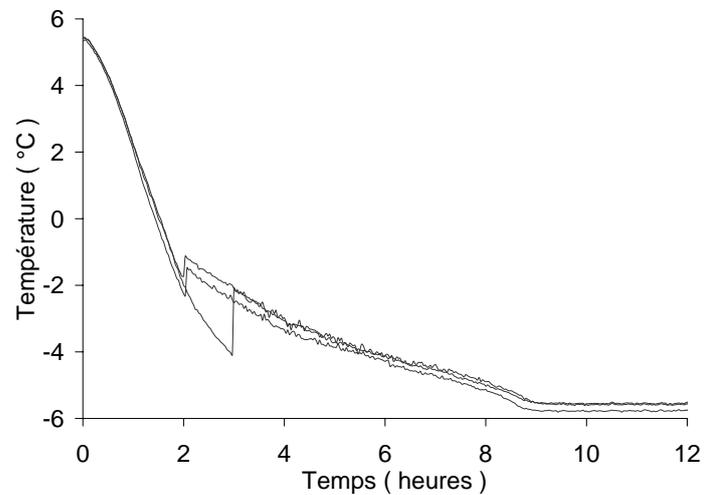


FIGURE 2.4 – Plusieurs nodules contenant un même agent nucléant au cours d'un refroidissement

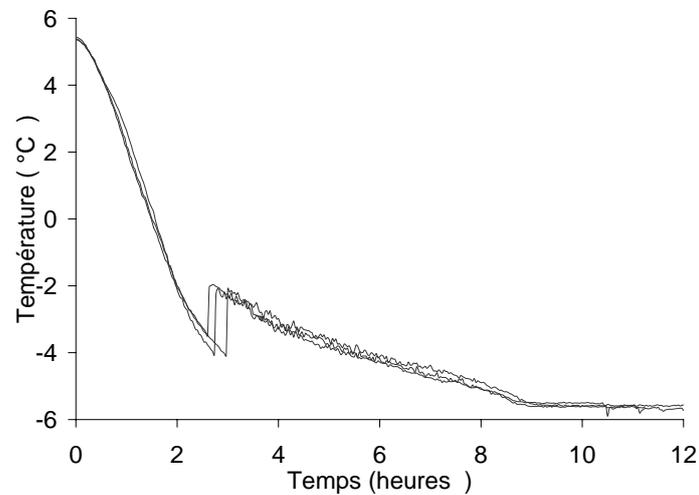


FIGURE 2.5 – Même nodule pour différents cycles

2.1.5.2 Résultats sur la cuve de stockage

Ces études correspondent aux premiers travaux auxquels j'ai participé à l'issue de ma thèse dès ma nomination en tant que Maître de Conférences.

Le pilote expérimental, représenté sur la figure 2.6, permet de tester une cuve de stockage dans toutes les configurations qui peuvent être rencontrées en milieu industriel. La description détaillée de ce pilote est présentée dans le paragraphe 2 de la publication (Bédécarrats *et al.*, 2009a) insérée page 55.

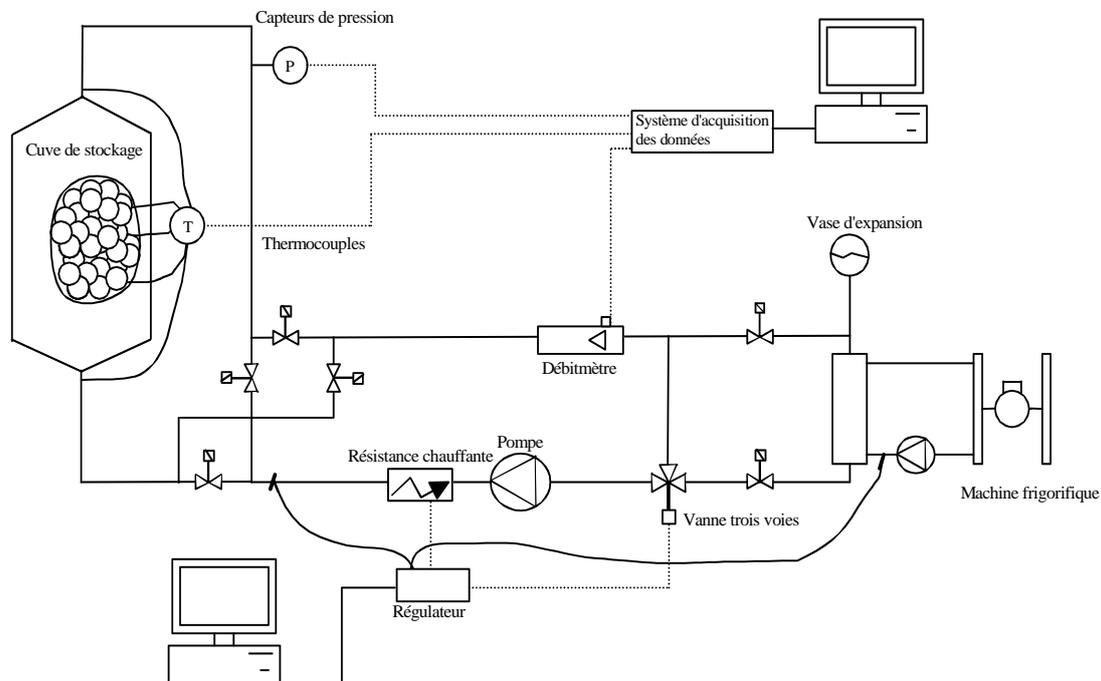


FIGURE 2.6 – Pilote de stockage du froid

Le but de notre étude, en collaboration avec la société CRISTOPIA et EDF, a été de déterminer l'influence de divers paramètres sur les stockages et les déstockages d'énergie latente, à partir d'une cuve de dimension réduite (1 m^3) remplie de nodules et intériorisée de thermocouples (figure 2.7).

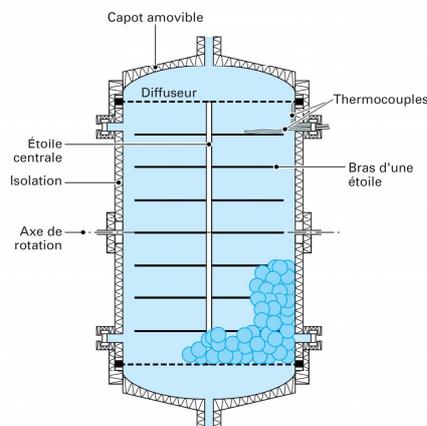


FIGURE 2.7 – Cuve verticale (pilote) avec son système interne de mesure de températures

Cette cuve de hauteur utile 1,42 m et de diamètre interne 0,94 m est remplie de 2500 nodules de diamètre extérieur 77 mm. Deux diffuseurs, destinés à soutenir les nodules, sont placés à chaque extrémité de la hauteur utile.

De très longues campagnes expérimentales ont été réalisées permettant de comprendre en détail le fonctionnement de ce type de stockage. Je ne reprends ici que les résultats essentiels. Plus d'informations peuvent être trouvées dans la publication (Bédécarrats *et al.*, 2009a) insérée page 53 faisant une synthèse complète des travaux réalisés.

Les mesures expérimentales ont permis d'analyser l'influence du débit du fluide caloporteur, de la température de ce fluide à l'entrée de la cuve, du sens de circulation du fluide, de la position de la cuve (verticale ou horizontale), des systèmes diffusant le fluide.

En pratique, nous avons dû définir trois types de drainage :

- Le mode "normal", dans le cas de la cuve en position verticale, où le fluide caloporteur circule de bas en haut au stockage et de haut en bas au déstockage. Il se caractérise pour le fluide caloporteur au sein de la cuve par une stratification des isothermes perpendiculaire au sens de l'écoulement. Dans ce cas là, la température est donc une fonction de la hauteur et du temps (voir figures 2.8 et 2.9).
- Le mode "inverse", dans le cas de la cuve en position verticale, où le fluide caloporteur circule de haut en bas au stockage et de bas en haut au déstockage. Ce mode est, par opposition au mode "normal", très marqué par l'apparition de phénomènes convectifs, générateur de mouvements de fluide de sens opposé à celui qui est imposé aux bornes de la cuve, et par la quasi-disparition de toute symétrie.
- Le drainage horizontal, dans le cas d'une cuve en position horizontale, se caractérise par une stratification des isothermes parallèle au sens de l'écoulement, particulièrement marquée à faible débit.

La comparaison de ces modes de fonctionnement a montré que l'optimum n'est atteint que dans le cas d'une évolution des plans isothermes perpendiculaire au sens de l'écoulement. Les autres modes, par l'apparition de chemins préférentiels, ont des temps de charge ou de décharge plus importants. Les essais menés sur une cuve horizontale, disposant d'un système de diffusion spécial rétablissant un drainage "normal", ont montré l'indépendance des résultats vis-à-vis de la forme géométrique de la cuve.

Quel que soit le mode de fonctionnement, le stockage ou le déstockage sont d'autant plus rapides que le débit du fluide est fort, ou que l'écart entre la température du fluide à l'entrée de la cuve et la température de fusion est important (voir les résultats de la publication Bédécarrats *et al.* (2009a) page 56)

Lors du mode normal, le fluide caloporteur circule dans la cuve de bas en haut au cours du stockage (figure 2.8) et de haut en bas au cours du déstockage (figure 2.9). Pour ce mode de fonctionnement, le stockage ou le déstockage sont terminés quand la température de sortie de la cuve est égale de nouveau à la température d'entrée.

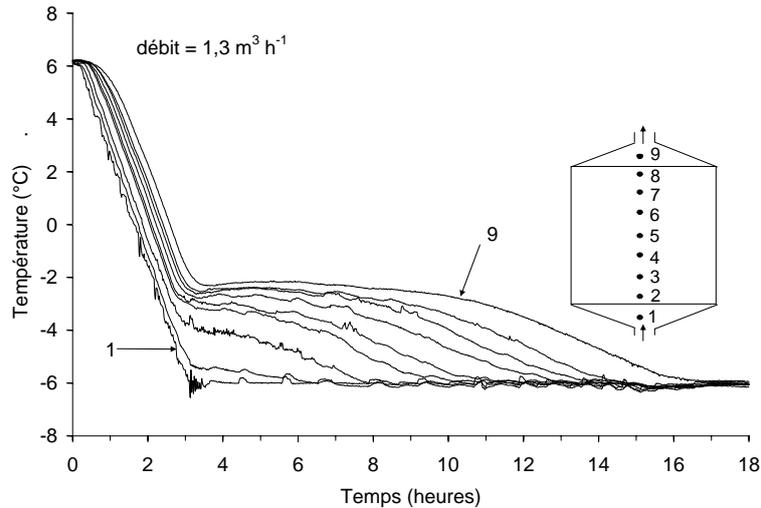


FIGURE 2.8 – Evolution des températures au sein de la cuve au cours d'un stockage mode "normal"

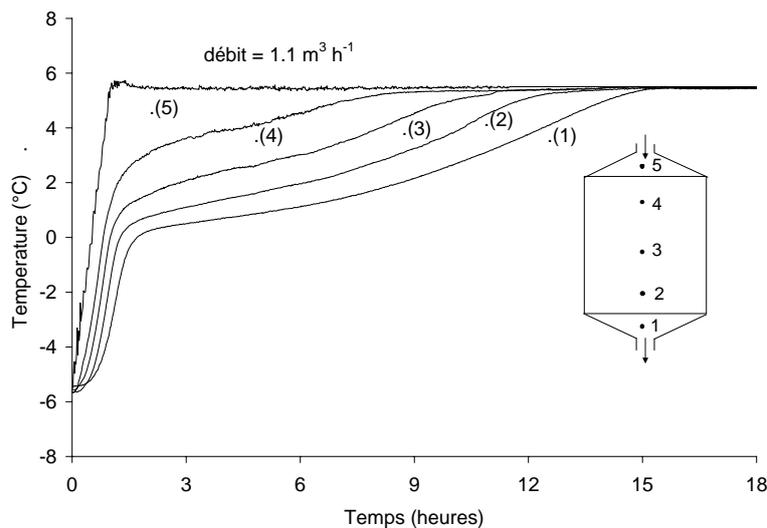


FIGURE 2.9 – Evolution des températures au sein de la cuve au cours d'un déstockage mode "normal"

La cristallisation ne se produisant pas à une température fixe et reproductible (surfusion)(voir la figure 4 de la publication [Bédécarrats *et al.* \(2009a\)](#) page 57), nous avons vérifié la non symétrie entre le stockage et le déstockage. Le phénomène aléatoire de la cristallisation des liquides surfondus et l'énergie exothermique qui lui est associée, entraîne un phénomène d'auto-régulation, qui se traduit, au stockage mode "normal", par une stabilisation de la température à la sortie de la cuve (thermocouple 9 de la figure 2.8) à une température inférieure à celle de la température d'équilibre liquide-solide ($T_F = 0 \text{ °C}$). Ce palier est d'autant plus marqué que l'écart entre sa température et la température finale d'entrée est faible, ou que le débit est faible.

Au déstockage, l'absence de retard à la fusion ne permet pas, sauf à très faible débit, d'observer de réel palier, mais uniquement un ralentissement important de la croissance de la température à la sortie de la cuve (thermocouple 1 de la figure 2.9).

En conditions industrielles, le mode de charge ou de décharge doit être réalisé dans un temps donné. La notion de puissance est donc essentielle. On joue donc sur les paramètres suivants : débit du fluide et température à l'entrée de la cuve. Plusieurs choix sont possibles. Au déstockage, nous avons montré qu'il est plus avantageux de choisir un couple (faible débit, forte température d'entrée), qu'un couple (fort débit, faible température d'entrée), afin d'utiliser l'énergie à un niveau de température proche de la température de fusion (voir les figures 16 et 18 de la publication [Bédécarrats *et al.* \(2009a\)](#) page 60). En effet, l'efficacité de la cuve diminue lorsque le débit du fluide augmente. Cependant, celle-ci est indépendante de la température finale du fluide à l'entrée et même de la puissance imposée (dans le cas d'une régulation en puissance).

De même au stockage, où pour la double raison d'existence de la surfusion et d'augmentation de la température à la sortie de la cuve lorsque le débit diminue, il est préférable de favoriser une température d'entrée plus basse.

L'influence de la surfusion sur une installation de stockage est facilement démontrable. Nous avons réalisé des essais avec un MCP en présence d'un agent nucléant efficace puis avec un MCP sans agent nucléant. La figure 2.10 montre des résultats de stockages pour un même débit du fluide caloporteur. Seules les températures à l'entrée et à la sortie de la cuve sont représentées. La cuve est en position verticale et le fluide caloporteur circule de bas en haut. Nous constatons que même avec une faible surfusion, la température à la sortie de la cuve ne se stabilise pas à la température d'équilibre liquide-solide T_F mais à une température plus basse.

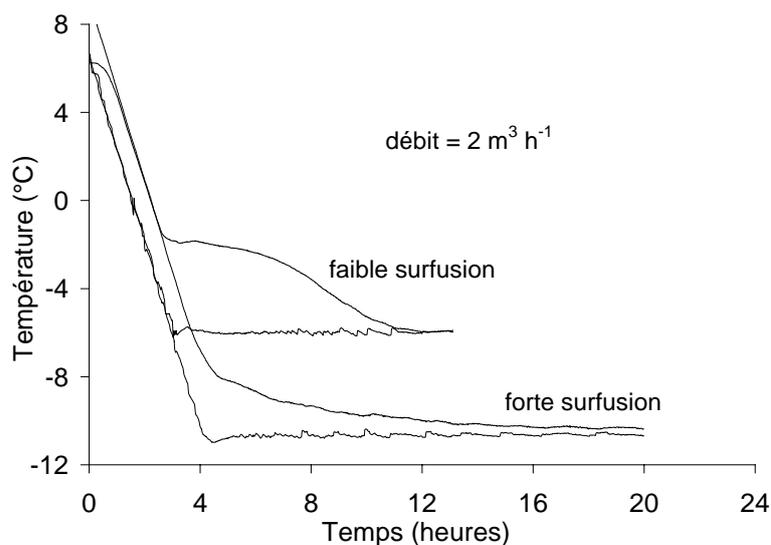


FIGURE 2.10 – Influence de la surfusion sur le stockage

Le désavantage d'une grande surfusion est évident : peu de nodules ont cristallisé lors du refroidissement à -11 °C et au bout de 16 heures durant lesquelles la température à l'entrée de la cuve est -11 °C , le stockage par chaleur latente est très faible alors qu'un refroidissement à -6 °C a suffi avec une surfusion réduite pour tout stocker au bout de 8 heures à cette température.

Si dans un nodule, il reste un morceau de glace, si petit soit-il, la cristallisation aura lieu sans surfusion donc à la température de fusion T_F . Pour noter l'influence des nodules partiellement fondus, nous avons réalisé des déstockages partiels suivis de stockages complets (Bédécarrats *et al.*, 1995).

Nous constatons que, suite à un déstockage partiel (figure 2.11), la température à la sortie de la cuve se stabilise durant le stockage à une température d'autant plus proche de la température de fusion ($T_F = 0\text{ °C}$) que le nombre de nodules n'ayant pas complètement fondu est important. Ces nodules ont donc une influence notable sur la température du palier, donc sur la durée du stockage. En effet plus le palier est bas en température, plus le stockage est long. On peut donc affirmer, qu'outre la diminution du temps de stockage consécutif à une quantité à restocker plus faible, la durée du stockage est plus courte du fait d'une influence réduite de la surfusion. Donc la surfusion, qui n'existe que lorsque le déstockage précédent est complet et que plus aucun morceau de solide ne reste dans le nodule, ralentit le stockage.

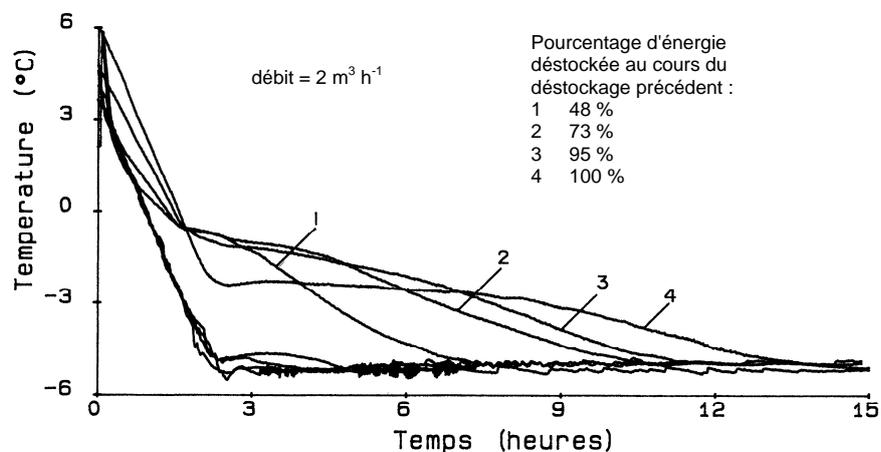


FIGURE 2.11 – Evolution des températures d'entrée et de sortie de cuve pour différents stockages

La diminution de la surfusion lors de stockages consécutifs à des déstockages partiels, son augmentation lorsque les nodules restent longtemps liquides à haute température, nous autorisent à conseiller de surdimensionner légèrement la taille de la cuve afin de ne jamais tout déstocker.

2.1.6 Modélisations

Des outils de modélisations et de simulations dynamiques de ce système ont été réalisés. Ces modèles permettent de prédire les résultats de divers types de fonctionnement afin d'apporter une aide aux industriels, en particulier dans le domaine du dimensionnement des installations.

Du fait des caractéristiques de la circulation du fluide caloporteur en mode "normal" où le fluide est diffusé verticalement respectant la stratification naturelle due à la densité du fluide caloporteur, nous avons pu concevoir un premier modèle basé sur l'équation de conservation de l'énergie.

Lorsque l'écoulement au sein de la cuve est plus complexe (mode "inverse" et drainage "horizontal"), ce modèle est limité. Un deuxième modèle s'appuyant sur l'hypothèse milieu poreux a été réalisé.

Ces modèles considèrent les transferts thermiques entre le fluide caloporteur et les MCP encapsulés tant au stockage qu'au déstockage, en tenant compte du caractère aléatoire des ruptures de surfusion lors de la cristallisation.

2.1.6.1 Modèle mode "normal"

Les détails de ce modèle ainsi que sa validation et son exploitation peuvent être trouvés dans la publication ([Bédécarrats *et al.*, 2009b](#)) insérée page 63. Les hypothèses du modèle sont détaillées dans le paragraphe 2 page 65.

Stockage La cuve est discrétisée en mailles (figure 2.12) contenant chacune un nombre entier N de nodules.

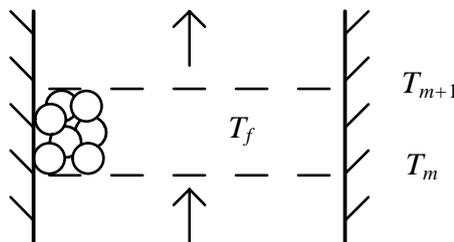


FIGURE 2.12 – maillage de la cuve

Si la température d'entrée du fluide caloporteur dans la maille est T_m et la température de sortie est T_{m+1} , l'équation générale de bilan de flux dans le fluide caloporteur est :

$$\rho_f c_f V_{vc} \frac{dT_f}{dt} = \rho_f c_f q_f (T_m - T_{m+1}) + \sum_{i=1}^N \phi_i \quad (2.1)$$

avec $T_f = (T_m + T_{m+1})/2$ la température moyenne du fluide caloporteur dans la maille, ϕ_i le flux échangé par le nodule i dans la maille correspondante.

A cause du caractère aléatoire de la cristallisation des liquides surfondus et malgré l'homogénéité de la température dans chaque maille, les nodules d'une même maille peuvent être dans des états différents (surfondus donc non cristallisés, entièrement cristallisés ou en cours de cristallisation). Les lois de la nucléation nous permettent de calculer à un instant t , le nombre de nouvelles cristallisations.

Pour chaque pas de temps Δt et chaque maille, nous calculons donc, d'une part, le nombre de nouvelles cristallisations Δn_τ et les flux correspondants et d'autre part, les flux $\phi_c(t)$ dus aux nodules qui ont cristallisé préalablement, et ϕ_l ou ϕ_s pour les nodules où le MCP est dans un état monophasique.

En appliquant les lois de la nucléation, Δn_τ est proportionnel à la probabilité de cristallisation d'un nodule par unité de temps $J(T_l)$ et au nombre de nodules susceptibles de cristalliser (nombre de nodule à l'état liquide). Ainsi, à l'instant considéré noté τ , le nombre de nouvelles cristallisations est :

$$\Delta n_\tau = J(T_l) [N - n(t)] \Delta t \quad (2.2)$$

où $n(t)$ est la somme des nodules dont le début de cristallisation a déjà eu lieu dans la maille considérée.

Δn_τ étant rarement un entier, nous déterminons le nombre de cristallisations ainsi : nous prenons la partie entière de Δn_τ (qui peut être zéro) et si X est la différence entre la valeur calculée et la partie entière, nous avons une chance sur $1/X$ d'avoir une cristallisation supplémentaire. Pour tenir compte de cette probabilité, nous faisons un tirage aléatoire d'un nombre compris entre 0 et 1. Si ce nombre est inclus entre 0 et X , nous avons une cristallisation supplémentaire. Cette procédure est nécessaire quand Δn_τ est faible, par exemple quand $J(T_l)$ est très faible ou si le pas Δt est faible, ou lorsque le nombre de nodules encore à l'état liquide devient faible, ce qui se produit en fin de stockage.

En cours de cristallisation, le flux ϕ_i échangé par le nodule i est calculé en considérant le système quasi-stationnaire (Alexiades et Solomon, 1993). Cette hypothèse est valable quand le nombre de Stefan Ste :

$$Ste = \frac{c_s (T_F - T)}{L_F} \quad (2.3)$$

est faible ($\ll 1$). L_F est la chaleur latente massique de changement d'état, c_s la capacité calorifique massique du MCP solide et T la température du MCP à la fin de la cristallisation. La chaleur sensible du solide en cours de cristallisation est donc négligée. Par exemple, pour $T = -10$ °C, $Ste \approx 0,06$ justifiant cette hypothèse.

Nous avons vérifié expérimentalement (voir le paragraphe 2.2 de la publication Bédécarrats et Dumas (1997) page 19) que la cristallisation se faisait de manière concentrique en débutant sur la paroi interne de l'enveloppe du nodule et que le liquide emprisonné au centre restait à la température de fusion (figure 2.13).

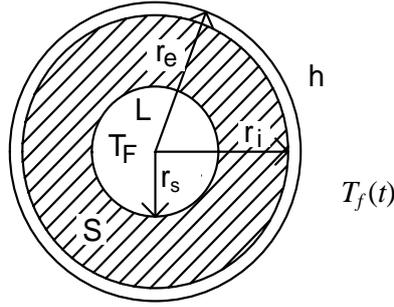


FIGURE 2.13 – Cristallisation à l'intérieur du nodule.

A l'instant τ où la cristallisation commence, nous pouvons considérer que le dégagement de chaleur est très rapide (durée négligée), donc supposer que le nodule est adiabatique et que immédiatement après τ , il y a apparition d'une couche sphérique de MCP solide de rayon interne r_o donné par :

$$r_o = \left[r_i^3 \left(1 - \frac{\rho_l c_l}{\rho_s L_F} \Delta T \right) \right]^{1/3} \quad (2.4)$$

où ρ_l et ρ_s sont les masses volumiques du MCP liquide et solide respectivement, c_l la capacité calorifique massique du MCP liquide, L_F la chaleur latente de fusion du MCP, r_i le rayon interne du nodule et $\Delta T = T_F - T_l$, le degré de surfusion. T_l étant la température du MCP avant la rupture de surfusion.

Pour tenir compte du remplissage incomplet des nodules, le rayon interne r_i du nodule, au stockage, est obtenu en supposant que celui-ci est parfaitement rempli. Nous obtenons alors :

$$r_i = r_r \alpha^{1/3} \quad (2.5)$$

avec α le coefficient de remplissage du nodule, défini par le rapport entre le volume de MCP à l'état liquide et le volume interne du nodule. r_r est le rayon interne réel du nodule.

Considérons un nodule de rayon interne r_i et notons r_s le rayon interne de MCP solide, les conditions sont (θ est la température du MCP à l'intérieur du nodule) :

$$\theta(r, t) = T_F \quad \text{pour } r \leq r_s(t) \quad (2.6)$$

$$4\pi r_i^2 k_s \left[\frac{\partial \theta(r, t)}{\partial r} \right]_{r=r_i} = \left[\frac{1}{\frac{1}{h S_{nod}} + \frac{1}{4\pi k_p} \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_e} \right)} \right] [T_f(t) - \theta(r_i, t)] \quad (2.7)$$

Avec l'hypothèse quasi-stationnaire, la variation de la température $\theta(r, t)$ à l'intérieur du nodule pour le MCP solide ($r \geq r_s(t)$) est :

$$\theta(r, t) = T_F + [T_f(t) - T_F] \frac{1 - \frac{r_s(t)}{r}}{\left(\frac{k_s}{k_p} - 1 \right) \frac{r_s(t)}{r_i} + \left(\frac{k_s}{hr_e} - \frac{k_s}{k_p} \right) \frac{r_s}{r_e} + 1} \quad (2.8)$$

Les conditions à l'interface liquide-solide sont les suivantes :

$$\rho_s L_F \frac{dr_s(t)}{dt} = k_s \left[\frac{\partial \theta(r, t)}{\partial r} \right]_{r=r_s(t)} = \frac{-\phi_i}{4\pi r_s^2(t)} \quad (2.9)$$

L'hypothèse quasi-stationnaire négligeant la chaleur sensible par rapport à la chaleur latente lors du changement d'état entraîne une sous-estimation de la durée de cristallisation. Nous recalculons ϕ_i en tenant compte de la partie sensible (Bédécarrats *et al.*, 1997) :

$$E(t) = \int_{r_s(t)}^{r_i} \rho_s c_s [\theta(r, t) - T_F] 4\pi r^2 dr + \frac{4}{3}\pi [r_i^3 - r_s^3(t)] \rho_s L_F \quad (2.10)$$

avec

$$\phi_i = \frac{dE}{dt} \quad (2.11)$$

Pour le calcul des flux échangés par le nodule avant cristallisation et après la fin de celle-ci, on considère que les températures du MCP sont uniformes et l'on écrit que la variation d'énergie interne dans le MCP est égale au flux sortant du nodule.

L'échange MCP - fluide caloporteur a fait l'objet de plusieurs études. Dans notre cas, au cours de la cristallisation, l'échange se fait essentiellement par convection naturelle (El Omari, 2001; El Omari *et al.*, 2000). Avant la cristallisation et une fois qu'elle est complètement terminée, l'échange se fait par convection mixte. Pour tenir compte de ces modes de transferts, le coefficient d'échange est déterminé grâce à une corrélation du type $Nu = f(Re, Pr)$ lors du refroidissement sensible du MCP et grâce à une corrélation du type $Nu = f(Ra)$ lors du refroidissement latent (voir le paragraphe 2.1.4. de la publication, Bédécarrats *et al.* (2009b), page 67).

Déstockage La fusion n'entraîne pas de retard à la transformation donc la température du fluide caloporteur étant uniforme dans une maille, tous les nodules d'une maille commencent à fondre en même temps à la température de fusion. Aussi, l'équation 2.1 devient :

$$\rho_f c_f V_{vc} \frac{dT_f}{dt} = \rho_f c_f q_f (T_m - T_{m+1}) + N\phi_i \quad (2.12)$$

Lorsque la fusion s'amorce, elle se fait de façon égale sur la surface interne de l'enveloppe du nodule. Pour l'eau, dès que la quantité de liquide est suffisante, les forces de gravitation dues à la différence de densité entre les phases solide et liquide, font monter le glaçon contre la paroi haute du nodule. Malgré cela, nous faisons l'hypothèse simplificatrice d'une fusion concentrique et les équations donnant ϕ_i sont du même type que pour la cristallisation.

Au cours de la phase de fusion, le transfert d'énergie dans la phase liquide se fait par convection naturelle et conduction. Nous pouvons prendre en compte la convection naturelle en gardant l'équation de conduction et en utilisant une conductivité efficace (Raithby et Hollands, 1975). La convection naturelle entraîne une fusion plus rapide qui se traduit, en utilisant cette méthode, par une valeur de la conductivité efficace environ deux fois plus élevée que celle de la conductivité du MCP liquide.

Validation du modèle La modélisation du processus de cristallisation et de son caractère aléatoire a été validée (voir le paragraphe 3.4 de la publication [Bédécarrats et Dumas \(1997\)](#) page 23).

La cohérence du modèle de la cuve de stockage a été vérifiée en comparant des résultats expérimentaux et ceux donnés par le modèle dans des conditions contrôlées de débit et de températures d'entrée pour les phases de stockage (figures 2.14 et 2.15) et de déstockage (figures 2.16 et 2.17).

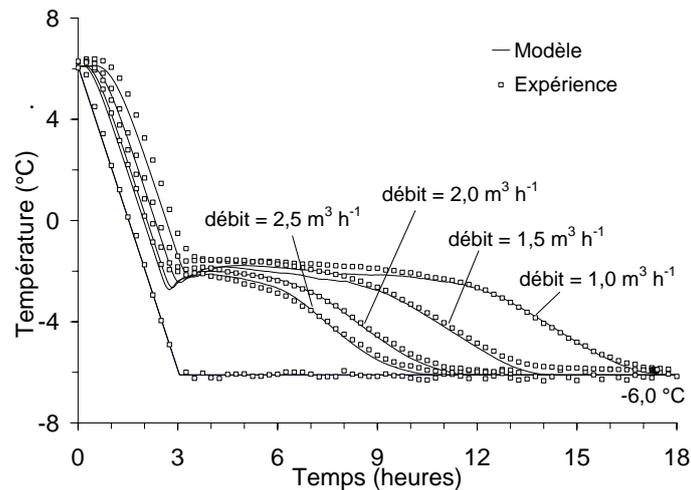


FIGURE 2.14 – Influence du débit sur le stockage

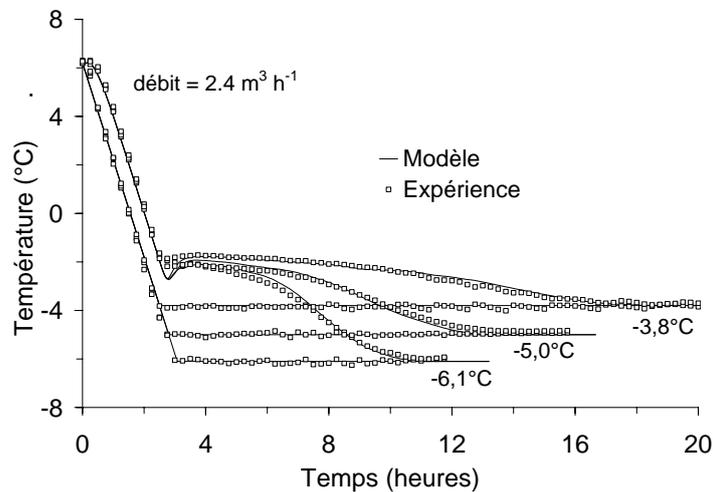


FIGURE 2.15 – Influence de la température sur le stockage

Notons que pour le déstockage, les hypothèses simplificatrices, considérant la fusion concentrique et une prise en compte des phénomènes convectifs au sein du MCP liquide avec une conductivité équivalente, permettent néanmoins de retrouver les résultats expérimentaux.

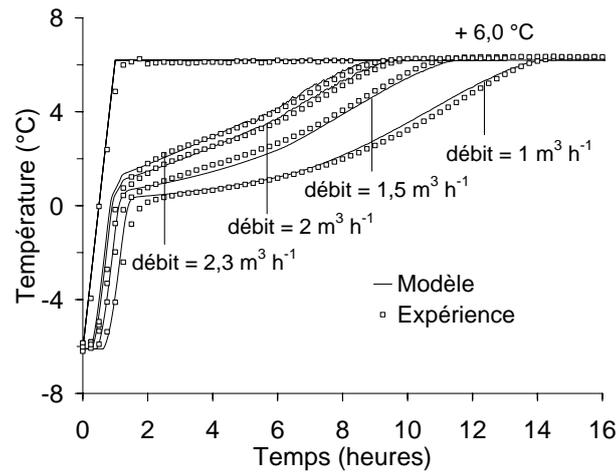


FIGURE 2.16 – Influence du débit sur le déstockage

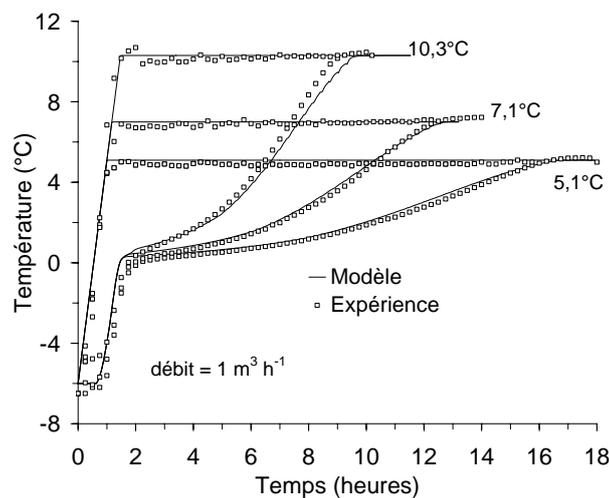


FIGURE 2.17 – Influence de la température sur le déstockage

Le modèle a aussi été validé dans le cas d'un stockage précédé par un déstockage partiel (voir le paragraphe 2.3. de la publication, [Bédécarrats *et al.* \(2009b\)](#), page 71).

Dans les systèmes réels, la température d'entrée du fluide dans la cuve n'est plus régulée mais dépend de la puissance frigorifique au stockage et de la puissance utilisée au déstockage. De plus le débit peut varier. La simulation d'une installation de climatisation ([Strub *et al.*, 1997](#)) a également donné des résultats satisfaisants (voir le paragraphe 2.4. de la publication, [Bédécarrats *et al.* \(2009b\)](#), page 71).

Le premier modèle ne tient pas compte des phénomènes convectifs dus à la différence de densité du fluide caloporteur au sein de la cuve. Il ne permet pas de retrouver le fonctionnement des cuves de stockage lorsque le drainage est inversé ou horizontal. Un deuxième

modèle a donc été réalisé.

2.1.6.2 Milieu poreux

L'analyse de l'écoulement du fluide au sein de la cuve est largement simplifiée en utilisant une modélisation la considérant comme un milieu poreux. Ce travail a fait l'objet d'une thèse (Kousksou, 2005), que j'ai co-dirigée avec Jean-Pierre Dumas, financée par une Action Intégrée Franco-Marocaine.

Equations Les principales hypothèses du modèle sont les suivantes :

- le fluide est newtonien et incompressible,
- l'écoulement est laminaire et à deux dimensions,
- la dissipation visqueuse et les transferts radiatifs sont négligés,
- les propriétés physiques sont constantes, excepté pour la densité dans le terme de poussée d'Archimède des équations du mouvement,
- le terme source de chaleur dû à la cristallisation est calculé en considérant le caractère aléatoire de la cristallisation du MCP surfondu.

S'appuyant sur ces hypothèses, les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie s'énoncent ainsi :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2.13)$$

$$\frac{\rho_f}{\epsilon} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\rho_f}{\epsilon^2} u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P_d}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \rho_f \beta_f [(T_f - T(r_e))] g_i - \epsilon \frac{\mu_f}{K} u_i \quad (2.14)$$

$$\epsilon \rho_f c_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \rho_f c_f u_i \frac{\partial T_f}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} (\epsilon k_f \frac{\partial T_f}{\partial x_i}) + S \quad (2.15)$$

où, τ_{ij} est le tenseur des contraintes visqueuses :

$$\tau_{ij} = \mu_f \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.16)$$

et x_i est la coordonnée cartésienne dans la direction i ($x_1 = x, x_2 = y$); t le temps; u_i la vitesse moyenne dans la direction i ($u_1 = u, u_2 = v$); P_d la pression moyenne dynamique; T_f la température moyenne du fluide; g_i l'accélération de la pesanteur dans la direction i ($g_1 = 0, g_2 = -g$); $T(r_e)$ est la température de la paroi du nodule; $\rho_f, \mu_f, \beta_f, k_f, c_f$ sont respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique, le coefficient d'expansion thermique, la conductivité thermique et la chaleur spécifique à pression constante du fluide.

K est la perméabilité donnée par la relation de Kozeny-Carman qui relie la perméabilité

d'un milieu poreux à sa surface spécifique et à sa porosité ϵ donnant pour des sphères de diamètre d (voir le paragraphe 2.1 de la publication [Kousksou et al. \(2008\)](#) page 77) :

$$K = \frac{d^2}{180} \frac{\epsilon^3}{(1 - \epsilon)^2} \quad (2.17)$$

La porosité ϵ est définie par le rapport du volume de fluide par le volume total de la cuve. $\epsilon = 0,4$ dans notre cuve expérimentale.

Le terme source S est la somme des flux sortants par chaque nodule :

$$S = \frac{1}{V_{vc}} \left(N_s(t)\phi_s(t) + N_l(t)\phi_l(t) + \sum \Delta n_\tau \phi_c(t) \right) \quad (2.18)$$

avec Δn_τ le nombre de nodules qui cristallisent à l'instant τ , ϕ_c le flux échangé par un nodule cristallisant à l'instant τ , N_l ou N_s le nombre des nodules qui sont à l'état monophasique, ϕ_l le flux d'énergie sortant d'un nodule avant sa cristallisation et ϕ_s le flux d'énergie sortant d'un nodule une fois la cristallisation terminée.

Les flux peuvent être calculés de la même façon que dans le premier modèle ou par une méthode enthalpique programmée pour décrire le changement d'état au sein des nodules de façon plus précise ([Kousksou, 2005](#)). Quelque soit la méthode utilisée, la surfusion et le caractère aléatoire des cristallisations sont pris en compte.

Le modèle milieu poreux est aussi adapté au déstockage en utilisant les mêmes hypothèses lors de la fusion que pour le modèle mode "normal".

La partie du calcul concernant l'écoulement au sein de la cuve est réalisée en intégrant les équations différentielles de conservation [2.13](#), [2.14](#) et [2.15](#) dans chacun des volumes de contrôle. A chaque itération, le terme source est recalculé en utilisant la température du fluide donnée par le code. De cette manière, à chaque pas de temps, le flux dégagé par chaque nodule est calculé en tenant compte de l'état des échanges thermiques à la paroi au même instant. Les détails de la technique numérique sont présentés dans les références ([Kousksou et al., 2005, 2008](#)).

Résultats La principale application de ce code est l'étude de l'écoulement et le transfert au sein de la cuve en position horizontale.

La figure [2.18](#) présente l'état de la cuve pour un débit de $1,1 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ durant la phase du stockage pour les différents instants. Le refroidissement est réalisé de $6 \text{ }^\circ\text{C}$ à $-6 \text{ }^\circ\text{C}$ avec une vitesse de refroidissement de $4 \text{ }^\circ\text{C h}^{-1}$.

Le modèle nous permet de vérifier que dès le début du stockage, le fluide froid, du fait de sa densité élevée, tombe rapidement au fond de la cuve, et que le front de cristallisation se déplace du bas vers le haut de la cuve. Les cristallisations ralentissent la progression verticale du fluide froid, les échanges entre la zone cristallisant et les zones situées au dessus se font principalement par convection naturelle.

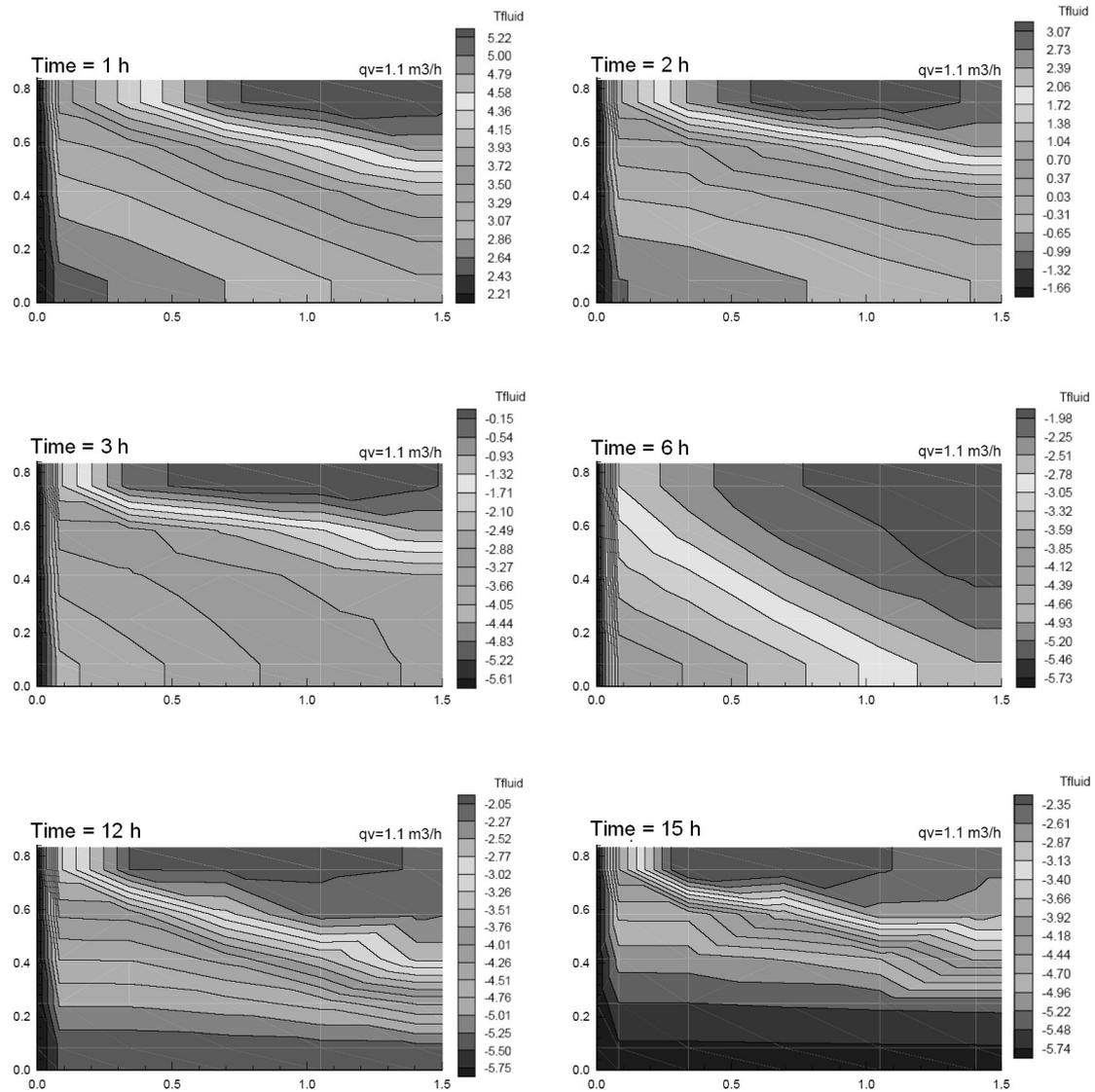


FIGURE 2.18 – Stockage - Cuve horizontale

On peut voir que à $t = 12 \text{ h}$, le haut de la cuve est encore à -2 °C , température à laquelle la grande majorité des nodules n'a pas encore cristallisé. Il faut attendre environ 26 heures pour que toute la cuve soit à -6 °C température à laquelle on est sûr que le stockage est complet.

Des résultats complémentaires comme le champ des vitesses et l'évolution des températures du fluide caloporteur en fonction du temps au sein de la cuve sont présentés dans le paragraphe 3.1 de la publication [Kousksou *et al.* \(2008\)](#) page 81.

Le modèle permet de retrouver les mêmes tendances que l'expérience ([Kousksou, 2005](#)).

La figure 2.19 représente la quantité d'énergie latente stockée, le nombre total de nodules qui commencent à cristalliser et le nombre de nodules qui ont terminé de cristalliser déterminés par le modèle. Sur la même figure, nous avons représenté les courbes correspondant

à la température à l'entrée et la température à la sortie de la cuve. Ces courbes montrent que le stockage n'est pas achevé même si la température à la sortie atteint la valeur de la température à l'entrée. Par exemple, cette simulation indique que le stockage est terminé au bout de 20 heures soit 6 heures après que la température de sortie soit égale à celle de l'entrée.

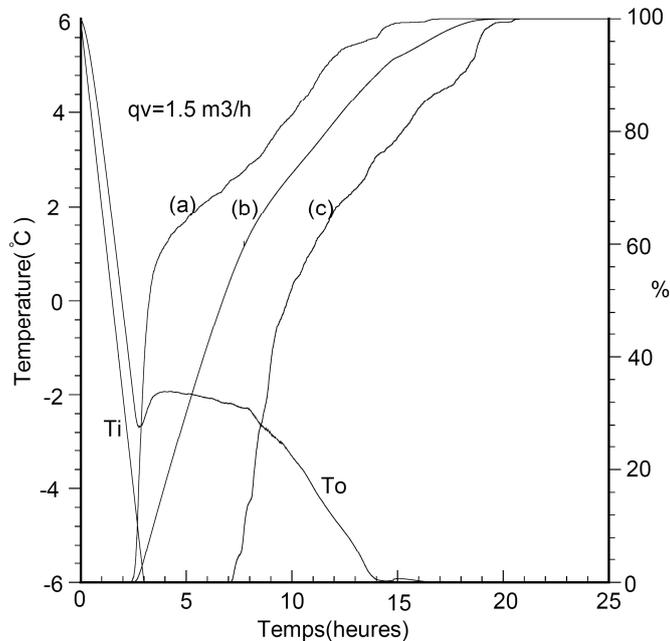


FIGURE 2.19 – Modèle cuve horizontale. Pourcentage : (a) de nœuds qui ont commencé à cristalliser, (b) d'énergie latente stockée, (c) de nœuds entièrement cristallisés

La figure 2.20 présente le pourcentage de l'énergie latente stockée lors d'un stockage en position horizontale accompagné de son équivalent en position verticale. La comparaison des deux courbes, montre que le temps de charge est supérieur en position horizontale.

Des exploitations complémentaires de ce modèle sont présentées dans la publication [Kousksou *et al.* \(2008\)](#) page 83 (paragraphe 3). Elles mènent aux conclusions suivantes :

- A volume de cuve constant et à porosité constante, une diminution de la taille des nœuds permet de réduire la durée du stockage avec la même quantité de MCP. Une réduction du diamètre entraîne une augmentation du nombre de nœuds et de la surface d'échange nodule-fluide augmentant le transfert entre le MCP et le fluide caloporteur.
- A volume de cuve constant et à diamètre de nodule constant, une augmentation de la porosité permet un stockage plus rapide mais qui correspond à une énergie moindre. Une augmentation de la porosité correspond à une diminution de la quantité de MCP.
- La variation de la longueur de la cuve en gardant le volume constant influence la durée du stockage. En réduisant la longueur, correspondant à une augmentation de la hauteur, on réalise un stockage plus efficace.

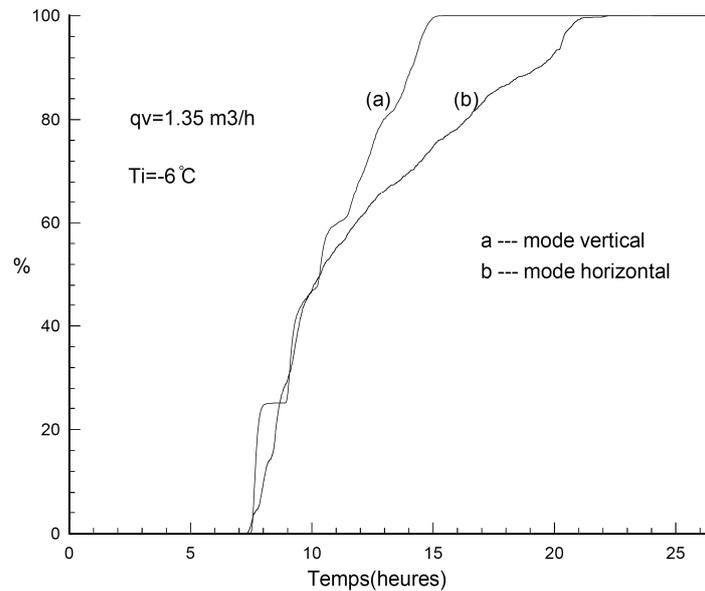


FIGURE 2.20 – Influence de la position de la cuve. (a) vertical, (b) horizontal

L'adaptation du modèle a été faite pour simuler les déstockages en mode horizontal en prenant les mêmes hypothèses pour le processus de fusion à l'intérieur du nodule que dans le modèle "normal".

Lorsque l'on injecte horizontalement du fluide chaud dans une cuve saturée de ce même fluide froid, celui-ci monte en haut de la cuve. C'est donc le haut qui est favorisé et le front de fusion se déplace du haut vers le bas. Le drainage horizontal se caractérise par des chemins préférentiels qui induisent des parties froides au sein de la cuve qui nuisent à l'efficacité du déstockage.

2.1.7 Conclusions

Nous avons montré l'influence prépondérante de la surfusion pour les procédés de stockage utilisant les transformations liquide-solide. Il est très important de connaître, de maîtriser la surfusion et d'analyser la cristallisation du MCP afin d'effectuer un stockage par chaleur latente des plus efficaces. Diminuer la surfusion permet de réduire la puissance des groupes frigorifiques et donc de faire des économies sur les investissements de départ pour l'installation.

La réalisation du pilote expérimental a permis une étude fine du fonctionnement du procédé utilisant les MCP encapsulés dans des nodules. Elle a permis de mettre en évidence différents types de fonctionnement correspondant à des drainages particuliers de la cuve de stockage. Le fonctionnement optimum est celui correspondant à une circulation du fluide

caloporteur au sein de la cuve se caractérisant par une stratification des isothermes perpendiculaire au sens de l'écoulement. Lorsque la cuve est en position verticale, au cours du stockage du froid, l'entrée du liquide frigoporteur se fait par le bas et au cours du déstockage, l'entrée du liquide se fait par le haut.

La diminution de l'influence de la surfusion observée lors de stockages consécutifs à des déstockages partiels, nous encourage à surdimensionner légèrement la taille de la cuve, afin de ne pas fondre entièrement tous les nodules au déstockage. En effet, si dans un nodule, il reste un petit morceau de MCP solide, la cristallisation aura lieu alors sans surfusion, donc à la température de fusion.

La compréhension du fonctionnement de ces cuves de stockage a permis d'élaborer des modèles dont le plus simple est maintenant un outil d'optimisation des installations industrielles. Il a permis par exemple de tester l'utilité de ce type de stockage pour refroidir l'air à l'entrée d'une turbine à gaz afin d'améliorer ses performances (Bédécarrats et Strub, 2009).

Le second modèle des transferts thermiques au sein de la cuve de stockage en la considérant comme un milieu poreux est beaucoup plus pointu mais aussi académique car il permet de retrouver le fonctionnement des installations mais dans des conditions défavorables (par exemple drainage horizontal) qui ne sont plus rencontrées dans le milieu industriel. En effet, lorsqu'une cuve horizontale est nécessaire (par exemple, faute de place), il est proposé une "fausse" cuve verticale suivant le schéma de la figure 2.21 où l'arrivée ou le départ du liquide se font par des tubes horizontaux percés raccordés en position haute et basse. Il a pu être montré que la cuve se comportait alors comme une cuve verticale. En fait, c'est le volume de la cuve qui compte et non sa forme.

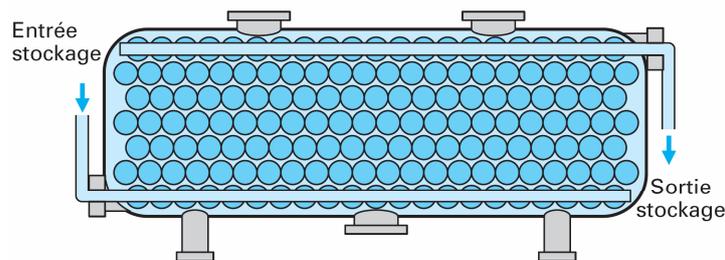


FIGURE 2.21 – Cuve horizontale avec drainage vertical

Tous ces travaux ont l'originalité de tenir compte de la surfusion.

Le comportement dynamique de la cuve de stockage est soumis à des phases de stockage/déstockage, phases par nature instationnaires. Les relations températures-temps obtenues sont relativement complexes à cause de la surfusion mais aussi car elles doivent tenir compte de l'état de la cuve à l'état initial très dépendant de son utilisation.

Afin d'optimiser le fonctionnement de ces installations de stockage, il est important de comprendre les phénomènes rencontrés lors de la fusion ou la cristallisation des MCP. Des études plus fondamentales ont donc été réalisées. Le paragraphe suivant (paragraphe 2.2 page 89) présente l'étude concernant la fusion par contact direct d'un MCP.



Contents lists available at ScienceDirect

Energy Conversion and Management

journal homepage: www.elsevier.com/locate/enconman

Study of a phase change energy storage using spherical capsules. Part I: Experimental results

J.P. Bédécarrats*, J. Castaing-Lasvignottes, F. Strub, J.P. Dumas

Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Avenue de l'Université, BP 1155, 64013 Pau cedex, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 29 March 2008
 Received in revised form 18 May 2009
 Accepted 8 June 2009
 Available online 23 July 2009

Keywords:

Liquid–solid phase change material
 Supercooling
 Charge mode
 Discharge mode
 Latent heat
 Experimental results

ABSTRACT

This paper presents an experimental investigation of the performance of an encapsulated phase change energy storage during the charging and the discharging processes. The spherical capsules, containing water with a nucleation agent as a phase change material (PCM), fill the thermal storage tank. The heat transfer fluid which circulates through the tank and around the capsules is an aqueous solution of mono-ethylene glycol. A series of experiments were carried out to investigate the effects of various parameters including the inlet heat transfer fluid temperature and flow rate, kinetics of cooling and heating, on the charging and discharging processes. The main results are:

- There is a significant influence of the supercooling phenomenon during the charging process.
- The lower the inlet coolant temperature and the larger the coolant flow rate are, the faster the storage is. The choice of the couples (flow rate, inlet temperature) must permit to store the total energy in a given time.
- When a charge mode follows an incomplete discharge mode, the charge mode is the result of the crystallization of some capsules which present supercooling and of others which do not. The consequence is that the charge mode is made at a higher temperature with a relatively shorter duration.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

Recently, latent heat thermal energy storage systems have been widely used in fields such as cool storage for central air-conditioning, hot storage for air heating, solar energy, energy efficiency buildings and waste heat recovery. Actually, storage systems permit the efficient and the rational use of available resources and the optimum use of renewable energies using the time lag between production or availability of energy and its consumption in receiving systems. To obtain a more important storage density, it is often necessary to use phase change materials (PCM) [1,2].

In a recent review paper, Sharma et al. [3] presented the available latent thermal energy storage technologies and the current research in this field, with the main focus being on the assessment of the thermal properties of used various PCM.

The use of the latent heat of phase change represents a well-known and extremely attractive approach to thermal energy storage. Phase change can be in the following forms: solid–solid, solid–liquid, solid–gas, liquid–gas and vice versa. But solid–liquid transitions have proved to be technically and economically attrac-

tive for use in thermal energy storage systems [4] and are widely used.

Khudair and Farid [5] summarized the investigation and analysis of thermal energy storage systems incorporating PCM for use in building applications. The main conclusion is that a PCM wall is capable of capturing a large proportion of the solar radiation incident on the walls or roof of a building. Because of the high thermal mass of PCM walls, they are also capable of minimizing the effect of large fluctuations in the ambient temperature on the inside temperature of the building.

Pasupathy et al. [6] demonstrated that for the development of a latent heat storage system in a building fabric, the choice of the PCM plays an important role in addition to heat transfer mechanism in the PCM. Thermal energy storage in the walls, ceiling and floor of buildings may be enhanced by encapsulating or embedding suitable PCMs within these surfaces.

Hasnain [7] presented reviews on cool thermal energy storage technologies used essentially for air-conditioning applications. For this application, the used PCM is often water and different processes using latent heat storage are available [8]: ice thermal storage unit, encapsulated ice and ice slurry.

The PCM to be used in the design of thermal storage systems should pass desirable thermophysical, kinetics and chemical properties. An ideal PCM candidate should fulfil a number of

* Corresponding author. Fax: +33 5 59 40 77 25.

E-mail address: jean-pierre.bedecarrats@univ-pau.fr (J.P. Bédécarrats).

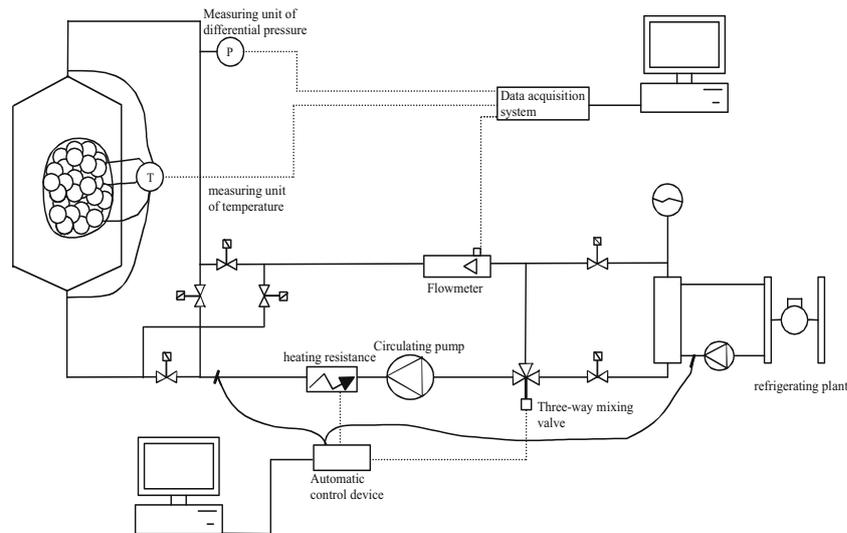


Fig. 1. Conception of the test plant.

2. Description of the plant

The conception of the test plant (see Fig. 1) permits the modification of various parameters that have an influence on the performance of the process, including the temperature and flow rate of the heat transfer fluid, the kinetics of cooling and heating, the vertical or horizontal position of the tank and the shape of the diffusers.

As mentioned above, the PCM is confined inside spherical capsules. This geometry seems to offer a number of advantages which ranks it among the most attractive methods of encapsulation [21]. Spherical capsules are preferred due to the favorable ratio between the volume of stored energy and the area for heat transfer and also because they are easy to stack into the storage tank with a good porosity.

The nodules have an outer diameter of 77 mm and are blow mould from a blend of polyolefins with an average thickness of 2 mm. The nodule is filled with the PCM to approximately 96% of the free volume (according to the expansion volume during crystallization and the elasticity of the envelope). The tank contains 2500 nodules randomly set per m³. The total volume of the nodules which is maximum represents 63% of the tank volume. But taking into account the thickness of the envelope, the PCM takes up only 53% of the volume of the tank.

The tank is a metallic cylinder (see Fig. 2) whose useful height is 1.42 m and its diameter is 0.95 m. So the useful volume is 1.0 m³ which is a reduced size compared with the industrial tanks, whose volumes range from 3 to 500 m³. The tank is insulated by polyurethane foam. At each end of the useful volume, diffusers support the nodules and distribute the heat transfer fluid flow evenly throughout the tank. These diffusers are metallic discs with 48 holes. Some holes can be plugged in order to simulate various industrial cases.

In order to test the nodules (see Fig. 1) during the charge mode, we can provide the heat transfer fluid temperature (aqueous solution of monoethylene glycol) up to -40 °C in the tank using an accessible hermetic compressor unit (a double stage compound compressor, BITZER type S 4 N-8.2).

The system uses a by-pass around the storage tank to inverse the circulation of heat transfer fluid from the charge mode to the discharge mode. We control the fluid temperature by a three-way mixing valve (STAGA Control Systems type M3KFX), which modulates the proportion of chilled fluid flow, and by a heating resistance of power 12 kW (VULCANIC type 10701). In the distribu-

tion loop, a circulating pump (KSB type Etachrom N25-160) controls the flow rate that can be varied from 0.5 to 2.5 m³ h⁻¹ at temperatures from 20 °C to -40 °C. The flow rate was measured with a KOBOLD VKM-ZA-80 flow meter with an accuracy of 2%.

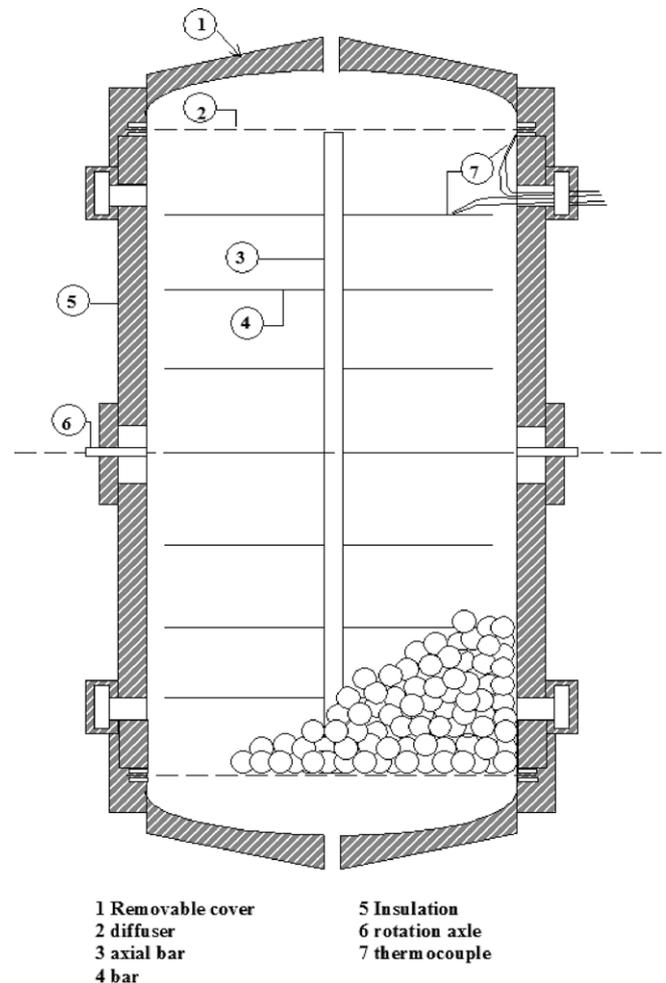


Fig. 2. Storage tank.

The temperature is here measured with Pt100 probes with a precision of 0.1 K. The system of cold production and distribution is monitored by an automatic control device (JOHNSON DC-9100-8000/54) whose parameters can be defined directly or by software installed on a computer directly connected to the controller.

In order to measure the spatio-temporal evolution of the temperature, we have located about 150 K-type thermocouples (wire diameter 0.2 mm) at different places inside the tank. They are set on insulated horizontal bars fixed on the vertical axial bar, or directly on the inner part of the cylindrical tank, or on the diffusers (see Fig. 2). Note that these thermocouples measure the local temperature of the heat transfer fluid and not the temperature inside the nodules. However, if a nodule is very close to the thermocouple solder, its crystallisation or melting can be detected by a slight increase or a slight stabilisation of the temperature, respectively. As the thermocouples are connected to a data acquisition system (FLUKE – Helios 1), it is possible to determine the temperature with a precision of 0.1 K at different points inside the tank located by the radius and the height, versus time. Moreover, a thermocouple is fixed on the external surface of nine nodules by means of a plastic ring. Three nodules are located at the top of the tank, three at the bottom and three in the middle. These thermocouples allow to detect the instant and the duration of the crystallisation.

In order to measure the evolution of the pressure drop inside the tank, we have a measuring unit of differential pressure (ROSEMOUNT 1151 DP) between the inlet and the outlet of the tank. The pressure drop is measured with a precision of 0.5%.

In the present study, we only deal with the results of the vertical case, the fluid flowing through the tank from the bottom to the top for the charge mode and from the top to the bottom for the discharge mode. These flow modes guarantee efficient heat transfers inside the tank.

Two recent papers have already presented the main results of the case where the tank is horizontal [22,23]. The analysis of the two configurations (vertical or horizontal) illustrates that the optimum functioning of the tank is only reached in the case of a vertical position. The horizontal position because of the appearance of the natural convection in another direction than that of the forced convection, has the longer charge time and the consequence is a decrease in the exchanged power between the fluid and the nodules.

3. Experimental results and discussions

Some of the typical experimental results for the charging and discharging processes are presented in this section. The investigated PCM inside the nodules is water/ice (melting temperature $T_M = 0$ °C). The use of a small amount of a nucleating agent reduces the supercooling to about 2.5 K [13,17,18]. The supercooling is the remaining of the liquid state below the solid-liquid equilibrium temperature. This supercooling (which corresponds to a delay at the crystallization) cannot be completely cancelled. This reduction is necessary to avoid the refrigerating unit working at a too low temperature, where its efficiency is low.

As indicated above, we have measured the temperature at different points of the vertical tank, versus time. For the charge mode, the heat transfer fluid is cooled at a constant rate down to a temperature θ_c ($< T_M$), at which it is maintained afterwards (charge mode). We have also studied the discharge mode, when the fluid is heated at a constant rate up to a temperature θ_d ($> T_M$), at which it is maintained afterwards.

To meet industrial conditions of running, we have also carried out some experiments where the inlet temperature is not controlled and where a refrigerating capacity is imposed on the charging process and a heating capacity on the discharging process.

The temperatures in the cylindrical tank were found to be symmetrical and independent of the radius, showing the quite good quality of the insulation.

3.1. The charge mode (storage)

The fluid flows in the tank from the bottom to the top. Fig. 3 presents the results of different locations indicated on the nearby scheme, for a cooling rate of $\beta = -4$ K h⁻¹, a final temperature $\theta_c = -6.0$ °C and a volume flow rate of 1.3 m³ h⁻¹. We shall consider that the cool thermal storage is achieved when the outlet temperature has reached θ_c imposed at the inlet.

After an obvious period of cooling, we can observe that the temperature seems to be approximately constant, during a more or less important lapse of time according to whether the point is more or less distant from the inlet, and then slowly decreases down to θ_c . This is, of course, caused by the release of latent heat when the PCM crystallizes inside the nodules. Note that this stabilisation temperature is different from the melting temperature ($T_M = 0$ °C). For the outlet temperature, this stabilisation temperature begins at -2.3 °C to increase slowly up to -2.1 °C. It has been found [17] that, just after the beginning of crystallisation, the temperature of the part of the PCM which remains liquid increases up to the constant melting temperature T_M . The temperature of the external envelope of the nodule increases at a lower value because of the thermal resistance of the envelope (see Fig. 4). This increase is therefore a consequence of the supercooling.

The gauge pressure at the inlet of the tank varies versus time (see Fig. 3). First, it decreases, as a direct consequence of the contraction of the heat transfer fluid because of the decrease in the temperature. After a minimum value, it increases quasi-linearly, to stabilise at a higher value than the initial pressure. The expansion volume of the nodules is higher than the volume released by the contraction of the heat transfer fluid. Later, we can notice that the pressure is constant, slightly before the end of the storage. The pressure variation is relatively low (250 m bar) between the beginning and the end of the storage, because of the size of the expansion tank placed on the hydraulic network.

The pressure variation could inform about the end of the charge mode. Then it would be necessary to know the value of the pressure at the end of the storage. But a technical operation on the test plant can change this value. Moreover, this variation increases

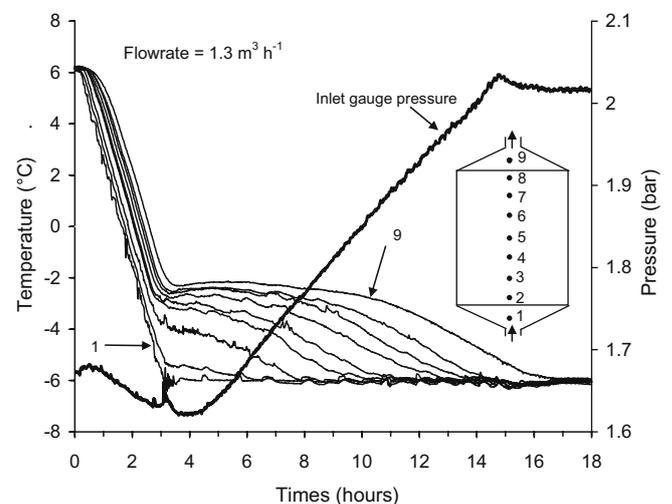


Fig. 3. Coolant temperatures for different locations in the tank during a storage process.

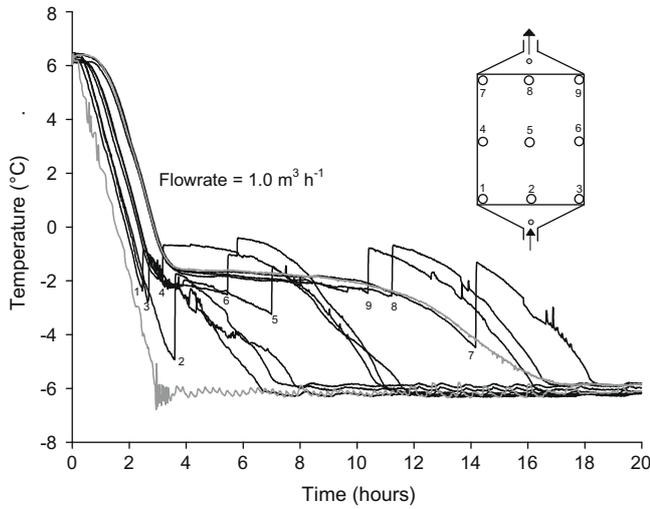


Fig. 4. Temperatures of the external envelope of nodules during a storage.

when the flow rate increases. It is then necessary to be careful with regard to the use of the pressure to determine the end of the charge mode.

We have verified that the pressure drop does not vary much during the charge mode whatever the configuration of the diffusers. The application of the correlation of Ergun [24] shows that the pressure drop due to the nodules is negligible. The pressure drop is independent of the states of the nodules.

It is easy to verify the stochastic character of the crystallisation of the nodules (Fig. 4). The temperature of the crystallisations ranges from -2.2 °C to -4.9 °C. The comparison between several storages, at the same final inlet temperature and the same flow rate, shows that samples that are apparently identical will not transform at the same temperature. This fact is easily explained by the conventional theory of nucleation [17], which gives $J(T)$, the probability of crystallisation of a sample by unit time. We can verify that the farther of the inlet of the tank the nodule is, the later it crystallises (statistically).

To verify the heat balance of the tank, we can calculate the enthalpy variation of the heat transfer fluid and compare it to the sum of the internal energy variation of the tank (sensible heat $\sum E_s$ and latent heat E_L). The results show that to verify the heat balance, we must consider the heat gain Q_{hg} from the ambient air because the insulation is not really perfect.

$$\int_{t_1}^{t_2} \rho_f c_f q_v (T_{in} - T_{out}) dt + Q_{hg} = E_L + \sum E_s \quad (1)$$

ρ_f and c_f are, respectively, the density and the specific heat of the heat transfer fluid calculated at the average temperature $T_{av} = (-T_{out} + T_{in})/2$ where T_{in} and T_{out} are, respectively, the inlet and the outlet temperatures of the tank. q_v is the volume flow rate. t_1 and t_2 are the instants of the beginning and the end of the charge mode (where the outlet temperature is equal to the inlet temperature).

The heat gain can be determined by the equation:

$$Q_{hg} = \int_{t_1}^{t_2} KS(T_{amb} - T_{av}) dt \quad (2)$$

where K is the global exchange coefficient between the ambient medium at the temperature T_{amb} and the heat transfer fluid. S is the external surface of the tank. K is determined experimentally.

We can calculate the percentage of stored energy $E\%(t)$ versus time and the power received by the tank $P(t)$ versus time (Fig. 5).

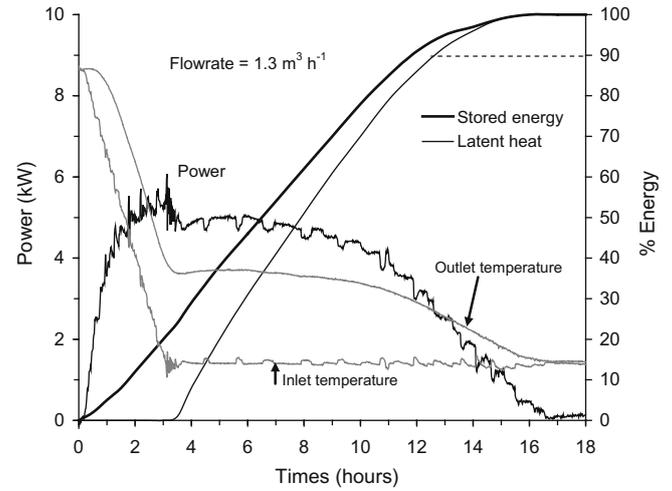


Fig. 5. Stored energy and power during a cooling process.

$$E\%(t) = \frac{\int_{t_1}^t [\rho_f c_f q_v (T_{in} - T_{out}) + KS(T_{amb} - T_{av})] dt}{\sum E_s + E_L} \times 100 \quad (3)$$

and

$$P(t) = \rho_f c_f q_v [T_{in}(t) - T_{out}(t)] \quad (4)$$

The percentage of stored energy $E\%$ increases rapidly. This energy increases linearly with time in the main part of the test. The power P increases rapidly and is stabilized when it compensates the power absorbed by the crystallisation. P decreases at the end of the storage.

To compare the different tests, we defined a criterion of comparison τ^* representing the duration between the instant where the inlet temperature reaches 0 °C and the instant where 90% of the latent heat is stored (see Fig. 5). To calculate the stored latent heat versus time, it is necessary to do the assumption that all the liquid PCM sensible heat is stored before the beginning of PCM crystallisation. It is clear that this assumption is not real because of the erratic character of the supercooling phenomenon.

In Fig. 6, we can see the influence of the final inlet temperature θ_c for a same flow rate. As can be predicted, the duration of the energy storage, which is complete at the instant where the outlet and the inlet temperatures are θ_c , is decreased when θ_c is lowered. Moreover, we can see that the exchanged capacity

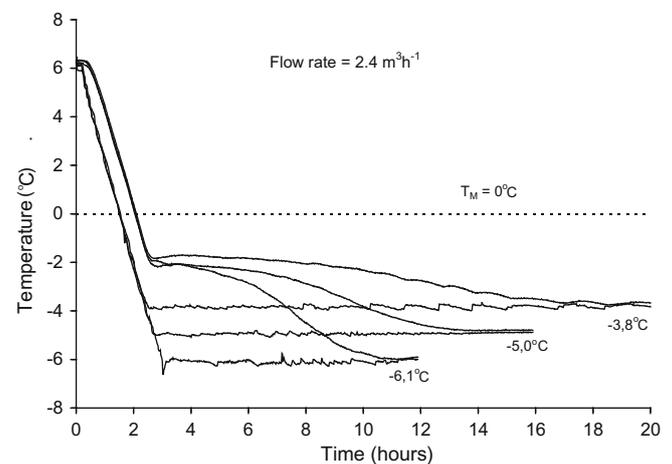


Fig. 6. Influence of the final inlet temperature on the storage process.

between the heat transfer fluid and the nodules increases when θ_c is lowered.

By looking at Fig. 7 which represents the duration of the charge mode τ^* versus the final inlet temperature for different flow rates, we can verify that, for a same flow rate, τ^* decreases when the final inlet temperature decreases. Moreover, the less important the flow rate is, the higher the influence of θ_c is.

In Fig. 8, we can see the influence of the flow rate for the same θ_c . As predicted, the storage is faster when the flow rate is higher. We can note that the temperature of the stabilisation of the outlet temperature slightly increases when the flow rate decreases, up to a limit near -1.5°C . This temperature depends on the flow rate through the time of contact between the heat transfer fluid and the nodules.

By looking at Fig. 9 which represents the duration of the charge mode τ^* versus the flow rate and for several final inlet temperatures, we can verify that τ^* is not proportional to the flow rate. Moreover, the higher the flow rate is, the less its increase has influence on the duration of the charge mode.

We can show the impact of the supercooling on the charge modes comparing two tests. To study the behaviour of the charge mode when the supercooling is important, the tank is filled with

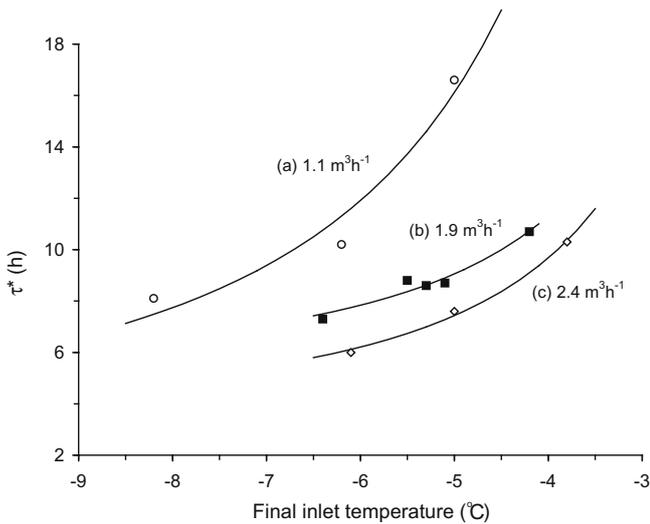


Fig. 7. Influence of the final inlet temperature on τ^* during storage processes for different flow rates.

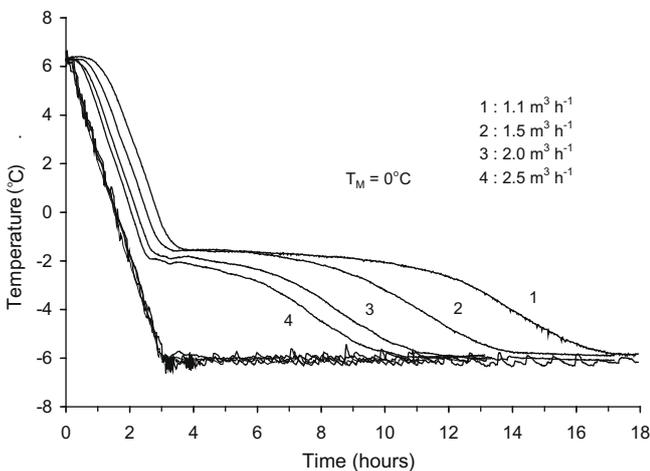


Fig. 8. Influence of the flow rate on the storage process.

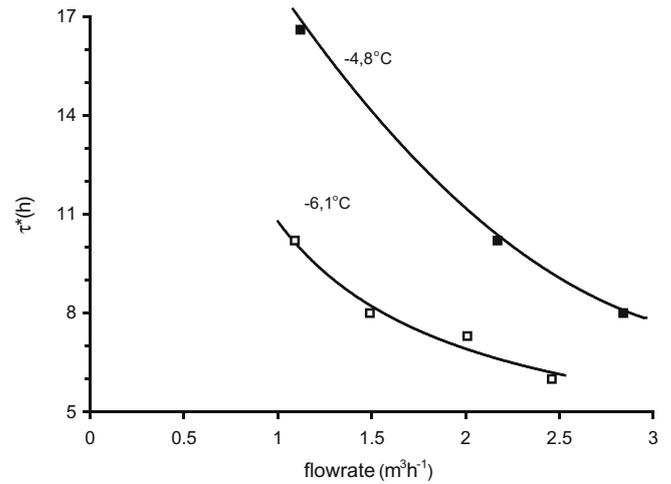


Fig. 9. Influence of the flow rate on τ^* during storage processes for different final inlet temperatures.

nodules which crystallise at lower temperatures (nodules without a nucleating agent) than the nodules tested before. The results are given in Fig. 10. The shape of the curves of the inlet and the outlet temperatures are the same but the temperatures are lower. Only a small number of nodules have crystallised during the cooling at -11°C and at the end of 16 h at -11°C , the latent heat storage is low. Whereas, a cooling at -6°C is sufficient, with a reduced supercooling, to store all the energy at the end of 8 h at this temperature.

3.2. The discharge mode

The fluid flows from the top to the bottom of the tank. First, we describe results when the control mode is to govern the inlet temperature and to observe the consequence on the outlet temperature and on the duration of the discharged mode.

In Fig. 11, we present the results for a heating rate of $\beta = 10^\circ\text{C h}^{-1}$, a final temperature $\theta_d = 5.0^\circ\text{C}$ and a volume flow rate of $1.1\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$, for different locations indicated on the nearby scheme. The discharge mode is achieved when the outlet temperature has reached θ_d imposed at the inlet.

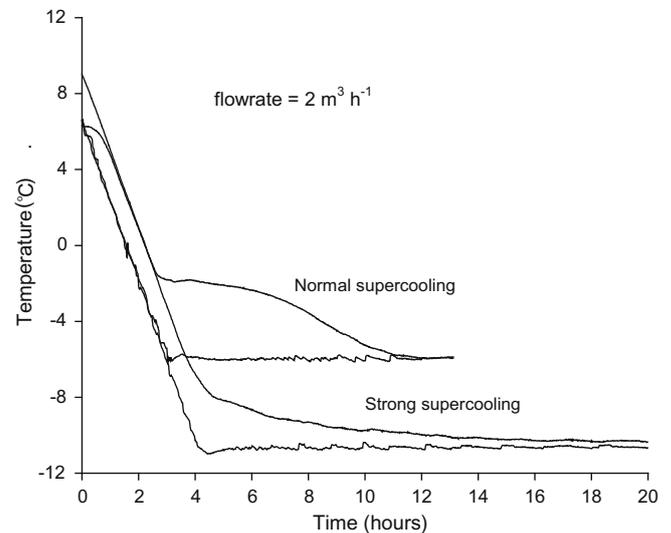


Fig. 10. Influence of the supercooling on a storage process.

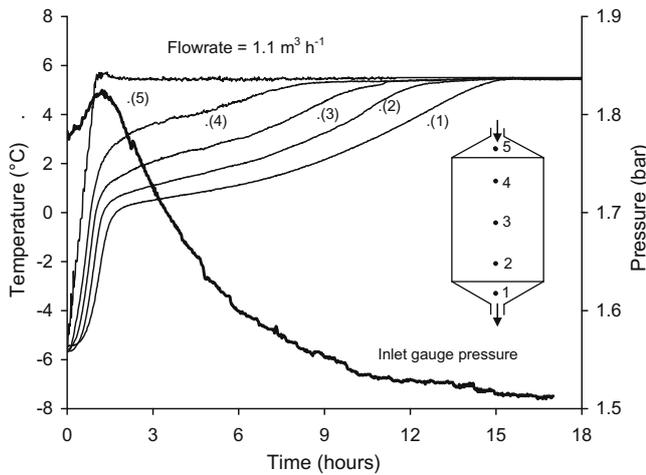


Fig. 11. Heat transfer fluid temperatures for different locations in the tank during a discharge mode.

We observe that the discharging by latent heat begins as soon as the temperature of the fluid has reached the melting temperature of the PCM inside the nodules ($T_M = 0\text{ °C}$). We note a slowing down of the heating rate more or less important according whether the point is more or less distant from the outlet. Moreover, the outlet temperature (bottom) remains almost constant during a lapse of time, and after slowly increases up to θ_d . This, of course, is caused by the absorption of the latent heat.

The gauge pressure at the outlet of the tank varies versus time (see Fig. 11). First, it increases, direct consequence of the dilatation of the heat transfer fluid because of the increase in temperature. After a maximum value, it decreases until a lower value than that of the initial pressure. It is explained by the increase in porousness between the crystallised state and the melted state. Otherwise, we notice that the variation of the pressure drop is too low to help us to determine the end of the discharge mode.

To verify the good behaviour of the process, we performed the heat balance of the tank as for the charge mode. We can calculate the enthalpy variation of the heat transfer fluid and compare it to the sum of the internal energy variation of the tank and the thermal contribution of the ambient air because of the not perfect insulation. We can also calculate the percentage of destored energy versus time $E\%(t)$ and the useful capacity versus time $P(t)$ (see Fig. 12).

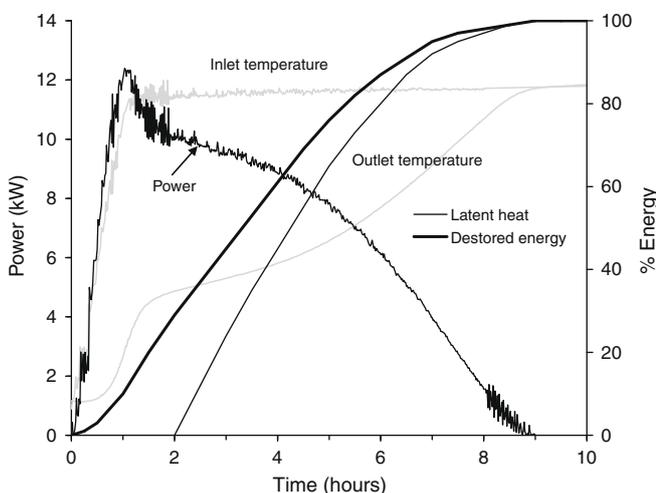


Fig. 12. Power and discharged energy versus time during the discharge mode.

During the first hour corresponding to the continuous heating, $P(t)$ increases quickly from 0 to 12.3 kW (period of continuous heating) but the energy is low (less than 10%). After the maximum, $P(t)$ decreases rapidly, then it seems to stabilise (showing the maximum of melting) to finally decrease until the end of the melting. In reality, $P(t)$ represents the refrigerating capacity.

The process can be considered as a heat exchanger because it is a device designed to transfer heat between two physically separated fluids (the heat transfer fluid and the PCM inside the nodules). Therefore, we can define the effectiveness which is:

$$\varepsilon = \frac{Q}{Q_{\max}} = \frac{\text{actual heat transfer rate}}{\text{maximum possible heat transfer rate from one fluid to the other}} \quad (5)$$

The maximum possible heat transfer rate Q_{\max} during the discharge mode is obtained if the outlet temperature equals the melting temperature. We can simplify by the flow rate and the specific heat and we have the following relation:

$$\varepsilon(t) = \frac{T_{\text{in}} - T_{\text{out}}}{T_{\text{in}} - T_M} \times 100 \quad \text{with} \quad \varepsilon(t) \text{ in} \% \quad (6)$$

This calculation is only possible when the outlet temperature is strictly above the melting temperature. Because of the supercooling, we cannot define the effectiveness during the storage.

To permit us to compare the effectiveness of different tests, we represent it versus one invariant parameter which is the discharged latent heat. To calculate this latent heat versus time (Fig. 12), we suppose that all the sensible heat of the solid phase is discharged before the beginning of the ice melting. It is evident that this assumption is not the reality but it permits to have a criterion of comparison between different tests. This energy, for one type of nodules and for one volume of tank, is constant, whatever the flow rate, the initial and the final temperatures.

Fig. 13 indicates the influence of the flow rate on the outlet temperature for the same θ_d . As predicted, the melting process is faster when the flow rate is higher. Moreover, the higher the flow rate is, the less evident the quasi-stabilisation of the outlet temperature is.

We define a criterion of comparison τ_{area} representing the duration of the discharge mode between the instant when the inlet temperature reaches T_M and the moment when 90% of the area, comprised between the inlet and the outlet curves, is obtained.

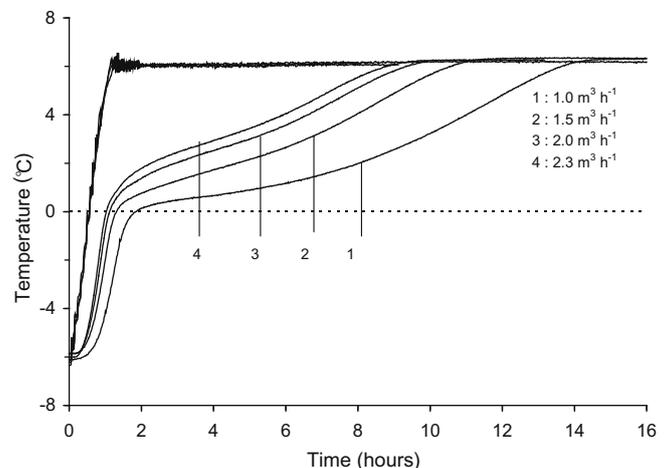


Fig. 13. Influence of the flow rate on the outlet temperature for the same final inlet temperature.

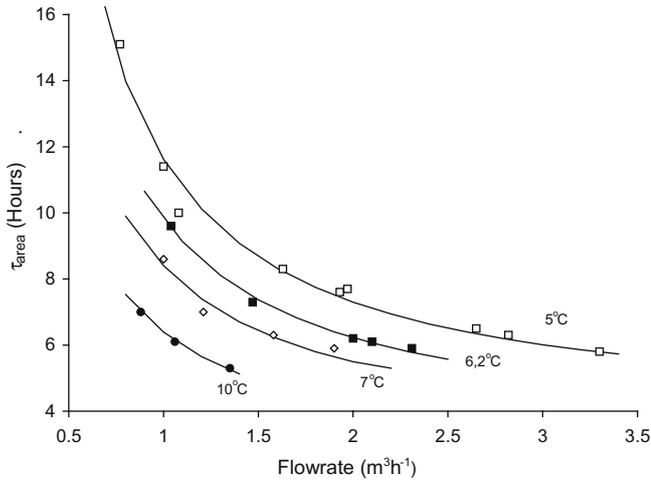


Fig. 14. Duration of the discharge mode τ_{area} versus the flow rate and for several final inlet temperatures.

Fig. 14 represents the duration of the discharge mode τ_{area} versus the flow rate and for several final inlet temperatures. We can verify that τ_{area} is not proportional to the flow rate. Moreover, the higher the flow rate is, the less its increase has influence on the duration of the discharge mode.

Fig. 15 presents the superposition, for several flow rates, of the curves of the useful capacity versus the energy, obtained during a discharge mode at -5.0°C . The increase of the flow rate permits the increase of the retrieved capacity.

The effectiveness starts at very important values to decrease down to 0% at the end of the discharge mode. We note (see Fig. 16) that an increase in flow rate involves a decrease in effectiveness of the exchange. Lower the flow rate is and more efficient the exchange between the heat transfer fluid and the nodule is. The improvement of the exchange is due to the increase in duration of the contact between the nodules and the fluid.

The effect of the temperature difference between the inlet temperature and the outlet temperature for the same volume flow rate ($1.0\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$) is exhibited in Fig. 17. As can be predicted, the duration of the discharge mode which is achieved when the outlet and the inlet temperatures are again the same, is decreased when θ_d is increased. Small temperature differences require a long time

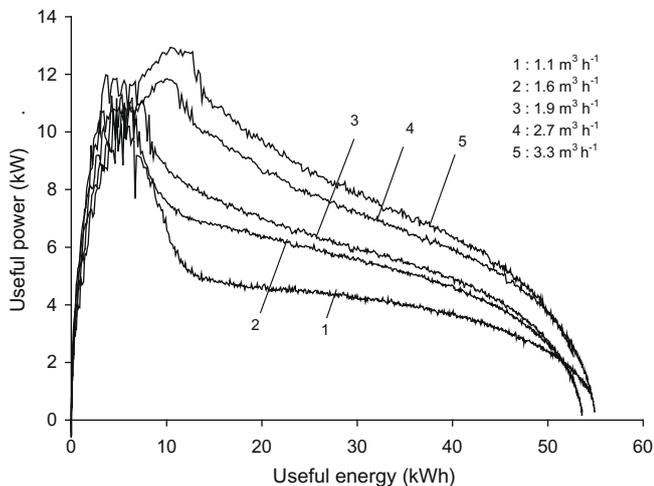


Fig. 15. Useful capacity versus useful energy, obtained during a discharge mode at -5.0°C .

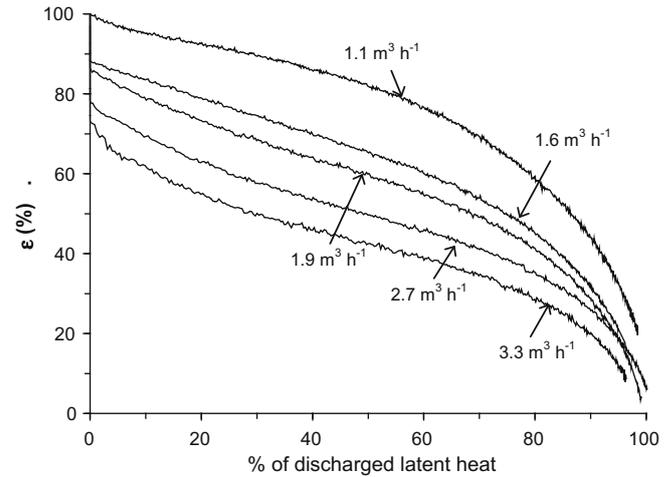


Fig. 16. Influence of the flow rate on the effectiveness.

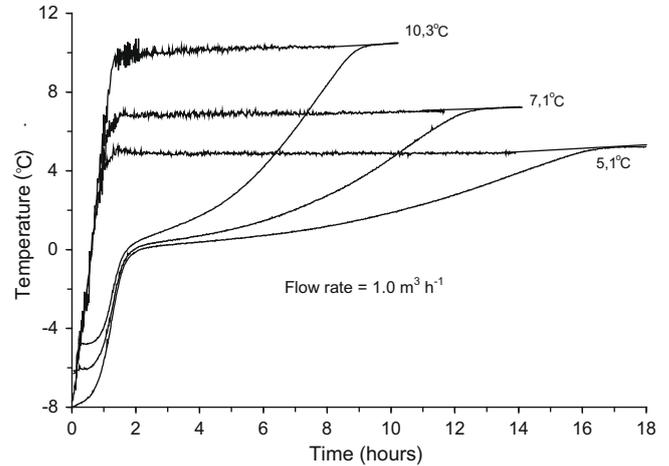


Fig. 17. Influence of the final inlet temperature on the discharge process.

to achieve the discharge mode. Moreover, we can see that the outlet temperature stabilises a longer time when θ_d is lower.

The effectiveness is independent of θ_d (see Fig. 18). The quality of the exchange between the fluid and the nodules is independent of the final inlet temperature whatever the flow rate. We can conclude that it can be beneficial, to retrieve the energy at a temperature near the melting temperature, to prefer a low flow rate and a high final inlet temperature to a high flow rate and a low final inlet temperature.

The useful capacity increases with the final inlet temperature (see Fig. 19). Moreover, the increase in θ_d induces an increase in the retrieve energy because of the more important sensible energy.

Some experiments consist in imposing a heating capacity to the discharging process. Fig. 20 shows the inlet and outlet temperatures when the heating capacity is 12 kW provided by the heating resistance of the loop for two charge modes where the volume flow rates are $1.4\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$ and $2.0\text{ m}^3\text{ h}^{-1}$. The inlet temperature is not controlled. The inlet temperature increases more rapidly during the first minutes, to next stabilise at a temperature which depends on the flow rate and on the initial temperature of the tank. Indeed, T_{in} is given by:

$$T_{\text{in}} = T_{\text{out}} + \frac{P}{\rho_f c_f q_v} \quad (7)$$

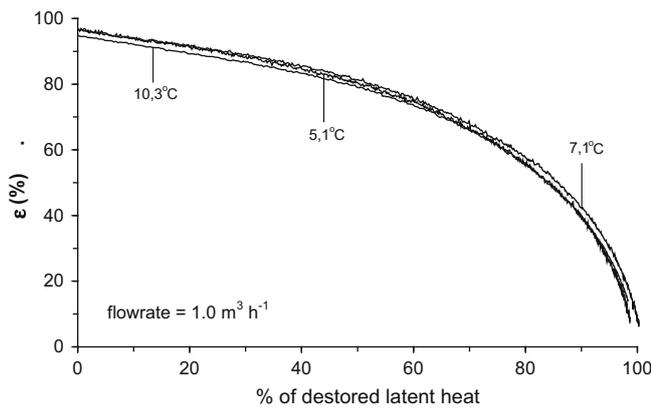


Fig. 18. Influence of the final inlet temperature on the effectiveness.

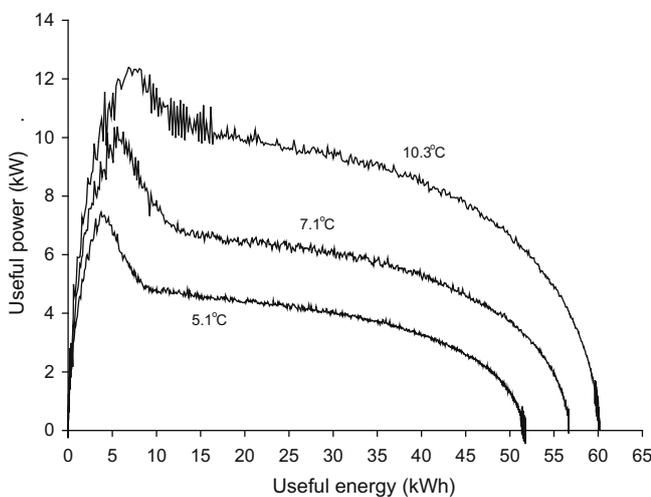


Fig. 19. Influence of the final inlet temperature on the useful power.

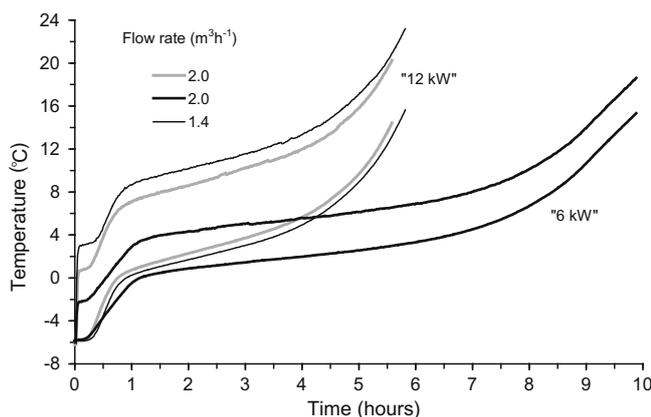


Fig. 20. Inlet and outlet curves with imposed heating capacity.

If the outlet temperature T_{out} and the capacity P are constant, then T_{in} is constant. As T_{out} does not change as long as the fluid inside the tank is not completely renewed, the inlet temperature increases suddenly, to next stabilises. Indeed the difference $T_{in} - T_{out}$ is constant because the capacity, the flow rate and the specific heat are constant. Then the outlet temperature never reaches the inlet temperature. So we only describe the evolution of the outlet temperature T_{out} .

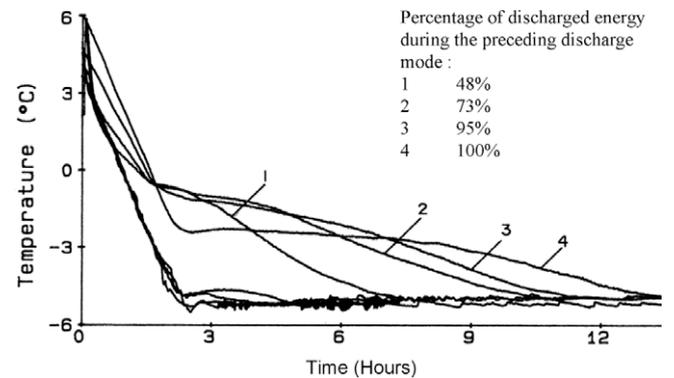


Fig. 21. Influence of the previous discharge mode on the storage process.

When the warm fluid has crossed the tank, the outlet temperature increases. After a rapid increase ($\frac{1}{4} h < t < \frac{3}{4} h$), the slope of the curve decreases because of the increase in the quantity of melting ice. When the quantity of melting ice decreases, the slope increases to the end of the melting.

The higher the flow rate is, the higher the outlet temperature stabilisation is and the smaller the difference between the inlet and the outlet temperatures is.

We also compare some discharge modes versus the imposed capacity (6 and 12 kW) for some tests at $2.0 m^3 h^{-1}$. The difference between the inlet and the outlet temperature is proportional to the imposed capacity. The higher the capacity is, the more the temperatures evolve at high values.

We have found, for a same flow rate, that the effectiveness is independent of the imposed capacity.

3.3. Case of the incomplete discharge mode

The effect of the supercooling can be cancelled if a part, even small, of the crystal remains inside the nodule. It is the case for an incomplete discharge mode, where we observe during the following charge mode that the freezing temperature is the same as the melting temperature and so the supercooling is cancelled.

If the charge mode follows an incomplete discharge mode, we note that the stabilisation temperature during the charge mode is all the closer the melting temperature as the number of nodules which are not completely melted before is important (Fig. 21). We can notice that the duration of the charge mode is shorter because of the reduced influence of the supercooling and not only because of the lesser quantity of stored energy. The disappearance of the supercooling phenomenon in the major part of the nodules permits to obtain a best symmetry between the charge mode and the discharge mode.

4. Conclusion

In this paper we have presented the full experimental study on the behaviour of a test plant which is a tank filled with spherical nodules containing a phase change material when a fluid flows through in view of latent heat storage. The objective of this study was to determine the influence of various parameters on the charge and discharge modes.

In a charge mode, when the inlet chilling fluid is maintained at a temperature θ_c lower than the melting temperature T_M , we observe the supercooling of the PCM which assigns a stabilisation of the outlet temperature at a value higher than θ_c but lower than the melting temperature. The duration of the energy storage is decreased when θ_c is lowered or when the flow rate of the chilling fluid is increased.

In the discharge mode, when the outlet fluid is maintained at a temperature θ_d higher than the melting temperature, we observe a quasi-stabilisation of the outlet temperature from T_M more or less evident in function of the values of θ_d and of the flow rate. The duration of the discharged energy is increased when θ_d is lowered and when the flow rate of the fluid is decreased.

Defining the effectiveness for the discharge mode, we note that it is higher at a low flow rate than at a high flow rate. It does not depend on the final inlet temperature or on the imposed capacity. This shows that, to retrieve a capacity, it is worth to choose a couple (low rate of flow, high inlet temperature) in comparison with a couple (high rate of flow, low inlet temperature). Indeed, the lower the flow rate is, the nearer of the melting temperature the retrieve capacity is. It is the same thing for the charge mode, where because of the supercooling and the increase in the outlet temperature with the flow rate, it is preferable to favour a low inlet temperature.

When a charge mode follows an incomplete discharge mode, the charge mode is the result of the crystallization of some capsules which present supercooling and of others which do not. The consequence is that the charge mode is made at a higher temperature with a relatively shorter duration. Also, we recommend a slight increase in the size of the tank.

A numerical modelling considering aspects of both the surrounding heat transfer fluid and the phase change material packed inside the nodules will be explained in the second part of the study. To size and design an installation, the use of models is evident.

Acknowledgements

This work was sponsored by Electricité de France, the CRIST-OPIA Energy Systems Company, the Conseil Régional d'Aquitaine and the Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Energie. The authors thank Dr. B. Falcon for his valuable help in realizing the experiments.

References

- [1] Hasnain SM. Review on sustainable thermal energy storage technologies. Part I: heat storage materials and techniques. *Energy Convers Manage* 1998;39(11):1127–38.
- [2] Nallusamy N, Sampath S, Velraj R. Experimental investigation on a combined sensible and latent heat storage system integrated with constant/varying (solar) heat sources. *Renew Energy* 2007;32:1206–27.
- [3] Sharma A, Tyagi VV, Chen CR, Buddhi D. Review on thermal energy storage with phase change materials and applications. *Renew Sust Energy Rev* 2009;13:318–45.
- [4] Zalba B, Marín JM, Cabeza LF, Mehling H. Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications. *Appl Therm Eng* 2003;23(3):251–83.
- [5] Khudhair AM, Farid MM. A review on energy conservation in building applications with thermal storage by latent heat using phase change materials. *Energy Convers Manage* 2004;45(2):263–75.
- [6] Pasupathy A, Velraj R, Seeniraj RV. Phase change material-based building architecture for thermal management in residential and commercial establishments. *Renew Sust Energy Rev* 2008;12:39–64.
- [7] Hasnain SM. Review on sustainable thermal energy storage technologies. Part II: cool thermal storage. *Energy Convers Manage* 1998;39(11):1139–53.
- [8] Saito A. Recent advances in research on cold thermal energy storage. *Int J Refrig* 2002;25(2):177–89.
- [9] Ettouney H, Alatiqi I, Al-Sahali M, Al-Hajirie K. Heat transfer enhancement in energy storage in spherical capsules filled with paraffin wax and metal beads. *Energy Convers Manage* 2006;47:211–28.
- [10] Akgun M, Aydin O, Kaygusuz K. Experimental study on melting/solidification characteristics of a paraffin as PCM. *Energy Convers Manage* 2007;48:669–78.
- [11] Liu Z, Wang Z, Ma C. An experimental study on heat transfer characteristics of heat pipe heat exchanger with latent heat storage. Part I: charging only and discharging only modes. *Energy Convers Manage* 2006;47:944–66.
- [12] Wang F, Maidment G, Missenden J, Tozer R. The novel use of phase change materials in refrigeration plant. Part 1: Experimental investigation. *Appl Therm Eng* 2007;27:2893–901.
- [13] Dumas JP, Strub F, Bédécarrats JP, Lenotre Ch. Study of encapsulated phase change materials for cold storage. In: Proceedings of the XVIII th international congress of refrigeration. Montréal; August 10–17, 1991.
- [14] Felix Regin A, Solanki SC, Saini JS. Heat transfer characteristics of thermal energy storage system using PCM capsules: a review. *Renew Sust Energy Rev* 2008;12:2438–58.
- [15] Zukowski M. Experimental study of short term thermal energy storage unit based on enclosed phase change material in polyethylene film bag. *Energy Convers Manage* 2007;48:166–73.
- [16] Lane GA. Solar heat storage: latent heat material, vol. 1. New York: CRC Press; 1983. p. 1–56.
- [17] Bédécarrats JP, Dumas JP. Study of the crystallization of nodules containing a phase change material for cool thermal storage. *Int J Heat Mass Transfer* 1997;40(1):149–57 [in French].
- [18] Bédécarrats JP, Strub F, Falcon B, Dumas JP. Experimental and numerical analysis of the supercooling in a phase-change energy storage. In: Proceedings of the 19th international congress of refrigeration, Vol. IIIa. The Hague, The Netherlands; August 20–25, 1995. p. 46–53.
- [19] Dumas JP, Bédécarrats JP, Strub F, Falcon B. Modelization of a tank filled with spherical nodules containing a phase change material. In: Proceedings of the 10th international heat transfer conference, vol. 7. Brighton; August, 1994. p. 239–44.
- [20] Bédécarrats JP, Strub F, Falcon B, Dumas JP. Phase-change thermal energy storage using spherical capsules: performance of a test plant. *Int J Refrig* 1996;19(3):187–96.
- [21] Barba A, Spiga M. Discharge mode for encapsulated PCMs in storage tanks. *Sol Energy* 2003;7:141–8.
- [22] Kousksou T, Bédécarrats JP, Dumas JP, Mimet A. Dynamic modelling of the storage of an encapsulated ice tank. *Appl Therm Eng* 2005;25(10):1534–48.
- [23] Kousksou T, Bédécarrats JP, Strub F, Castaing-Lasvignottes J. Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a phase change thermal energy storage. *Int J Energy Technol Policy* 2008;6(1/2):143–58.
- [24] Eisfeld B, Schnitzlein K. The influence of confining walls on the pressure drop in packed beds. *Chem Eng Sci* 2001;56(14):4321–9.



Contents lists available at ScienceDirect

Energy Conversion and Management

journal homepage: www.elsevier.com/locate/enconman

Study of a phase change energy storage using spherical capsules. Part II: Numerical modelling

J.P. Bédécarrats*, J. Castaing-Lasvignottes, F. Strub, J.P. Dumas

Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Avenue de l'Université, BP 1155, 64013 Pau cedex, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 29 March 2008
Received in revised form 18 May 2009
Accepted 8 June 2009
Available online 23 July 2009

Keywords:

Liquid–solid phase change
Supercooling phenomenon
Charge mode
Discharge mode
Numerical modelling

ABSTRACT

The objective of this work is the numerical study of an industrial process of energy storage which consists in the use of a cylindrical tank filled with encapsulated phase change materials (PCM). A particularity is present in this kind of processes; it concerns the delay of the crystallization of the PCM, called supercooling phenomenon.

The development of the model for cold storage with heat transfer fluid flowing enables a detailed analysis of this process. The effects of different parameters on the behaviour of the tank, such as the inlet temperature, the flow rate, are examined when the tank is in vertical position. There is substantial agreement between the prediction and the experimental values already presented in part I.

© 2009 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

The operating characteristics of a cool thermal energy storage using encapsulated phase change materials (PCM) were already studied experimentally [1]. The design of thermal units working on a limited temperature difference requires detailed analysis of the associated phase-change properties and heat transfer of the PCM. Information must be gathered on factors such as: the extend to which the thermal properties of the PCM affect the heat storage and releasing processes, the required mass of PCM to store a given amount of heat, the required time to perform the phase-change process.

So, the modelling of the phase change energy storage will permit to evidence these factors helping the dimensioning of the installation.

Modelling the thermal behaviour of latent heat thermal energy storage is complex [2]. There are problems associated to the non-linear motion of the solid–liquid interface, the possible presence of buoyancy driven flows in the melt, the conjugate heat transfer between the encapsulated phase change material and the heat transfer fluid in the storage tank and the volume expansion of the PCM upon melting–solidification.

Detailed modelling of the heat transfer and fluid flow processes that take place in such a complex arrangement of PCM capsules is not only difficult but also impracticable. To size and design an

installation, the use of more simplified and competitive models is evident.

For this reason, as well as the growing number of applications of thermal storage in air cooling and air heating systems, researchers have been encouraged to study the heat transfer process involved in the solidification and melting of the PCM. Theoretical studies on freezing and melting within enclosures have been undertaken by several researchers [3].

The main goals of the Zukowski's work [4] were to determine the charge and discharge characteristics of a latent thermal energy storage prototype device and to create a model for designing this module filled with an encapsulated paraffin. The interpolating cubic spline function method was used for determining an effective specific heat of the PCM as a function of its temperature.

Wei et al. [5] studied numerically and experimentally a latent thermal energy storage system using small capsules of PCM for rapid heat release. In the experimental study, the effects of initial storage tank temperature, flow rate and inlet fluid temperature on the heat discharge of paraffin encapsulated in a plate envelope were investigated. In the numerical analyses, four different capsule shapes (sphere, cylinder, plate and tube), four different capsule diameters (2, 3, 4 and 5 mm), two different capsule shell thicknesses (0.2 and 0.4 mm), and two different void fractions (0.25 and 0.5) were investigated. One-dimensional heat transfer along the flow direction in the heat storage tank was considered. A conductive one-dimensional phase change model was used for simulating the solidification process of the PCM inside the capsule.

Assis et al. [6] explore numerically and experimentally the process of melting of a phase change material (paraffin wax) in

* Corresponding author. Fax: +33 5 59 40 77 25.

E-mail address: jean-pierre.bedecarrats@univ-pau.fr (J.P. Bédécarrats).

Nomenclature

c	specific heat ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)	T	temperature (K)
D	nodule diameter (m)	$T(t)$	temperature of the heat transfer fluid (K)
Gr	Grashof number	V	volume of the heat transfer fluid in a mesh (m^3)
h	exchange coefficient between the nodule and the heat transfer fluid ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)	V_c	volume of the heat transfer fluid in one of the covers (m^3)
$J(T)$	probability of crystallization of a nodule per unit of time (s^{-1})	V_n	volume of the PCM inside one nodule (m^3)
k_{eq}	equivalent thermal conductivity of the PCM ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	<i>Greek symbols</i>	
k_p	thermal conductivity of the envelope of the nodule ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	θ	PCM temperature (K)
k	thermal conductivity of PCM ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	$\phi_i(t)$	heat flux exchanged by the nodule i (W)
L_M	latent heat of the PCM (J kg^{-1})	$\phi_i(t)$	heat flux exchanged by the nodule before crystallization (W)
N	total number of nodules in a mesh	$\phi_s(t)$	heat flux exchanged by the nodule after total crystallization (W)
Nu	Nusselt number	ρ	density (kg m^{-3})
Pr	Prandtl number	τ^*	duration between the moment where the inlet temperature reaches 0°C and the moment where 90% of the latent heat is stored or destored (s)
q_v	volume flow rate of the heat transfer fluid ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)	<i>Subscripts</i>	
$r(t)$	internal radius of the PCM during phase change (m)	f	heat transfer fluid
r_e	outer radius of the nodule (m)	L	liquid PCM
r_i	inner radius of the nodule (m)	M	melting
r_0	inner radius of the solid PCM just after the supercooling breakdown (m)	S	solid PCM
Ra	Rayleigh number		
Re	Reynolds number		
S	external surface of the nodule (m^2)		

spherical geometry. For the phase-change region inside the PCM, enthalpy porosity approach is used. The model took into account the PCM volume increase due to the phase change, the solid phase motion in the melt, and the liquid layer in the lower part of the enclosure.

Arkar and Medved [7] presented the design and a numerical model for a cylindrical storage system based on spheres with encapsulated paraffin. They incorporated into a numerical adapted packed bed model a polynomial function for the apparent heat capacity, which was determined with least-squares fits to data from DSC measurements.

Felix et al. [8] investigated the effect of phase change temperature range on the performance of the packed bed latent heat thermal energy storage system consisting of spherical capsules filled with paraffin wax for solar water heating applications. They used a classical energy balance between the heat transfer fluid and the packed bed. The phase-change process of the PCM was simulated by a heat conduction model.

All these studies were made with paraffin as PCM. Generally, paraffins show good storage density with respect to mass, and solidify with little or no supercooling. The supercooling is when the liquid state persists below the solid–liquid equilibrium temperature.

The thermal characteristics of an encapsulated thermal storage tank were also studied experimentally and theoretically using water as PCM to fill spherical capsules. The effects of heat transfer fluid inlet temperature and porosity on the thermal performance of the system were analysed.

Bilir and Ilken [9] investigated the inward solidification problem of a PCM encapsulated in a cylindrical/spherical container by using enthalpy method with control volume approach. The numerical data are used to derive correlations which express the dimensionless total solidification time of the PCM in terms of Stefan Number, Biot Number and Superheat Parameter.

Cheralathan et al. [10] presented results of numerical and experimental study of an encapsulated cool thermal energy storage system. The storage system is a cylindrical storage tank filled with

phase change material (water) encapsulated in spherical container of 48 mm diameter, placed in a refrigeration loop. The mathematical formulation was made by establishing energy balance at appropriate region of interest separately for the PCM in spherical capsules and the heat transfer fluid. Even if this simplified transient one-dimensional model was verified with the experimental results, it does not take into account supercooling phenomenon which is obligatory present with water.

Ismail and Henriquez [11] presented a mathematical model for predicting the thermal performance of the cylindrical storage tank containing spherical capsules filled with water as PCM. The model was used to investigate the influence of the working fluid entry temperature, the flow rate of the working fluid and material of the spherical capsule of 77 mm diameter during the solidification process. It was assumed that the temperature of the fluid was uniform and equal to the average temperature of the layer. The solidification process which did not consider the supercooling was treated by using only one-dimensional heat conduction. The finite difference approximation and a moving grid inside the spherical capsules were used to solve the differential equations. Except for the supercooling phenomenon, the experiments and the numerical predictions seem to be in good agreement.

All the works mentioned above do not consider the supercooling phenomenon. With the used encapsulated water volume, the supercooling could be about 10 K. Even if the addition of nucleation catalysts can reduce it [16], the supercooling cannot be cancelled and it is important to consider it. Indeed, the effect of supercooling makes it necessary to reduce the temperature below the solid–liquid equilibrium temperature to start crystallization and to release the latent heat stored in the material. If crystallization does not happen at all, the latent heat is not released at all and the material only stores sensible heat. In technical applications of PCM, supercooling therefore can be a serious problem.

The present paper details numerical modelling considering aspects of both the surrounding heat transfer fluid and the phase change material packed inside the nodules taking into account the supercooling phenomenon during charge mode.

The presented refrigeration storage process is described at length in previous papers [1,12,13]. The concept of the test plant permits to modify various parameters which have an influence on the performance of the storage: the temperature and the flow rate of the heat transfer fluid (aqueous solution of monoethylene glycol), the kinetics of cooling and heating, the vertical or horizontal position of the tank. The tank is a metallic cylinder whose useful height is 1.42 m and its diameter is 0.95 m. So, the useful volume is 1 m³ and it contains 2500 spherical capsules randomly set. The spherical capsule called nodule has an outer diameter of 77 mm and contains the PCM. Taking into account the thickness of the envelope of a nodule, the PCM occupies 53% of the volume of the tank.

At each end of the useful volume there are diffusers assigned to support the nodules and to distribute the chilling fluid flow throughout the tank. During the charge mode, a chilling fluid flows through the tank and crystallizes the PCM in the nodules whereas during the discharge mode the hot fluid passing through the nodules, melts the PCM and is cooled down to melting temperature.

Our research team has already realized some models taking into account the supercooling phenomenon inside the packed capsules. We have also studied the effect of the flow distribution of the heat transfer fluid on the behaviour of the tank containing the capsules [14,15]. Two configurations of storage have been dealt with: the vertical configuration where stream lines of both natural convection and forced convection have the same direction during the phase change, and the horizontal one where the natural convection is preponderant on forced convection. The effects of the inlet coolant velocity and inlet coolant temperature on the performance of cold storage have been examined. We have shown that the optimum operating conditions of the tank are only reached in the case of a vertical position. The horizontal position, by the appearance of the natural convection in another direction than that of the forced convection, has a more important charge time, consequence of the decreasing exchanged power between the fluid and the capsules.

In the present work, we focus on the vertical position of the tank or on a vertical flowing on the fluid in the tank. The heat transfer fluid flows through the tank from the bottom to the top for the charge mode and from the top to the bottom for the discharge mode. Contrary to our previous models for the vertical position [12,13], the presented version takes into account all the phenomena in details.

After having validated the model by comparing the numerical results with the experimental results of the pilot, it will be used to study the influence of various parameters and to constitute a tool for dimensioning latent heat storage tanks.

The experimental data were obtained with a good accuracy in a previous study [1]. The flow rate was measured with an accuracy of 2%. The spatio-temporal evolution of the temperature was measured with K-type thermocouples (wire diameter 0.2 mm) at different places inside the tank. The temperature was measured with a precision of 0.1 K.

2. Modelling of the charge mode and the discharge mode

Assumptions involved in the present study are:

- The tank is insulated and vertical with flow from the bottom to the top for the charge mode and from the top to the bottom for the discharge mode.
- The flow in the tank is axial and incompressible.
- Variation of temperature of the heat transfer fluid is only along the axial direction, i.e. as checked experimentally [1] the temperature is independent of radial position.

- Heat transfer by conduction is neglected in the heat transfer fluid.
- Kinetic and potential energy changes are negligible.
- The tank is divided in several control volumes according to the length.
- The nodules are considered as exchangers. The energy flux exchanged is proportional to the difference of temperature between the fluid and the interior of the spherical nodule.

The first principle of thermodynamics (law of conservation of energy) in transient state is written for each element of the tank. The modelling is based on Finite Volume method.

2.1. Modelling of the charge mode

2.1.1. Principle of modelling and complementary assumptions

As indicated on the scheme of the Fig. 1, the mesh is obtained in dividing the height between the diffusers in M parts. M is chosen to have in each layer a number of nodules which is an integer. If the layer is limited by the temperatures T_m and T_{m+1} , we consider that the temperature is uniform in the layer at the median value $T = (T_m + T_{m+1})/2$. We consider that the heat transfer fluid migrates from one layer to the next and transfers heat to and from the nodules.

For each layer, the variation of the internal energy of the fluid per unit time is due to energy fluxes exchanged at the bottom and the top of the layer and with the nodules. So:

$$\rho_f c_f V \frac{dT}{dt} = \rho_f c_f q_v (T_m - T_{m+1}) + \sum_{i=1}^N \phi_i \quad (1)$$

where V is the volume occupied by the fluid in the layer, ρ_f is the density of the fluid, c_f is its specific heat, q_v is the fluid volume flow rate, ϕ_i the flux exchanged by the nodule i determined in the next section and N the number of nodules in the layer.

2.1.2. Heat flux exchanged by each nodule

The heat flux depends if the PCM is entirely liquid, entirely solid or if the two phases are present.

It has been checked [16,17] that at the metastability breakdown, the crystallization begins on the inner surface of the polyethylene envelope and after the solid grows concentrically towards the centre (see Fig. 2). More, it has been found that, if just before the crystallization, the temperature of the liquid PCM is T_L , just after the crystallization begins, the temperature of the part remaining liquid increases up to the constant melting temperature T_M . At the instant τ when the crystallization begins, we can consider that it is very rapid (neglected duration), therefore adiabatic and that immediately after τ there is the appearance of a spherical layer of solid PCM with an inner radius r_o given by:

$$r_o = \left[r_i^3 \left(1 - \frac{\rho_L c_L}{\rho_S L_M} \Delta T \right) \right]^{1/3} \quad (2)$$

where ρ_L and ρ_S are the density of the liquid and solid PCM, respectively, c_L the specific heat of the liquid PCM and L_M the latent heat of

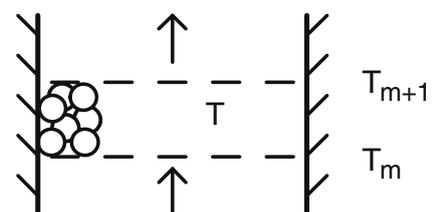


Fig. 1. Scheme of the mesh.

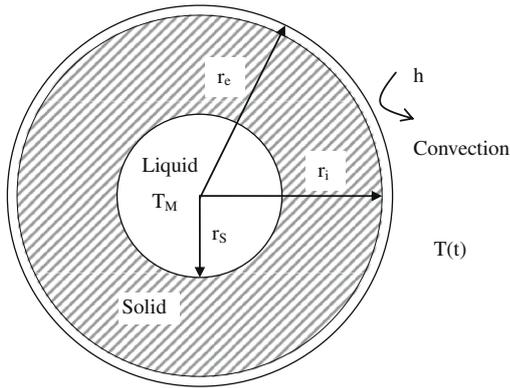


Fig. 2. Crystallization inside the spherical nodule.

melting of the PCM, r_i the inner radius of the nodule and $\Delta T = T_M - T_L$ (supercooling degree).

The liquid phase of water is denser than the corresponding solid, so the PCM container must be made large enough to accommodate the solid during the crystallization part of a phase-change cycle [18]. The polyethylene envelope is slightly elastic. To take into account the incomplete filling of the nodules (96% of the free volume of the envelope), the internal radius r_i , during the charge mode is obtained assuming that each nodule is perfectly filled and we write: $r_i = r_r \alpha^{1/3}$ where α is the coefficient of filling of a nodule, defined as the ratio between the volume of PCM and the internal volume of a nodule. r_r is the real internal radius of the nodule.

The determination of the exchanged flux $\phi_i(t)$ is done with the quasistationary approximation. The basic physical assumption underlying the method is that the sensible heat is negligible compared to the latent heat [19].

We consider a nodule where r_s is the internal radius of the solid PCM (see Fig. 2), the conditions are (θ is the PCM temperature inside the nodule):

$$\theta(r, t) = T_M \quad \text{for } r \leq r_s(t) \quad (3)$$

$$4\pi r_i^2 k_s \left[\frac{\partial \theta(r, t)}{\partial r} \right]_{r=r_i} = \left[\frac{1}{\frac{1}{hS} + \frac{1}{4\pi k_p} \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_e} \right)} \right] [T(t) - \theta(r_i, t)] \quad (4)$$

where k_s is the thermal conductivity of the solid phase, k_p the thermal conductivity of the nodule envelope, h is the heat transfer coefficient between the envelope and the heat transfer fluid and S is the external surface of the envelope.

With the quasistationary approximation, we find the temperature $\theta(r, t)$ inside the nodule for the solid PCM ($r \geq r_s(t)$):

$$\theta(r, t) = T_M + [T(t) - T_M] \frac{1 - \frac{r_s(t)}{r}}{\left(\frac{k_s}{k_p} - 1 \right) \frac{r_s(t)}{r_i} + \left(\frac{k_s}{hr_e} - \frac{k_s}{k_p} \right) \frac{r_s(t)}{r_e} + 1} \quad (5)$$

The interface conditions here have the standard form:

$$\rho_s L_M \frac{dr_s(t)}{dt} = k_s \left[\frac{\partial \theta(r, t)}{\partial r} \right]_{r=r_s(t)} \quad (6)$$

Since the quasistationary approximation ignores the sensible heat, all the heat must be used to drive the phase-change and thus we expect that this approximation will overestimate the actual interface location and therefore will underestimate the real time needed for the complete freezing. So we decided to recalculate the total energy during the phase-change process by taking into account the sensible heat with the following equation for one nodule:

$$E(t) = \int_{r_s(t)}^{r_i} \rho_s c_s [\theta(r, t) - T_M] 4\pi r^2 dr + \frac{4}{3} \pi [r_i^3 - r_s^3(t)] \rho_s L_M$$

and $\phi_i = \frac{dE}{dt}$ (7)

After $t = \tau$, where we have $r_s(\tau) = r_0$, we use the Eqs. (5)–(7) up to the instant $t_{f,\tau}$ where the crystallization is finished with $r_s(t_{f,\tau}) = 0$.

To express for $t < \tau$, ϕ_L the flux before the crystallization or for $t > t_{f,\tau}$, ϕ_S the flux after the crystallization is achieved, we assume that in both cases the temperature of the liquid T_L or of the solid T_S is homogeneous and we write that the internal energy variation in the PCM is equal to the flux which leaves the nodule. So these fluxes are given by:

$$\rho_b c_b V_n \frac{dT_b(t)}{dt} = -\phi_b \quad (8)$$

where V_n is the volume of PCM inside the nodule and:

$$\phi_b(t) = \frac{T_b - T(t)}{\frac{1}{hS} + \frac{1}{4\pi k_p} \left(\frac{1}{r_i} - \frac{1}{r_e} \right)} \quad \text{with } b = L \text{ or } S \quad (9)$$

To model the presence of the removable covers at the top and the bottom of the tank, we have considered two additional layers in which they are no nodules and we have the following equation:

$$\rho_f c_f V_c \frac{dT}{dt} = \rho_f c_f q_v (T_m - T_{m+1}) \quad \text{for } m = 0 \text{ or } m = M + 1 \quad (10)$$

where V_c is the volume of the fluid in each cover (≈ 100 l) and M is the number of layers dividing the height between the diffusers.

2.1.3. Determination of the beginning of the crystallization

The erratic character of the crystallization of the supercooled liquids indicates that even if the temperature is considered uniform in a layer, the nodules can be in different states (not crystallized, entirely crystallized or differently partly crystallized according to their own value of τ).

So, in the numerical resolution, for each time step Δt , we calculate, on one hand, the number of the new crystallizations Δn_τ and the corresponding fluxes and on other hand the fluxes due to the nodules which have already crystallized before, taking into account for each nodule its actual value of τ , or the fluxes for the nodules which are still entirely liquid or already entirely solid.

According to the nucleation laws [20] Δn_τ is proportional to $J(T_L)$ the probability of crystallization per unit time and to the number of nodules remaining unfrozen. So, at the considered time hereafter denoted τ the number of new crystallizations is:

$$\Delta n_\tau = J(T_L) [N - n(\tau)] \Delta t \quad (11)$$

where N is the total number of nodules in the layer and $n(\tau)$ the number of nodules which have begun to crystallize.

For these nodules the probability of crystallization per unit time $J(T_L)$ (called nucleation rate) has been determined previously [13] as indicated on Fig. 3. As predicted by the theories of nucleation this function is practically zero down to a temperature where it increases sharply afterwards.

Δn_τ is seldom an integer. This is the reason why the actual value of Δn_τ is given as follows: we take the greatest value of the integer less than the calculated Δn_τ (which can be zero) and if X is the difference between the calculated value and this greatest integer, we have one chance on $1/X$ to have a supplementary crystallization. For taking into account this probability, we make an erratic drawing of a number included between 0 and 1. If this number is included between 0 and X , we have a supplementary crystallization. This procedure is necessary when Δn_τ is small for example when $J(T_L)$ is still very small or if the step Δt is small.

2.1.4. Results of the calculation

For the numerical calculation, we have applied the procedure described in the previous section where the thermal characteristics of the PCM and polyethylene envelope are given by the manufacturer.

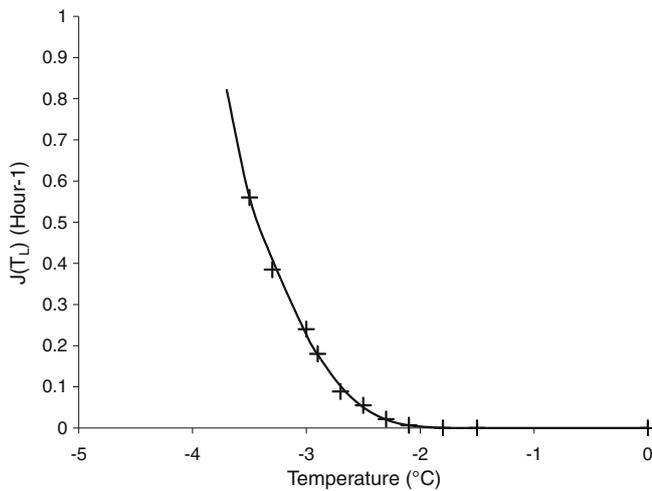


Fig. 3. Nucleation rate for the investigated nodules ($T_M = 0$ °C).

The ratio $\frac{Gr}{Re^2}$, where Gr is the Grashof number and Re the Reynolds number, makes it possible to compare the weight of the natural convection compared to that of the forced convection. In our case, $\frac{Gr}{Re^2} \gg 1$, during the phase-change process [21] then the natural convection is dominating. During the cooling or heating of the solid or liquid PCM, $\frac{Gr}{Re^2} \cong 1$ and the combined natural and forced convection is present.

We can affirm that the exchange between the heat transfer fluid and the nodule during crystallization or melting should be mainly done by natural convection. Moreover, because of the direction of circulation of the fluid in the tank (from the bottom to the top for the charge mode and from the top to the bottom for the discharge mode), the natural convection causes local movements in the same direction than that imposed by the heat transfer fluid motion.

An equation has been used to determine the value of the heat transfer coefficient h .

The expression for the determination of h in forced convection includes the Reynolds number Re and the Prandtl number Pr in the form:

$$Nu = \frac{hD}{k_f} = C^{st} Pr^{1/3} Re^{1/2} \quad (12)$$

where D is the external diameter of the nodule and C^{st} a coefficient estimated at 1 in our case.

The Reynolds number Re is calculated using the superficial velocity of the entering fluid.

For the free convection, the Churchill correlation [22] is used:

$$Nu = 2 + \frac{0.589 * Ra^{1/4}}{\left[1 + \left(\frac{0.469}{Pr}\right)^{9/16}\right]^{4/9}} \quad (13)$$

where Ra is the Rayleigh number.

The nucleation rate $J(T_L)$ have been determined by preliminary experiments (Fig. 3) [13].

On Fig. 4, we see the results of the calculation giving the temperature versus time in the same points as in the experimental study and in the same conditions (final inlet temperature = -6.1 °C and $q_v = 1.3 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$). It is apparent in this figure that the agreement between the shapes of the experimental and theoretical curves is correct but not really perfect. It can be assumed that the experimental results are affected by the thermal contribution of the ambient air (the insulation of the tank is not really perfect). The presence of some heat gain has been demonstrated in the heat balance of tank in the experimental study [1].

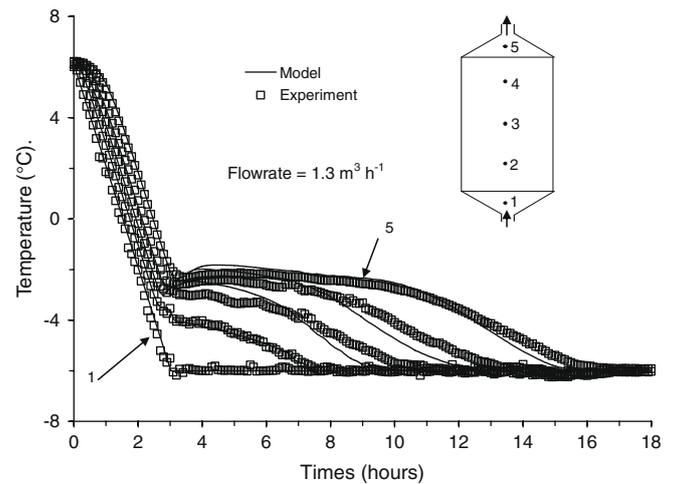


Fig. 4. Temperature evolutions of the flowing fluid for different locations in the tank.

The advantage of the model is that it permits the calculation of the total stored latent energy and the total number of nodules whose crystallization has begun or at the opposite the total number of entirely crystallized nodules, versus time. On Fig. 5, we can see these values. We have added the curve of the corresponding calculated outlet temperature. These curves indicate that the energy storage is completely achieved when the outlet temperature reaches the value of the inlet temperature and that the nodules have begun their crystallization before about the two first thirds of the duration of the energy storage.

Moreover, the model permits to draw an histogram (Fig. 6) giving the temperatures of crystallizations and the number of crystallizations at these temperatures. The median value of the supercooling, defined as $\Delta T = T_M - T$ where T is the temperature of crystallization, is in this case -2.8 °C and the standard deviation is nearly 0.5 °C. The first nodules start to crystallize at -1.8 °C and the last at -4.8 °C. These temperatures can be verified experimentally. We verify thus the validity of the probability of crystallization $J(T_L)$. Moreover, we note that 80% of the nodules crystallize statistically between -2.2 °C and -3.3 °C.

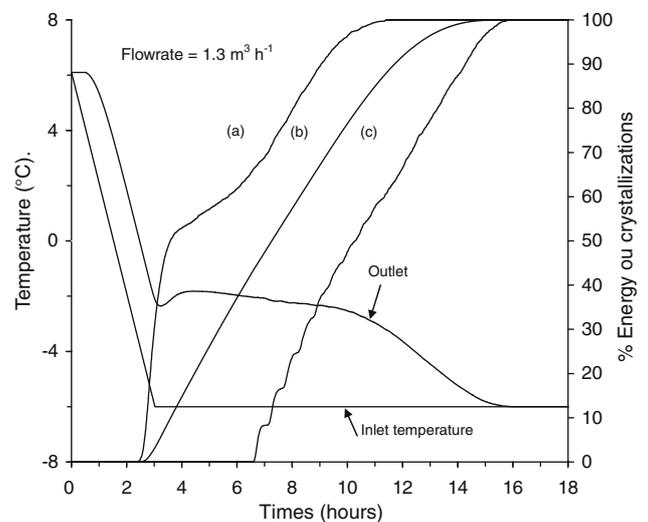


Fig. 5. Inlet and outlet temperatures and: (a) percentage of the nodules that have begun to crystallize, (b) percentage of nodules entirely crystallized and (c) percentage of stored latent energy.

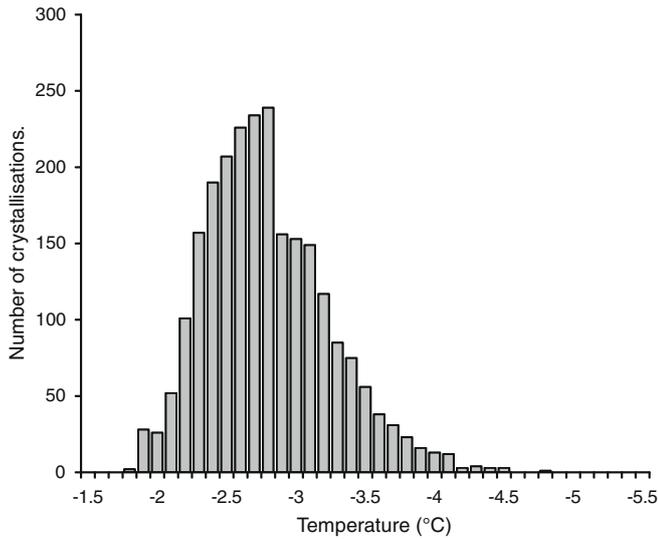


Fig. 6. Histogram giving the temperatures of crystallizations and the number of crystallizations at these temperatures during a charge mode ($\theta_c = -6.1$ °C and $q_v = 1.3$ m³ h⁻¹).

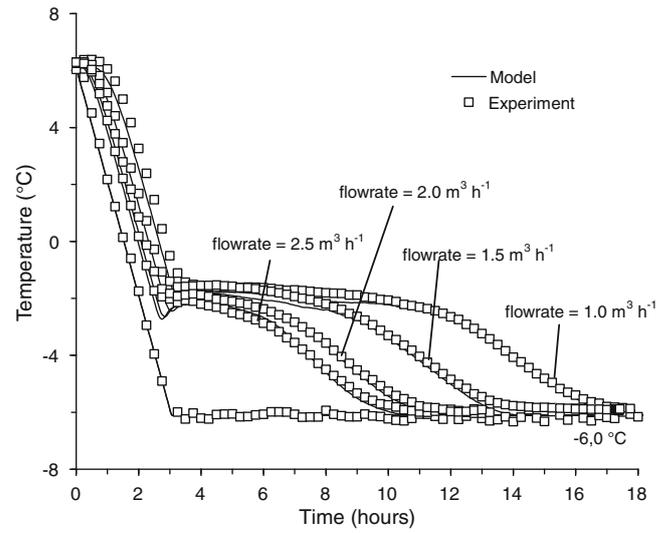


Fig. 8. Influence of the flow rate for a given final inlet temperature.

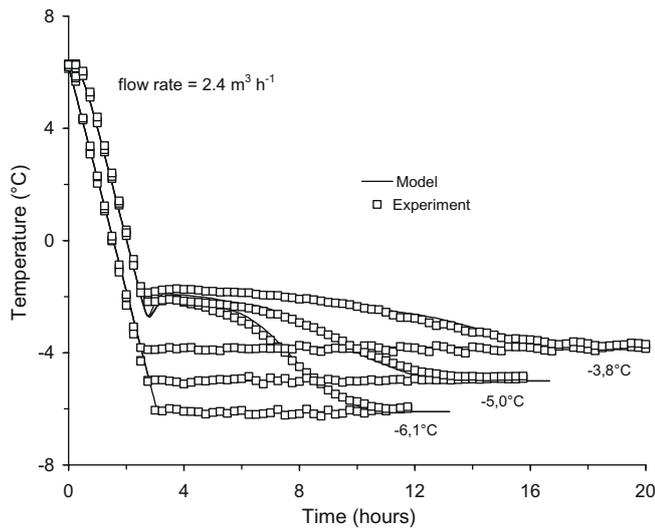


Fig. 7. Influence for a given flow rate of the final inlet temperature.

On Fig. 7, we confirm the influence for a given flow rate of the final inlet temperature and on the Fig. 8, the influence of the flow rate for the same final inlet temperature. The duration of the energy storage decreases when the final inlet temperature is lowered or when the flow rate increases. The model permits to simulate some tests with refrigerating capacities and flow rate higher than these authorised by the test plant. So, we present the evolution of the duration of the charge mode τ^* versus the final inlet temperature and the flow rate (Figs. 9 and 10). τ^* represents the duration between the moment when the inlet temperature reaches 0 °C and the moment where 90% of the latent heat is stored. We fixed, for all these calculations, an initial temperature of the tank of 6 °C and a cooling rate of -4 °C/h.

In industrial conditions, the charge mode must be realised in a given time. These results show the influence of the flow-rate and the final inlet temperature on the duration of the process. The duration of the charge mode is decreased when the final inlet temperature is lowered and when the flow rate is increased. So, to make a completed charge mode in a given duration, we can choose

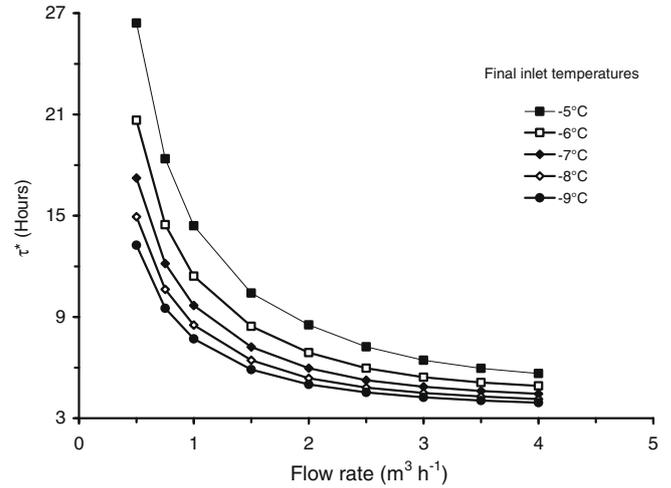


Fig. 9. τ^* versus flow rate for different final inlet temperatures.

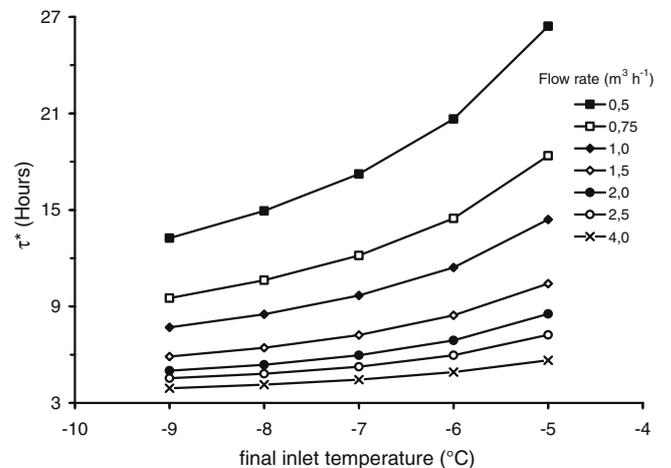


Fig. 10. τ^* versus final inlet temperature for different flow rates.

the appropriate couple flow-rate, final inlet temperature. The use of the contour map (Fig. 11) determined with the preceding results permits to determine graphically the best couple.

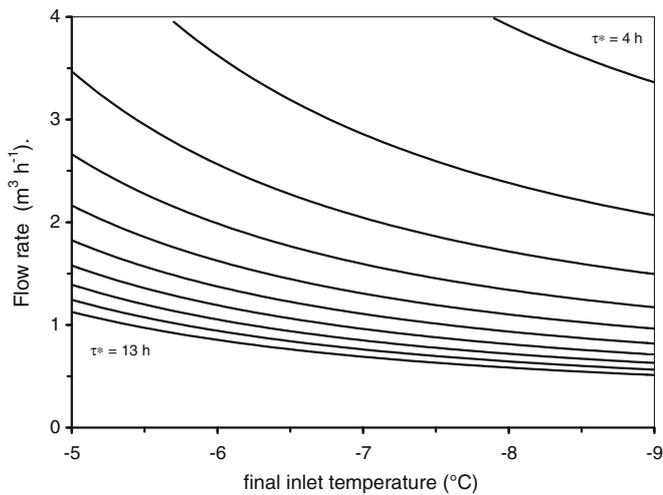


Fig. 11. Contour map of τ^* .

2.2. Modelling of the discharge mode

The principle of the modelling is the same as in the case of the charge mode. The main assumptions are the same. Of course, the phenomena are reverse. We are in the case of melting where there is no delay at the transformation. The real difference is that the temperature being uniform in each layer, all the nodules of a layer pass through the phase change simultaneously at the melting temperature. So the variation of the internal energy of the fluid for each layer can be written:

$$\rho_f c_f V \frac{dT}{dt} = \rho_f c_f q_v (T_m - T_{m+1}) + N \phi_i \quad (14)$$

where ϕ_i is the flux exchanged by a nodule and N the number of nodules in the layer.

2.2.1. Heat flux exchanged by each nodule

It is evident that when the process starts, the melting occurs equally over the inner surface of the nodule envelope, but as soon as there is a significant amount of water, buoyancy forces, due to density differences between solid and liquid phase, cause the ice sphere to float and the water to gravitate to the bottom of the nodule (ice has a lower density than liquid water). It has been revealed that we must consider the internal convection during melting. The presence of natural convection in the liquid phase is taken into account using an equivalent thermal conductivity of the liquid phase k_{eq} . This thermal conductivity during the melting process is estimated from the experimental results. Thus, the melting process is analysed as a pure heat conduction problem. The value of k_{eq} is estimated at $1.1 \text{ W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$ in our case.

Spherically symmetrical melting is assumed and we do the same hypothesis as for the charge mode. We suppose that the melting process begins on the inner surface of the polyethylene envelope and after the solid melts concentrically to the centre. As soon as the melting begins, the solid is at the melting temperature $T_M = 0 \text{ }^\circ\text{C}$.

The determination of the exchanged flux ϕ_i during the melting is done considering the quasistationary approximation. As in the case of the charge mode, we recalculate the total energy taking into account the sensible heat during PCM melting.

The flux before the melting or the flux after the melting is achieved are determined as in the case of the charge mode considering the temperature of the solid or of the liquid homogeneous.

The presence of the removable covers is also taken into account.

2.2.2. Results of the calculation

On Fig. 12, we see the results of the calculation giving the temperature versus time in the same points as in the experimental study and in the same conditions (final inlet temperature = $5.0 \text{ }^\circ\text{C}$ and $q_v = 1.1 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$). We can see the good agreement between the experimental and theoretical curves. Comparison between experimentation and simulation reveals that a fairly excellent coincidence is realised considering the natural convection in the liquid PCM during melting with the use of the equivalent conductivity. The conduction is determining in the melting process in a sphere but the natural convection increases this process. The use of the effective thermal conductivity significantly simplifies the analysis of the melting heat transfer for the discharging process.

The advantage of the model is that it permits the calculation, versus time, of the total discharged latent energy and the total number of nodules whose melting has begun or at the opposite the total number of entirely melted nodules. On Fig. 13, we can see these values. We have added the curve of the corresponding calculated outlet temperature. These curves indicate that the

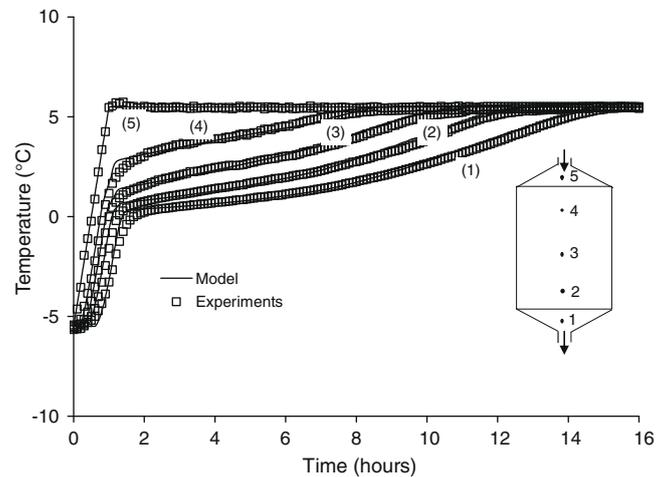


Fig. 12. Temperature evolutions of the heat transfer fluid for different locations in the tank during the discharge mode.

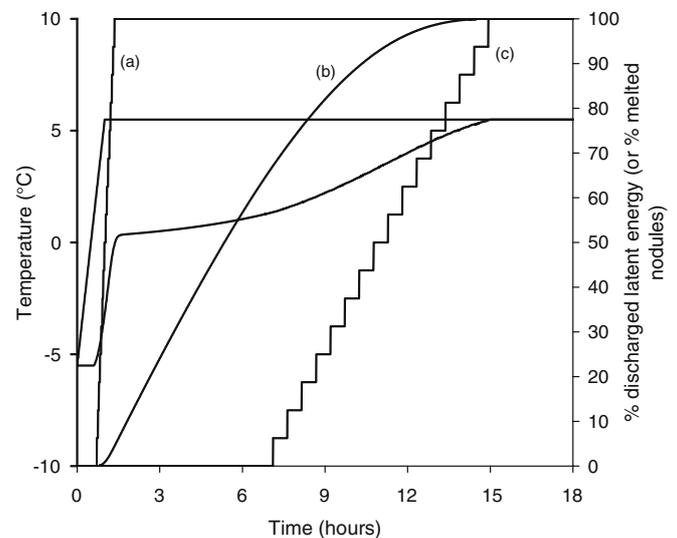


Fig. 13. Inlet and outlet temperatures and: (a) percentage of the nodules that have begun to melt, (b) percentage of nodules entirely melted and (c) percentage of discharged latent energy.

discharge mode is completely achieved when the outlet temperature reaches the value of the inlet temperature.

On Fig. 14, we confirm the influence for a given flow rate of the final inlet temperature and on Fig. 15 the influence of the flow rate for a same final temperature. The duration of the discharged energy decreases when the final inlet temperature is raised or when the flow rate increases. We can see the good agreement of the model with the experimental results. The model permits to simulate some tests with different conditions than these authorised by the test plant. So, we present the evolution of τ^* versus the final inlet temperature and versus the flow rate (Figs. 16 and 17). τ^* represents the duration between the moment where the inlet temperature reaches 0 °C and the moment where 90% of the latent heat is destored.

We note that an increase in the volume flow rate over $2.5 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ does not cause a significant decrease in the duration of the discharge mode. It is not useful, to retrieve quickly the store energy, to have a higher flow rate. It is interesting to optimise it, to decrease the loss of head of the system and increase the efficiency of the exchange between the heat transfer fluid and the nodules.

The use of the contour map (Fig. 18) drawn with the previous results permits to determine graphically the couple flow-rate, final inlet temperature which permits to realize the discharge mode in a given duration.

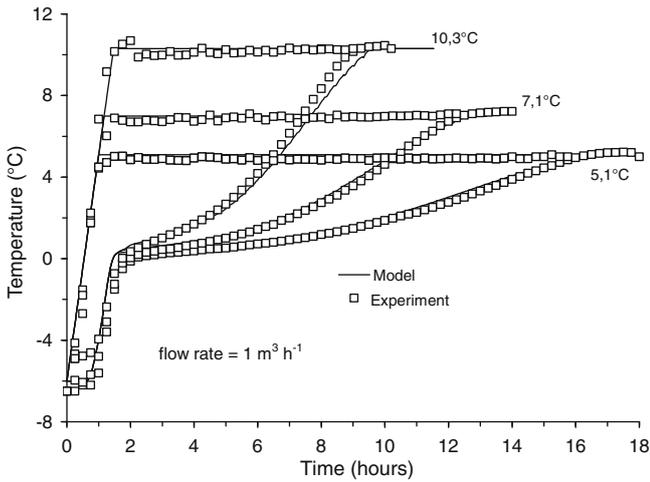


Fig. 14. Influence for a given flow rate of the final inlet temperature.

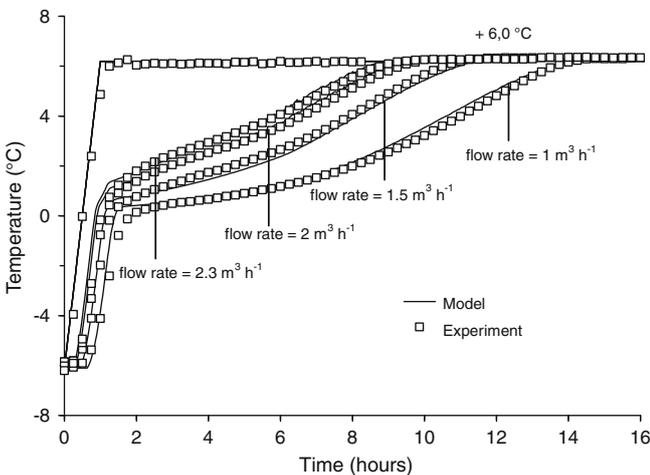


Fig. 15. Influence of the flow rate for a given final inlet temperature.

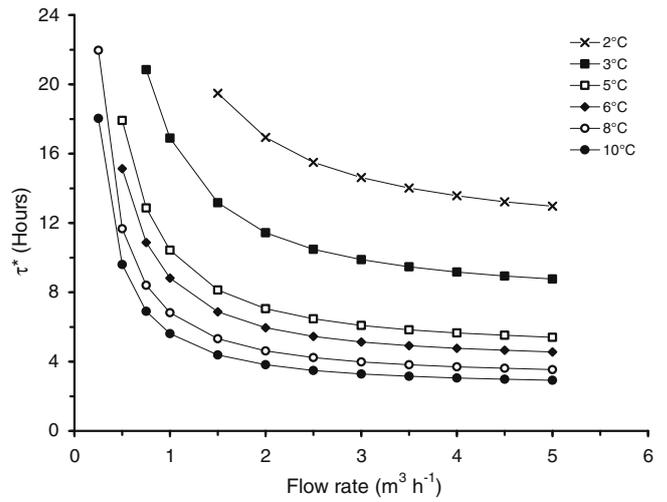


Fig. 16. τ^* versus flow rate for different final inlet temperatures.

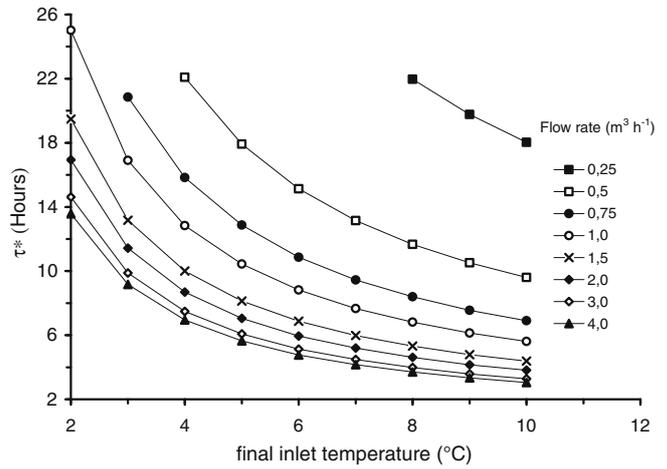


Fig. 17. τ^* versus the final inlet temperatures for different flow rates.

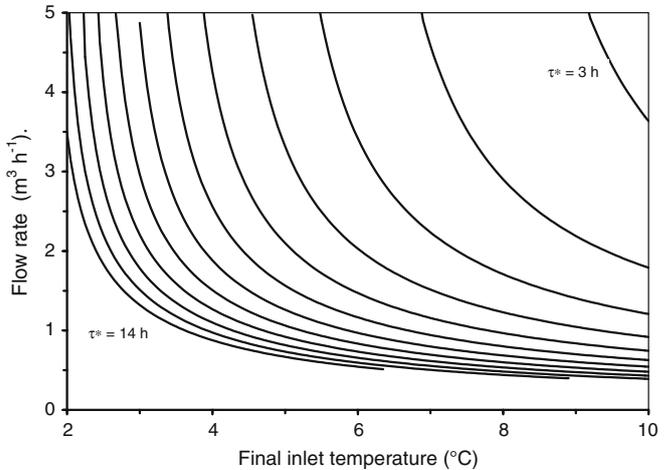


Fig. 18. Contour map of τ^* for the discharge mode.

On Fig. 19, we see the results of the calculation giving the inlet and outlet temperatures versus time when a heating capacity is imposed to the discharging process. We can see the good agreement between the experimental and theoretical curves.

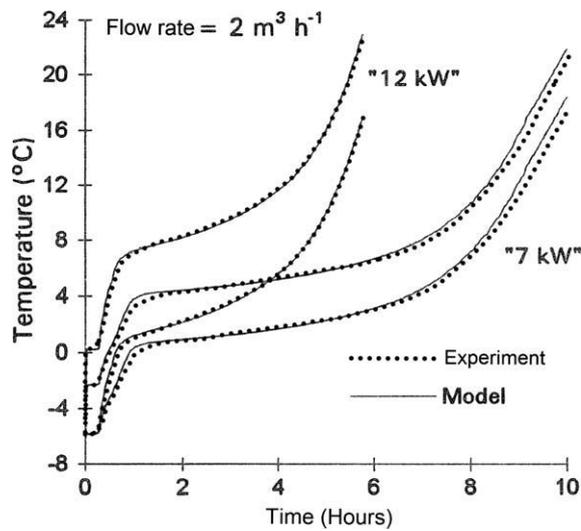


Fig. 19. Evolution of the inlet and outlet temperatures of the tank during discharge modes with imposed heating power.

2.3. Case of incomplete discharge mode

When the discharge mode is incomplete, some particles of crystal remain in some nodules, cancelling the supercooling of these nodules during the charge mode. For the nodules which have completely melted during the discharge mode, the supercooling is present during the next charge mode. Thus, the charge mode is the result of the crystallization of some nodules which present supercooling and of others which do not [23].

For the not completely melted nodules, we assume that the crystal remaining before reaching T_M is found again on the envelope of the nodule and grows concentrically to the center. It is evi-

dent that this assumption is not the real process of crystallization. Some observations show that the crystal which remains, floats and the crystallization starts again on the envelope being near of the remaining crystal. But this assumption simplifies the model and gives a good agreement between the experimental and numerical curves.

On Fig. 20, we see the results of the calculation giving the temperature versus time in the same points as in the experimental study and in the same conditions ($q_V = 1.2 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ for the discharge mode and $q_V = 1.3 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ for the charge mode). We can see the good agreement between the experimental and theoretical curves. In solid lines, is represented the case where no nodules have completely melted and there is not supercooling during the charge mode. In the case where some nodules have completely melted (dotted lines), the results of the calculation are only qualitative. We think that the model is not in question but it seems that the temperature and the duration at which the nodule remains at the melted state have an influence on the supercooling. The same behaviour is observed in several works, in particular in Ref. [24] on water and salt solutions.

2.4. Simulation of another test facility

The experimental results of the test plant of the laboratory confirm the very good accuracy of the model.

Cristopia firm has a system test facility to simulate experimentally, at a reduced scale, the real performance of any storage installation. The test facility is composed of a stationary part (measuring, recording and simulation devices) and of a mobile part (production and storage). The measuring, recording and simulation system allows the analysis of the performance characteristics of the tank in charge and discharge modes. The facility also allows any simulations of real facilities. All the parameters are variable (flows, histograms, temperatures, storage volume). Thus, we can reproduce the relationship of scale on any configuration and simulate exactly the behaviour of a real installation.

It is interesting to observe that the model gives good results when it has to simulate the running of this test facility. A test example is presented hereafter. The storage volume is 1.5 m^3 . An electrical heater, composed of three heaters with a total capacity

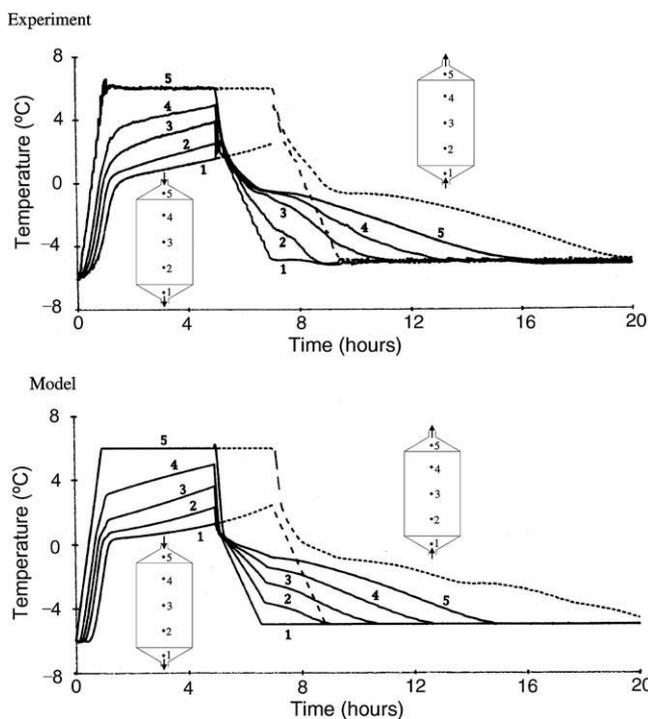


Fig. 20. Comparison between the model and the experiment for an incomplete discharge mode followed by a charge mode (the flow rate is $1.2 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ for the discharge mode and $1.3 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ for the charge mode).

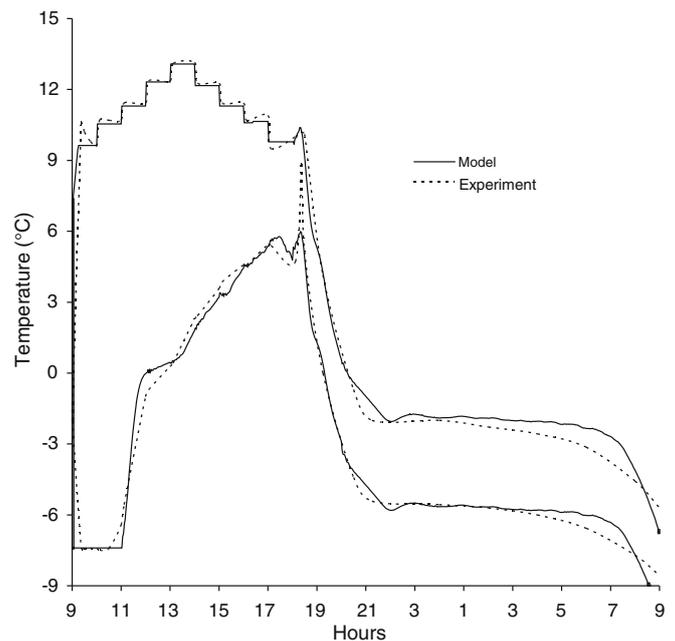


Fig. 21. Inlet and outlet temperatures of the storage tank.

of 8 kW controlled by a programmable controller, allows us to simulate any histogram with capacities between 0 and 24 kW. It is a real plant simulation example for air-conditioning. The air-conditioning period is between 9 a.m. and 6 p.m. and the storage period is between 6 p.m. and 9 a.m. We only present the inlet and outlet temperatures of the storage tank. The results of the model are exhibited in this Fig. 21.

The storage inlet temperature during the air-conditioning period (9 a.m.–6 p.m.) is equal to the back temperature of the installation. The storage outlet temperature evolves during this period from -7°C up to $+5^{\circ}\text{C}$ with a plateau at 0°C . At 6 p.m. the air-conditioning cycle stops and the storage cycle begins. The storage inlet and outlet temperatures decrease quickly until reaching a plateau corresponding to the latent energy. The temperatures then decrease quickly indicating the end of the storage. The sudden plateau, in the charge phase, clearly demonstrates that the latent storage phase has begun.

The simulation results obtained facilitate the sizing and the optimisation of the process.

3. Conclusions

In this paper we have presented the full numerical study on the behaviour of a test plant which is a tank filled with spherical nodules containing a phase change material when a liquid fluid flows through for latent heat storage purpose. The objective of this study has been to determine the influence of various parameters on the charge and discharge mode.

The model permits to find the same tendencies as those obtained experimentally. In a charge mode (cooling process), we observe the supercooling of the PCM which entails a stabilisation of the outlet temperature at a value lower than the melting temperature. The simulation allows showing the effects of the final inlet temperature and the inlet flow rate on the time for complete storage. The charge mode duration decreases when the inlet flow rate raises or when the final temperature decreases. In the discharge mode (heating process), we observe a quasi-stabilisation of the outlet temperature from T_M more or less evident in function of the values of the final inlet temperature and of the flow rate. The duration of the discharged mode is increased when the inlet flow rate decreases or when the final temperature decreases.

When a charge mode follows an incomplete discharge mode, the charge mode is the result of the crystallization of some capsules which present supercooling and of others which do not. The consequence is that the charge mode is made at higher temperature with a relatively shorter duration. Also, we recommend to slightly oversize the size of the tank.

The simplified model considering the nodules as exchangers has confirmed the experimental results and is useful for further investigations to size and optimise the process.

Acknowledgements

This work is sponsored by Electricité de France, the CRISTOPIA Energy Systems Company, the Conseil Régional d'Aquitaine and

the Agence de l'Environnement et de le Maîtrise de l'Energie. The authors are grateful to Dr. B. Falcon for his valuable assistance.

References

- [1] Bédécarrats JP, Castaing-Lasvignottes J, Strub F, Dumas JP. Study of a phase change energy storage using spherical capsules. Part I: Experimental results. *Energy Convers Manag*, in press. doi:10.1016/j.enconman.2009.06.004.
- [2] Lacroix M. Modelling of latent heat storage systems. In: Dincer I, Rosen MA, editors. *Thermal energy storage systems and applications*. UK: Wiley; 2002.
- [3] Felix Regin A, Solanki SC, Saini JS. Heat transfer characteristics of thermal energy storage system using PCM capsules: a review. *Renew Sust Energ Rev* 2008;12:2438–58.
- [4] Zukowski M. Mathematical modeling and numerical simulation of a short term thermal energy storage system using phase change material for heating applications. *Energy Convers Manag* 2007;48:155–65.
- [5] Wei J, Kawaguchi Y, Hirano S, Takeuchi H. Study on a PCM heat storage system for rapid heat supply. *Appl Therm Eng* 2005;25:2903–20.
- [6] Assis E, Katsman L, Ziskind G, Letan R. Numerical and experimental study of melting in a spherical shell. *Int J Heat Mass Trans* 2007;50:1790–804.
- [7] Arkar C, Medved S. Influence of accuracy of thermal property data of a phase change material on the result of a numerical model of a packed bed latent heat storage with spheres. *Thermochim Acta* 2005;438:192–201.
- [8] Felix Regin A, Solanki SC, Saini JS. An analysis of a packed bed latent heat thermal energy storage system using PCM capsules: numerical investigation. *Renew Energy* 2009;34:1765–73.
- [9] Bilir L, Ilken Z. Total solidification time of a liquid phase change material enclosed in cylindrical/spherical containers. *Appl Therm Eng* 2005;25:1488–502.
- [10] Cheralathan M, Velraj R, Renganarayanan S. Effect of porosity and the inlet heat transfer fluid temperature variation on the performance of cool thermal energy storage system. *Heat Mass Trans* 2007;43:833–42.
- [11] Ismail KAR, Henriquez JR. Numerical and experimental study of spherical capsules packed bed latent heat storage system. *Appl Therm Eng* 2002;22:1705–16.
- [12] Dumas JP, Bédécarrats JP, Strub F, Falcon B. Modelization of a tank filled with spherical nodules containing a phase change material. In: 10th International heat transfer conference, vol. 7, Brighton; August 1994. p. 239–44.
- [13] Bédécarrats JP, Strub F, Falcon B, Dumas JP. Phase-change thermal energy storage using spherical capsules: performance of a test plant. *Int J Refrig* 1996;19(3):187–96.
- [14] Kouksou T, Bédécarrats JP, Dumas JP, Mimet A. Dynamic modelling of the storage of an encapsulated ice tank. *Appl Therm Eng* 2005;25(10):1534–48.
- [15] Kouksou T, Bédécarrats JP, Strub F, Castaing-Lasvignottes J. Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a phase change thermal energy storage. *Int J Energy Technol Policy* 2008;6(1/2):143–58.
- [16] Bédécarrats JP, Dumas JP. Study of the crystallization of nodules containing a phase change material for cool thermal storage. *Int J Heat Mass Trans* 1997;40(1):149–57 [in French].
- [17] Chan CW, Tan FL. Solidification inside a sphere – an experimental study. *Int Commun Heat Mass* 2006;3:335–41.
- [18] Revankar ST, Croy T. Visualization study of the shrinkage void distribution in thermal energy storage capsules of different geometry. *Exp Therm Fluid Sci* 2007;31:181–9.
- [19] Alexiades V, Solomon AD. *Mathematical modeling of melting and freezing processes*. Hemisphere Publishing Corporation; 1993. p. 126–52.
- [20] Turnbull D. *Phase change. Solid state physics*, vol. 2. New York: Academic Press; 1956.
- [21] El Omari K, Dumas JP. Crystallization of supercooled spherical nodules in a flow. *Int J Therm Sci* 2004;43(12):1171–80.
- [22] Churchill SW. Free convection around immersed bodies. In: Schlünder EU, editor. *Heat exchanger design book*. New York: Hemisphere Publishing; 1983. Sec. 2.5.7.
- [23] Bédécarrats JP, Strub F, Falcon B, Dumas JP. Experimental and numerical analysis of the supercooling in a phase-change energy storage. In: 19th International congress of refrigeration, vol. IIIa, The Hague, The Netherlands; 20–25 August 1995. p. 46–53.
- [24] Edwards GR, Evans LF, Zipper AF. Two dimensional phase charges in water absorbed on ice-nucleating substrates. *Trans Faraday Soc* 1970;66(1):220–34.

Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a phase change thermal energy storage

T. Kousksou, J-P. Bédécarrats*, F. Strub and J. Castaing-Lasvignottes

Laboratoire de Thermique Energétique et Procédés,
Avenue de l'Université, BP 1155,
64013 Pau Cedex, France
E-mail: jean-pierre.bedecarrats@univ-pau.fr
*Corresponding author

Abstract: The objective of this work is the study of an industrial process of energy storage which consists in the use of a cylindrical tank filled with encapsulated Phase Change Materials (PCM). A particularity is present in this kind of processes; it concerns the delay of the crystallisation of PCM, called supercooling phenomenon. The development of a 2D porous-medium model for cold storage with coolant flowing enables a detailed analysis of this process. Fluid flows, forced and natural convections as well as the supercooling phenomenon in these packed capsules were particularly analysed using a thermal non-equilibrium model. The solidification process inside the spherical capsules is treated by employing the quasi-stationary formulation. The effects of different parameters on the behaviour of the tank, such as capsule size, porosity of the packed capsules and the tank dimension are examined when the tank is in horizontal position.

Keywords: liquid–solid phase change; natural convection; porous medium; supercooling phenomenon.

Reference to this paper should be made as follows: Kousksou, T., Bédécarrats, J-P., Strub, F. and Castaing-Lasvignottes, J. (2008) 'Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a phase change thermal energy storage', *Int. J. Energy Technology and Policy*, Vol. 6, Nos. 1/2, pp.143–158.

Biographical notes: Tarik Kousksou is a Lecturer at the University of Pau (France). Recently, he obtained a PhD during which he investigated the dynamic modelling of the storage of an encapsulated ice tank. His principal research interests include heat transfers with or without phase change transition in the storage systems.

Jean-Pierre Bedecarrats is a Lecturer at the University of Pau (France). After carrying out a PhD on the supercooling of the Phase Change Materials, currently he works on the various applications of PCM and in particular for the latent heat energy storage. His activities of research, begun more than 15 years ago, constituted of experimental and numerical studies, allowed him to specialise in the field of the solid–liquid phase change.

Françoise Strub is an Assistant Professor at the University of Pau (France). Her carrier started in 1981 with a PhD dedicated to solar boosted heat pumps. Then, she carried out research activities in the field of thermodynamics systems. She contributes to determine the impact of the irreversibilities induced in a component (like a storage tank) on the efficiency of the overall system.

144 *T. Kousksou et al.*

Jean Castaing-Lasvignottes is a Lecturer at the University of Pau (France). After carrying out a PhD on Thermochemical Heat Transformers at Perpignan University (France) in 1994, he spent six years at CNAM (Paris, France) as a Research Engineer on Refrigeration and Air Conditioning. Currently, he works in the field of energetic and thermodynamic applications such as solar cooling, heat or cold storage and cold production. During the last 15 years, he became very familiar with modelling and simulation of various energetic systems in order mainly to study and analyse their transient behaviour.

Nomenclature

A_0	specific surface area (m^{-1})
c_f	specific heat of the heat transfer fluid ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)
C	Kozeny–Carman constant
D	diameter of the capsule (m)
g_i	gravitational acceleration in x_i direction (m s^{-2})
H	height of the tank (m)
$J(T_i)$	probability of crystallisation of a capsule per unit time (s^{-1})
K	permeability (m^2)
k_f	thermal conductivity of the heat transfer fluid ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)
L	length of the tank (m)
N_{cv}	number of the capsules in the control volume
P	mean dynamic pressure (Pa)
q_v	volume flow rate ($\text{m}^3 \text{h}^{-1}$)
S	source term (W m^{-3})
T_M	melting temperature of PCM (K)
T	temperature (K)
t	time (s)
u_i	average velocity in the x_i direction (m s^{-1})
u_{inlet}	velocity of the heat transfer fluid at the inlet of the tank (m s^{-1})
V	volume of the tank (m^3)

Greek symbols

Δn_τ	number of the capsules that crystallise at instant τ
$\phi_{e,\tau}(t)$	heat flux exchanged by the capsule during crystallisation (W)

$\phi_1(t)$	heat flux exchanged by the capsule before crystallisation (W)
$\phi_s(t)$	heat flux exchanged by the capsule after total crystallisation (W)
ε	porosity
β	thermal expansion coefficient (K^{-1})
ρ	mass density (kg m^{-3})
τ_{ij}	shear-stresses (Pa)

Subscripts

f	heat transfer fluid
i	direction
l	liquid phase
M	melting
s	solid phase

1 Introduction

Many research and development activities related to energy have concentrated on efficient energy use, energy savings and conservation (Dincer and Rosen, 2002). In this regard, thermal energy storage systems can play an important role, as they provide enormous potential for facilitating energy savings and reducing environmental impact. Thermal storage has received increasing interest in recent years in terms of its applications, and it offers enormous potential both for more effective use of thermal equipment, and for economic large-scale energy substitutions. Indeed, thermal energy storage appears to provide one of the most advantageous solutions for correcting the mismatch that often occurs between the supply and the demand of energy.

Among the various possibilities to store energy, systems using Phase Change Materials (PCM) are more attractive because of the release of the latent heat storage (Zalba et al., 2003; Farid et al., 2004). For example, using ice storage systems enables to reduce overall air-conditioning costs significantly.

One of the most effective and compact latent thermal energy systems is a process using packed beds of encapsulated phase change material in the spherical capsules. This method is particularly attractive due to its high energy storage density and excellent storage volumetric efficiencies which make the energy storage economically feasible (Cho and Choi, 2000; Eames and Adref, 2002; Ismail, 2003). During the storage period, a cold liquid (heat transfer fluid) passes through the tank, filled with the encapsulated PCM, to crystallise PCM inside the capsules. The stored energy is recovered when a hotter liquid passes through the tank and induces the melting of PCM.

Water is widely used as PCM, because of the advantages of a high latent heat of melting, stability, low cost, easy acquisition and lack of environmental pollution. However, there are disadvantages with the use of water as PCM. The most serious problem is the supercooling phenomenon which occurs during the charge process. The

146 *T. Kousksou et al.*

crystallisation does not occur at the solid–liquid equilibrium temperature (melting point 0 °C), but several degrees lower. If the water in the capsule does not easily freeze because of the supercooling, the system performance decreases (Bédécarrats et al., 2002), in particular, due to the use of a lower cold temperature for the storage period.

Modelling the thermal behaviour of latent heat thermal energy storage is complex (Lacroix, 2002). There are problems associated with the non-linear motion of the solid–liquid interface, the possible presence of buoyancy driven flows in the melt, the conjugate heat transfer between the encapsulated PCM and the heat transfer fluid in the storage tank and the volume expansion of PCM upon melting-solidification.

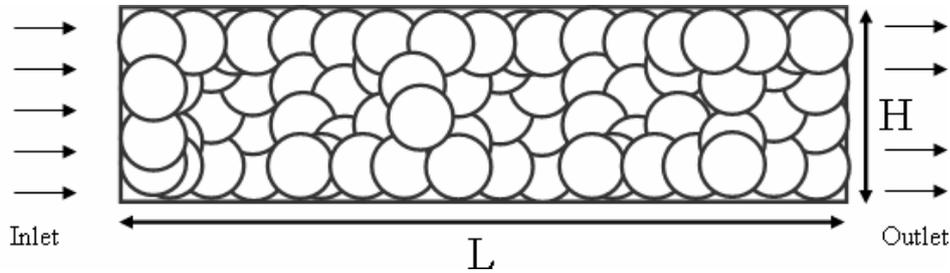
Detailed modelling of the heat transfer and fluid flow processes that take place in such a complex arrangement of the PCM capsules is not only difficult, but also impracticable.

Our research team (Bédécarrats et al., 1996; Bédécarrats and Dumas, 1997) has already realised some models which taking into account the supercooling phenomenon inside the packed capsules. Also, we have studied the effect of the flow distribution of the heat transfer fluid on the behaviour of the tank containing the capsules (Kousksou et al., 2005). Two configurations of storage have been dealt with: vertical configuration where stream lines of both natural and forced convection have the same direction, and horizontal one where the natural convection is preponderant on forced convection. The effects of the inlet coolant velocity and inlet coolant temperature on the performance of cold storage have been examined. We have shown that the optimum operating conditions of the tank are reached only in the case of a vertical position. The horizontal position by the appearance of natural convection has a more important charge time, consequence of the decreasing exchanged power between the fluid and the capsules.

In the present work, we focus on the horizontal position of the tank. The aim of this contribution is to search the optimum operating conditions of the tank in this position. First, we analyse the influence of both the natural convection and the supercooling phenomenon on the flow patterns and the temperature distribution within the tank. Secondly, we examine the effects of different parameters such as capsule size, porosity and tank dimension, on the tank behaviour.

2 Formulations

Figure 1 shows the physical system under consideration. Although the real tanks are cylindrical, the simplified geometry is considered as 2D cartesian. PCM is encapsulated in the spherical packed capsules. A heat transfer fluid (water–glycol fluid) is flowing through the tank involving the energy exchange.

Figure 1 Scheme of the tank in horizontal position

2.1 Assumptions

The packed capsules with complicated arrangement in the energy storage system make it extremely difficult to obtain the detailed velocity and temperature fields. To study the flow and heat transfer within the packed capsules, we have adopted the porous medium approach using the non-equilibrium model of microscopic heat transfer between the fluid and the capsules (Kouksou et al., 2005).

The basic assumption on which porous medium models rest is that the PCM capsules behave as a continuous medium, and not as a medium composed of independent particles. The erratic character of the crystallisation and the supercooling phenomenon require us to consider each particle separately. So, the porous medium approach is utilised only for the heat transfer fluid.

For the charge period (freezing of PCM), the heat transfer mechanism for the ice formation inside each capsule is conduction dominated. However, in the case of discharge, ice melting is always accompanied by natural convection for the liquid phase inside the capsule and by rising of the solid phase because of the density difference between the solid and liquid phases. In this paper, only the charge mode is considered.

For the proposed model, the following assumptions are made:

- the fluid is Newtonian and incompressible
- the flow is laminar and 2D
- viscous dissipation and radiation heat transfer are neglected
- the convective fluid and the capsules are not in local thermodynamic equilibrium
- physical properties are constant except for the density in the buoyancy term (Boussinesq approximation).

Under these assumptions, the governing equations for the fluid and capsules temperatures are:

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\rho_f}{\varepsilon} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\rho}{\varepsilon^2} u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} - \rho \beta (T - T_M) g_i - \varepsilon \frac{\mu}{K} u_i \quad (2)$$

148 *T. Kousksou et al.*

$$\varepsilon \rho_f c_f \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_f c_f u_i \frac{\partial T}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\varepsilon k_f \frac{\partial T}{\partial x_i} \right) + S \quad (3)$$

where τ_{ij} is the shear-stresses; x_i is the Cartesian coordinate in the i -direction; t is the time; u_i is the average velocity; P is the mean dynamic pressure; T is the average temperature of the fluid; g_i the gravitational acceleration in the i -direction; T_M is the melting temperature of the fluid; ρ_f , β , k_f , c_f are, respectively, the density, the coefficient of thermal expansion, the thermal conductivity and the specific heat of the heat transfer fluid.

K is the permeability approximated by the Kozeny-Carman equation which relates the permeability of a porous medium to its specific surface area and porosity:

$$K = \frac{1}{CA_0} \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \quad (4)$$

where C is called the Kozeny-Carman constant, ε is the porosity of the tank and A_0 is the surface area per unit volume of solid phase. For equal spheres of external diameter D , the specific surface area is $A_0 = 6/D$. The constant C is generally equal to 5 for flow through porous media (Jin, Patzek and Silin, 2004). So, Equation (4) becomes:

$$K = \frac{D^2}{180} \frac{\varepsilon^3}{(1-\varepsilon)^2} \quad (5)$$

The interaction between the fluid and the capsules is done by defining the following source term S :

$$S = \frac{1}{V_{cv}} \left(N_s(t) \phi_s(t) + N_l(t) \phi_l(t) + \sum \Delta n_\tau \phi_{c,\tau}(t) \right) \quad (6)$$

where V_{cv} is the volume of the control volume, $N_s(t)$ and $N_l(t)$ are the numbers of the capsules that are, respectively, already entirely solid or still entirely liquid. ϕ_s is the heat flux after the total crystallisation, ϕ_l is the heat flux before the crystallisation and $\phi_{c,\tau}(t)$ is the heat flux during the phase change. Δn_τ is the number of new crystallisations. According to the nucleation laws (Turnbull, 1956), Δn_τ is proportional to $J(T_1)$ (the probability of crystallisation of a nodule) and to the number of capsules remaining unfrozen:

$$\Delta n_\tau = J(T_1)(N - n(t))\Delta t \quad (7)$$

where $n(t)$ is the number of capsules which have already begun to crystallise.

The calculations of the heat fluxes ϕ_s , ϕ_l , $\phi_{c,\tau}(t)$ and Δn_τ are extensively discussed in several previous papers (Bédécarrats et al., 1996; Kousksou et al., 2005) and will not be detailed here.

2.2 Numerical procedure

The finite difference equations are obtained by integrating the conservation Equations (1)–(3) over each of the control volumes in the (x,y) plane using second order centred differences. A staggered grid for velocities is used to avoid physically unrealistic

fields. However, the convective terms are discretised with a power law scheme in order to insure stability. The SIMPLEC algorithm is adopted for the velocity–pressure coupling. An implicit Euler scheme is used for time-stepping procedure. The set of linearised equations is solved iteratively with a line-by-line Tri-Diagonal Matrix Algorithm (TDMA) solver by sweeping the tank from the left to right.

2.3 Validation

The investigated PCM inside the nodules is water/ice ($T_M = 0\text{ °C}$) and requires a supercooling of about 2.5 °C with the addition of a nucleating agent. The value of the nucleation rate $J(T_i)$ has been determined by preliminary experiments.

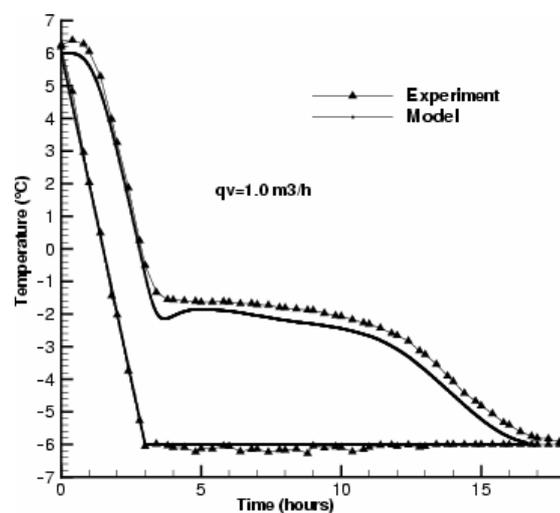
A test plant was built (Bédécarrats et al., 1996) in order to modify various parameters which have an influence on the performance of the storage such as: temperature and flow rate of the heat transfer fluid, kinetics of cooling and heating, vertical or horizontal position of the tank. The tank is a metallic cylinder whose useful length is 1.42 m and its diameter is 0.95 m. So, the useful volume is 1 m^3 and it contains 2,406 spherical capsules randomly set. The spherical capsule has an outer diameter of 77 mm and contains PCM.

In the model, because of the difficulties to take into account, the real inlet conditions of the tank in the horizontal position, comparison between the experimental result and the model is presented only for a vertical position. The results (Figure 2) for a charge mode show a good agreement. Note that the stabilisation of the outlet temperature is different from the melting temperature ($T_M = 0\text{ °C}$). The supercooling phenomenon is well taken into account. It is worth noting that the storage is a bit rapid than what happens in the reality, direct consequence of the quasi-steady approximations of the heat transfer assumed in the model. The quasi-stationary approximation enables to neglect the sensible heat in comparison with the latent heat during the crystallisation.

For the horizontal position, the model reveals quite accurate to find the physical phenomena and the same tendencies in the flow and temperature distributions.

Therefore, this model can be used to study the influence of various parameters.

Figure 2 Simulated and experimental inlet and outlet temperatures of the heat transfer fluid when the tank is in vertical position



150 *T. Kousksou et al.*

3 Results and discussions

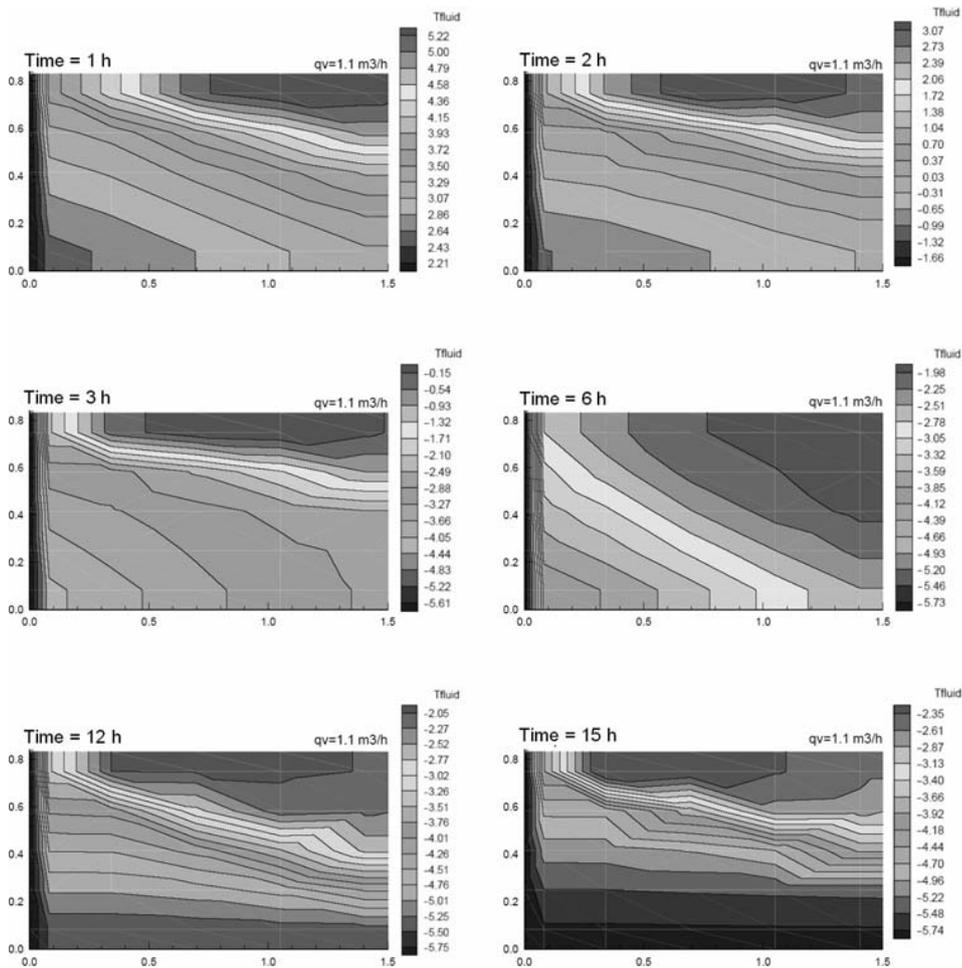
3.1 Flow and thermal transfer in the packed capsules

To understand the dynamic behaviour of the tank in horizontal position, the flow and thermal transfer inside it and especially around the capsules have been studied.

When the tank is in a horizontal position, the heat transfer fluid enters by the left side of the tank and leaves by the right side.

To see the evolution of flow and temperature regimes, we present the velocity and temperature fields in Figures 3 and 4. These figures represent the state of the tank at different times for a volume flow rate of $1.1 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$ during a cold storage period where the cooling is realised between 6 and $-6 \text{ }^\circ\text{C}$.

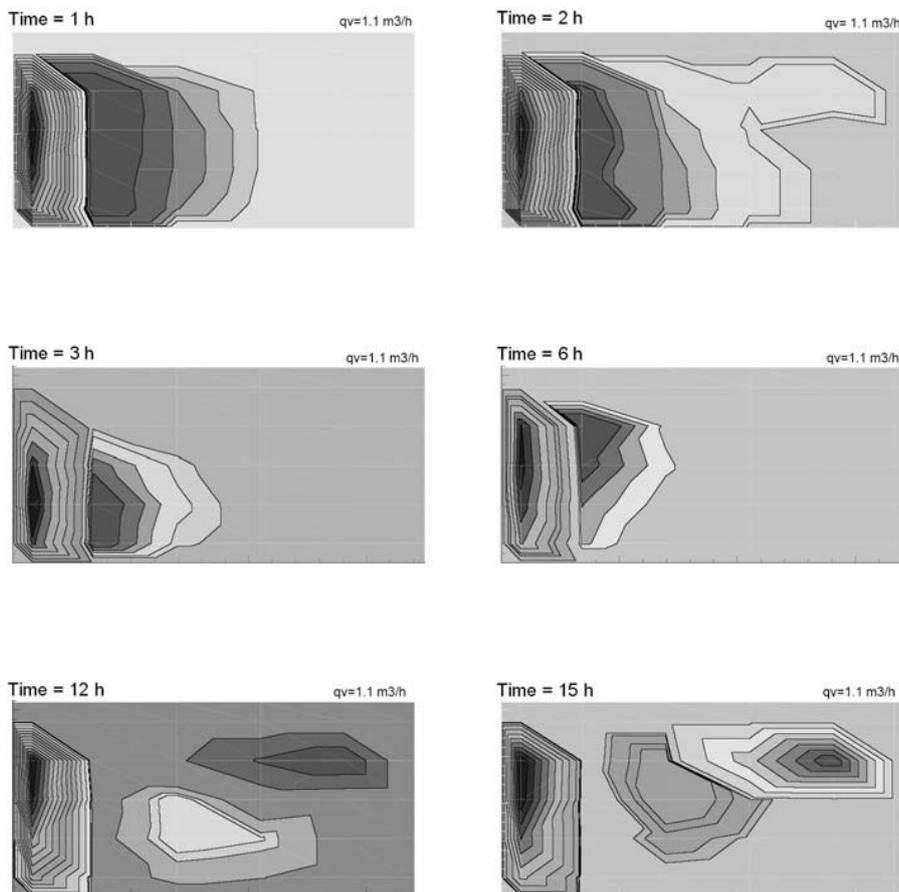
Figure 3 Computed isotherms for a cooling between 6 and $-6 \text{ }^\circ\text{C}$ in horizontal position ($L = 1.5 \text{ m}$, $q_v = 1.1 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$)



We can see in Figure 3 that from the beginning of the storage, the cold heat transfer fluid, because of its higher density, falls quickly to the bottom of the tank, leading to convective motions which divide the tank in two zones: a hot part at the top of the tank and a colder one at the bottom of the tank.

With the first reading of the velocity fields (Figure 4), two zones of recirculation (preferential ways) can be noted: one at the inlet tank and another in tank. This phenomenon is due to the flowing of the heat transfer fluid from a liquid zone where the porosity is equal to 1 (inlet of the tank without capsule) to a porous zone where the porosity is 0.4. Progressively (from $t = 1$ h to $t = 2$ h), the preferential ways grow in the porous matrix setting out to the outlet tank.

Figure 4 Velocity field for a cooling between 6 and -6 °C in horizontal position
($L = 1.5$ m, $q_v = 1.1$ m³ h⁻¹)



When the fluid temperature is low enough ($t = 3$ h), the PCM crystallisations generate local convective motions which disturb the horizontal progression of the cold fluid. This phenomenon is also visible with the velocity fields. Indeed, the supercooling breakdown generates a local warming of the heat transfer fluid near the PCM capsule. Due to its lower density, this warm fluid rises at the top of the tank.

152 *T. Kousksou et al.*

Considering velocity fields at the times $t = 12$ h and $t = 15$ h, two zones of recirculation at the centre of the tank clearly appear: one zone of crystallisation where the fluid temperature is locally warmed and another above with the convective motions due to the density difference between the hot and cold fluid. The heat exchange between these two zones is principally driven by free convection slowing the storage process.

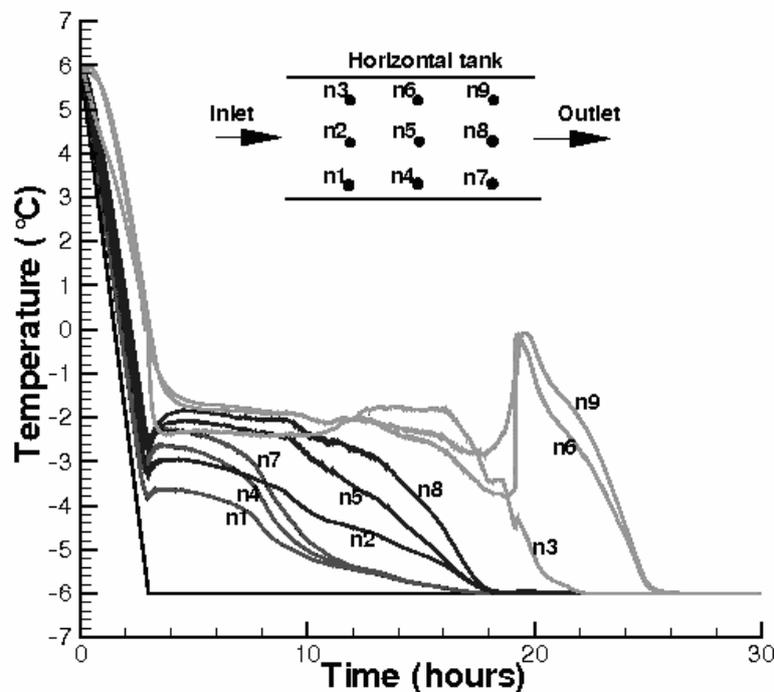
We can see on the temperatures fields that at $t = 12$ h, the top of the tank is still at -2 °C which is a temperature where the larger part of PCM is still at the liquid state. We must wait until 26 h (result of the model) to make a complete charge process.

Two types of regimes can be distinguished. The first one is present in the left part of the tank where the isotherms are vertical and normal to the flow. In the second regime in the right part of the tank, fluid motions within the tank are intensive due to the dominant mode of heat transfer by convection and stratification is observed. The heated fluid induces a more intense heat flow in the upper part as result of which a vortex is formed.

Contrary to the case where the tank is in vertical position (Kousksou et al., 2005), the storage in this case is not achieved even if the outlet temperature reaches the value of the inlet temperature.

Figure 5 presents the distribution of the fluid temperature vs. time, at different points inside the tank, during the charge period. The time corresponding to the phase change transition increases when we move from the bottom to the top of the tank. The more we move away from the bottom of the tank, the larger the plateau of the phase change becomes. These results confirm that the top of the tank is less irrigated by the cold fluid than the bottom.

Figure 5 Temperature distribution of the heat transfer fluid inside the tank for a cooling between 6 and -6 °C in horizontal position ($L = 1.5$ m, $q_v = 1.1 \text{ m}^3 \text{ h}^{-1}$)



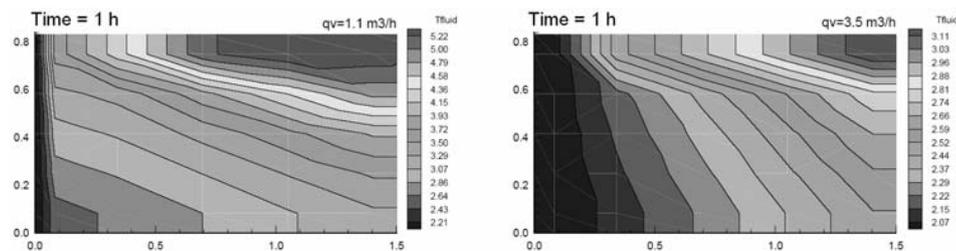
The amount of heat released by the meshes (n1, n4 and n7) during the phase change transition induces a warm convective motion in the upper part (n3, n6 and n9), slowing the cooling and delaying the crystallisation process in this region. At the bottom of the tank, conduction remains always dominant.

Crystallisation can be easily detected by a sudden increase in the fluid temperature. This phenomenon is spectacular at the upper part of the tank especially at positions n6 and n9. In these positions, the coolant velocity is lower and the heat released during the supercooling breakdown influences greatly the fluid temperature.

The simulation allows showing the effects of the final inlet temperature and the inlet flow rate on the time for complete storage. The time of the charge mode decreases when the inlet flow rate is raised or when the final temperature decreases.

As it can be seen in Figure 6, for high flow rates, the flow regime becomes similar to a plug flow (similarly to the flow distribution where the tank is vertical) and the charge process is more effective.

Figure 6 Influence of the flow rate for a cooling between 6 and -6 °C in horizontal position ($L = 1.5$ m)



3.2 Effect of the capsule size

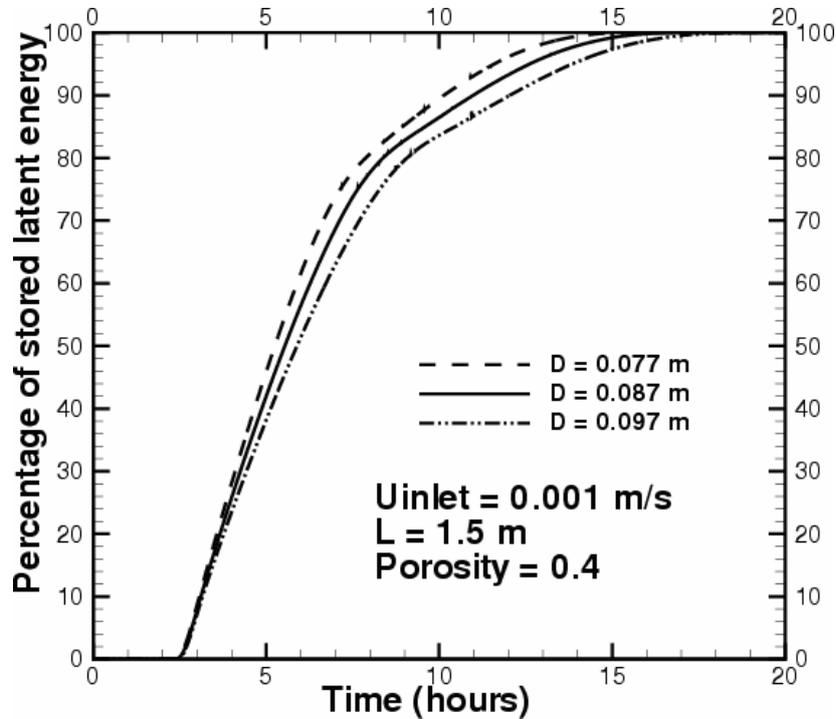
The influence of the sizes of the capsules on the charge process has been tested. The dimension of the tank is constant. As the tank volume is constant, the heat transfer fluid volume depends on the volume occupied by the capsules inside the tank. Considering that the porosity is constant, the volume occupied by the capsules is constant involving that the quantity of PCM inside the tank is constant. So, the number of the capsules depends only on the diameter of the capsules.

Figure 7 displays the time for complete latent storage for the three charge processes with the same velocity and temperature at the inlet of the tank and the same porosity but for different capsule sizes. We assume that the probability of crystallisation remains constant in spite of variation of the capsule size. This hypothesis is correct because the supercooling is modified only for a very large volume variation.

It is worth noting that the rise in the capsule diameter leads to an increase in the time for complete latent storage. A reduction of the capsule diameter induces an increase in the number of capsules and in the heat transfer area and hence the heat transfer between the fluid and capsules increases. As the diameter value increases the time required for latent storage increases because the heat transfer between PCM and the coolant fluid decreases.

154 *T. Kousksou et al.*

Figure 7 Effect of the capsule size on the duration of the latent storage



3.3 Effect of the porosity

The porosity depends on the volume of the coolant fluid in the tank and this volume depends on the volumes of PCM inside the tank. So, for a given volume of the storage tank and size of the spherical capsules, a variation of the porosity can be obtained by a simple changing of the capsules arrangement inside the tank modifying their numbers and the total quantity of PCM. Figure 8 shows that a reduction in the porosity leads to an increase in the charging time. This result is an evident because decreasing the porosity involves also an increase in the number of capsules and thus in the quantity of PCM.

3.4 Influence of the tank dimension

To study the effect of the tank size on the time for complete latent storage, we have tested different lengths L for the same tank volume. So the height of tank (Figure 1) decreases when the length increases involving a modification of the inlet section of the fluid in the tank.

The inlet velocity of the fluid is fixed at $0.0008 \text{ m sec}^{-1}$, the porosity is 0.4 and the capsule diameter is $D = 0.077 \text{ m}$. In Figure 9, we have presented the results for various values of the tank length. It can be seen that the time for complete latent storage becomes faster when the length of the tank decreases and so when the height H increases.

Figure 8 Influence of the porosity on the duration of the latent storage

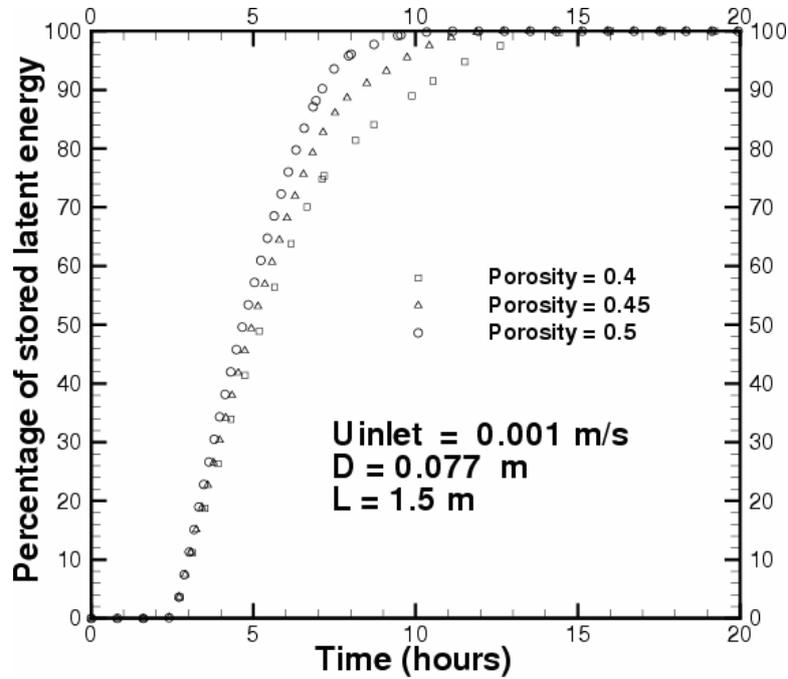
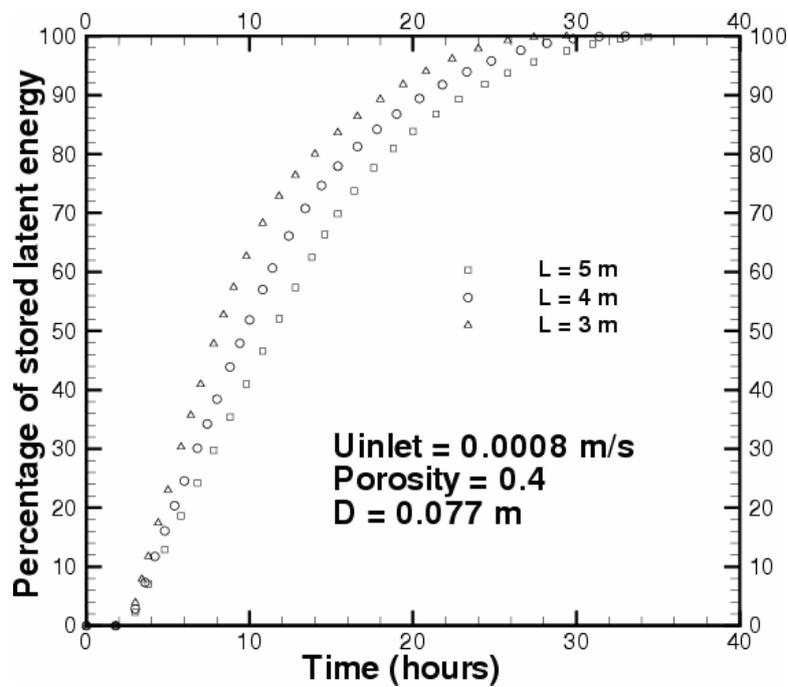


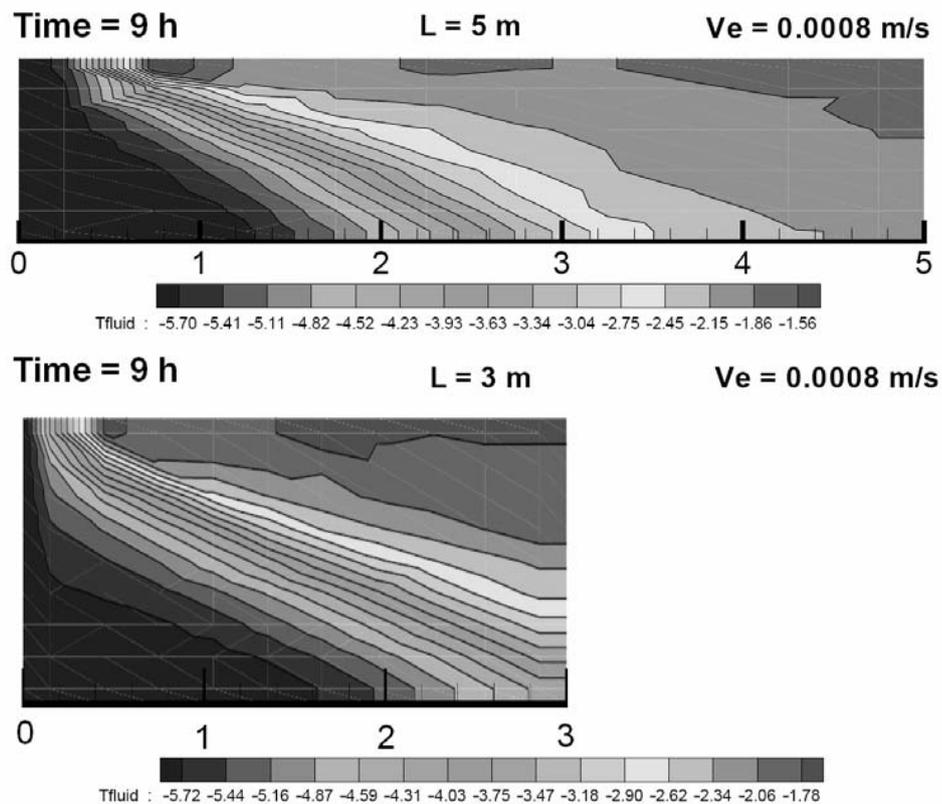
Figure 9 Effect of the tank length on the duration of the latent storage



156 *T. Kousksou et al.*

It is important to note that for the same volume, when the length of the tank decreases, the behaviour of the flow inside the tank changes (Figure 10). As the value of L decreases and the height H increases, the cold fluid, due to its high density falls down rapidly to the bottom of the tank and the forced convection becomes predominant. The length reduction improves the irrigation of the tank by the cold fluid.

Figure 10 Computed isotherms in horizontal position for different tank lengths



4 Conclusion

This work investigated the behaviour of a phase change cool thermal energy storage system composed of a cylindrical storage tank filled with encapsulated PCMs in spherical containers. A simulation programme was developed to evaluate the temperature and fluid flow histories of the heat transfer fluid during the charging period. The porous medium approach was used. However, the erratic character of the crystallisation of PCM inside the capsules required us to use a source term where the capsules are considered separately. The results of the model were already validated by comparison with experimental results.

Behaviour of the tank in horizontal position was particularly studied. The flow regime inside the tank in horizontal position is characterised by preferential ways which disturb the good behaviour of the storage process and which involves some warm part inside the tank. The modelling clearly shows some parts inside the tank where a low exchange is present between the heat transfer fluid and the encapsulated PCM.

To optimise the time of the latent storage, various parameters were investigated. The following conclusions can be drawn from the results:

- We notice that the decrease of the capsule diameter leads to a shorter time for complete latent storage with a constant total amount of PCM. A reduction of the capsule diameter induces an increase in the number of capsules and an increase in the heat transfer area raising the heat transfer between the fluid and capsules. In reality, in industrial tank, it is difficult to reduce the capsule diameter by keeping the porosity as constant.
- The results showed that an increase in the porosity contributes to a higher rate of energy storage. However, for a given geometry and a heat transfer coefficient, an increase of the porosity corresponds to a decrease in the total mass of PCM in the unit. Special arrangement of the capsules is necessary to change the porosity of the packed bed without changing the PCM quantity inside the tank.
- Finally, the variation of the tank length by keeping the volume constant influences the time for complete latent storage. It is worth noting that the charge time can be optimised by the judicious choice of the tank dimension.

References

- Bédécarrats, J.P. and Dumas, J.P. (1997) 'Etude de la cristallisation de nodules contenant un matériau à changement de phase en vue du stockage par chaleur latente', *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 40, pp.149–157.
- Bédécarrats, J.P., Strub, F., Falcon, B. and Dumas, J.P. (1996) 'Phase change thermal energy storage using spherical capsules: performance of a test plant', *Int. J. Refrigeration*, Vol. 19, pp.187–196.
- Bédécarrats, J.P., Kousksou, T., Dumas, J.P. and Mimet, A. (2002) 'Effet de la surfusion sur un stockage par chaleur latente', Paper presented in the Proceedings of the *International Forum on Renewable Energies*, May 8–10, Tétouan, Morocco.
- Cho, K. and Choi, S.H. (2000) 'Thermal characteristics of paraffin in a spherical capsule during freezing and melting processes', *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 43, pp.3183–3196.
- Dincer, I. and Rosen, M.A. (2002) *Thermal Energy Storage Systems and Applications*. London: Wiley.
- Eames, W. and Adref, K.T. (2002) 'Freezing and melting of water in spherical enclosures of the type used in thermal (ice) storage systems', *Applied Thermal Engineering*, Vol. 22, pp.733–745.
- Farid, M., Khudhair, A., Razack, S. and Al-Hallaj, S. (2004) 'A review on phase change energy storage: materials and applications', *Energy Conversion and Management*, Vol. 45, pp.1597–1615.
- Ismail, K.A.R., Henriquez, J.R. and Silva, T.M. (2003) 'A parametric study on ice formation inside spherical capsule', *Int. J. Thermal Science*, Vol. 42, pp.881–887.
- Jin, G., Patzek, T.W. and Silin, D.B. (2004) 'Direct prediction of the absolute permeability of unconsolidated and consolidated reservoir rock', SPE90084 in: *SPE Annual Technical Conference and Exhibition*, September 26–29, Houston, USA.

158 *T. Kousksou et al.*

- Kousksou, T., Bédécarrats, J.P., Dumas, J.P. and Mimet, A. (2005) 'Dynamic modelling of the storage of an encapsulated ice tank', *Applied Thermal Engineering*, Vol. 25, pp.1534–1548.
- Lacroix, M. (2002) 'Modelling of latent heat storage systems', in I. Dincer and M.A. Rosen (Eds), *Thermal Energy Storage: Systems and Applications*. UK: Wiley.
- Turnbull, D. (1956) 'Phase changes', *Solid State Physics – Advances in Research and Applications*, Vol. 3, pp.225–306.
- Zalba, B., Marin, J.M., Cabeza, L.F. and Mehling, H. (2003) 'Review on thermal energy storage with phase change: materials, heat transfer analysis and applications', *Applied Thermal Engineering*, Vol. 23, pp.251–283.

2.2 Fusion par contact direct

Nomenclature

Ar	nombre d'Archimède = $\frac{(\rho_s - \rho_l)D^3g}{\rho_s\nu_l^2}$
c	capacité calorifique massique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
C_1	constante dépendant de la géométrie
D	dimension caractéristique (L_x ou R), m
g	accélération de la gravité, m s^{-2}
H	hauteur de la capsule, m
k	conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
L_F	chaleur latente massique de fusion, J kg^{-1}
L_x, L_y	dimensions du parallélépipède, m
P	pression, Pa
Pr	nombre de Prandtl = $\frac{\nu_l}{\alpha_l}$
R	rayon de la capsule cylindrique, m
S	épaisseur de la couche liquide, m
Ste	nombre de Stefan = $\frac{c_l\Delta T}{L_F}$
S_1	épaisseur de liquide fondu par contact direct, m
S_2	épaisseur de liquide fondu par conduction par le haut, m
t	temps, s
T	température, K
u, v, w	vitesse, m s^{-1}
V	vitesse du front de fusion, m s^{-1}

Symboles grecs

α	diffusivité thermique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
δ	épaisseur de la couche liquide, m
ΔT	différence $T_H - T_F$
Φ	dissipation visqueuse
μ	viscosité dynamique, N s m^{-2}
ν	viscosité cinématique, $\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ρ	masse volumique, kg m^{-3}

Indices

F	fusion
l	liquide
s	solide

Exposants

*	valeur adimensionnée
---	----------------------

2.2.1 Introduction

La fusion par contact direct se produit lorsque, par exemple, un Matériau à Changement de Phase (MCP) fond en étant pressé contre une surface dont la température est supérieure à son point de fusion. Sous la pression exercée par le poids du MCP solide (si $\rho_s > \rho_l$), le

mince film liquide séparant la surface chauffée du front de fusion est alors continuellement expulsé vers les côtés.

Depuis plusieurs années, la fusion par contact direct fait l'objet d'études fondamentales (Bareiss et Beer, 1984; Saito *et al.*, 1992; Lacroix, 2001; Wilchinsky *et al.*, 2002; Groulx et Lacroix, 2006) et appliquées à la lubrification (Bejan, 1994) et au stockage d'énergie thermique par chaleur latente (Hirata *et al.*, 1991). Puisque les taux de transferts de chaleur observés lors de la fusion par contact direct sont plus élevés que ceux engendrés par la convection naturelle, il devient intéressant d'exploiter ce phénomène en vue de réduire la période de stockage d'énergie dans les capsules contenant le MCP.

Une étude de la fusion par contact direct au sein de capsules parallélépipédiques et cylindriques a été menée. Le travail a été réalisé en collaboration directe avec le Professeur Marcel LACROIX de l'Université de Sherbrooke (Canada) et a été initié lors de mon séjour en 1999 au sein du laboratoire Thermaus de Sherbrooke dans le cadre d'un financement de professeur invité. Mon apport a été de modéliser la fusion dans des capsules cylindriques et de comparer les résultats à ceux obtenus dans des capsules parallélépipédiques.

Le modèle mathématique est tout d'abord présenté afin de montrer le raisonnement suivi. Puis les performances des capsules sont étudiées et comparées. Plus de détails peuvent être trouvés dans les références Bédécarrats et Lacroix (2000) et Lacroix (2001).

On utilise ici un MCP dont la masse volumique à l'état solide est supérieure à celle à l'état liquide : $\rho_s > \rho_l$.

2.2.2 Modèle mathématique

Soit un bloc de MCP solide à la température de fusion T_F se trouvant dans une capsule parallélépipédique de hauteur H et de dimensions latérales L_x et L_y (figure 2.22).

Pour la capsule cylindrique, la hauteur est H et le rayon R (figure 2.23).

Au temps $t = 0$, une température constante et égale à $T_H = T_F + \Delta T$ est imposée sur les parois supérieure et inférieure de la capsule alors que les parois latérales demeurent adiabatiques. La fusion du MCP est alors déclenchée au-dessus par conduction et au-dessous par contact direct et le bloc solide descend lentement en expulsant le mince film liquide sur lequel il repose.

2.2.2.1 Capsule parallélépipédique

Fusion par contact direct au bas de la capsule La couche de liquide qui apparaît au bas de la capsule au cours de la fusion est très mince et son épaisseur notée δ est en général

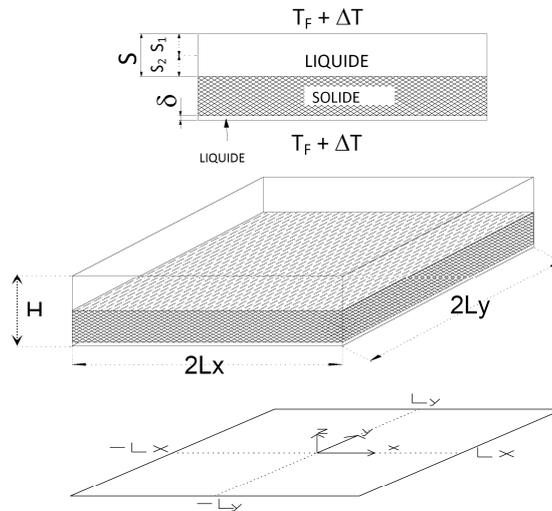


FIGURE 2.22 – Capsule parallélépipédique

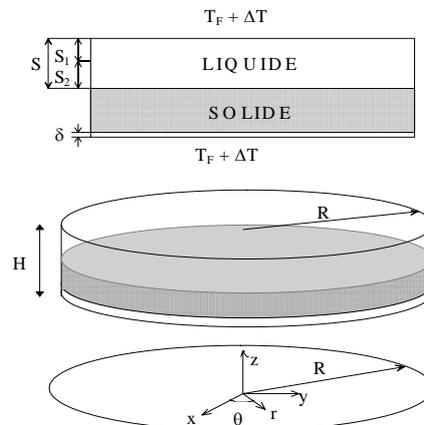


FIGURE 2.23 – Capsule cylindrique

une fonction de x et y . En négligeant, les effets de diffusion thermique dans les directions x et y , nous obtenons l'équation de la conservation d'énergie :

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha_l \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\mu_l}{\rho_l c_l} \Phi \quad (2.19)$$

dans laquelle le dernier terme représente les effets de génération de chaleur interne par friction du fluide.

Une analyse dimensionnelle (Lacroix, 2001) révèle que pour la géométrie considérée, les effets convectifs (termes de gauche de l'équation) et de friction peuvent être négligés. Alors

l'équation se simplifie au seul terme de diffusion thermique avec les conditions limites $T(z = 0) = T_F + \Delta T$ et $T(z = \delta) = T_F$. La distribution de température dans la couche liquide devient :

$$T_l(z) = T_F + \left(1 - \frac{z}{\delta}\right) \Delta T \quad (2.20)$$

Le bilan à l'interface solide - liquide ($z = \delta$) est le suivant :

$$-k_l \left(\frac{\partial T_l}{\partial z} \right)_{z=\delta} = k_l \frac{\Delta T}{\delta} = \rho_s L_F V_1 \quad (2.21)$$

avec $V_1 = dS_1/dt$ la vitesse du MCP solide descendant. La chaleur transférée par conduction au travers de la couche liquide entraîne la fusion du MCP.

V_1 est due aussi à la force appliquée par le poids du MCP solide :

$$\int_0^{L_x} \int_0^{L_y} P(x, y) dy dx = (\rho_s - \rho_l) L_x L_y (H - S) g \quad (2.22)$$

La pression exercée $P(x, y)$ est déterminée par les équations des quantités de mouvement.

Une analyse dimensionnelle révèle que pour la géométrie considérée, les effets convectifs peuvent être négligés par rapport aux effets de diffusion ([Lacroix, 2001](#)). Les équations deviennent :

$$\frac{\partial P}{\partial x} = \mu_l \frac{\partial^2 u(x, y, z)}{\partial z^2} \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial P}{\partial y} = \mu_l \frac{\partial^2 v(x, y, z)}{\partial z^2} \quad (2.24)$$

En intégrant avec les conditions limites $u = v = 0$ pour $z = 0$ et $z = \delta$, ces équations donnent :

$$u(x, y, z) = \frac{1}{2\mu_l} \frac{\partial P}{\partial x} z(z - \delta) \quad (2.25)$$

$$v(x, y, z) = \frac{1}{2\mu_l} \frac{\partial P}{\partial y} z(z - \delta) \quad (2.26)$$

En intégrant maintenant l'équation de conservation de la masse dans le film liquide :

$$\int_0^\delta \frac{\partial u}{\partial x} dz + \frac{\partial v}{\partial y} dz + \frac{\partial w}{\partial z} dz = 0 \quad (2.27)$$

ou,

$$\frac{d}{dx} \int_0^\delta u dz + \frac{d}{dy} \int_0^\delta v dz + w_{z=\delta} - w_{z=0} = 0 \quad (2.28)$$

et en utilisant les équations [2.25](#) and [2.26](#) et $w(z = 0) = 0$ et $w(z = \delta) = -V_1$, nous obtenons une seule équation pour $P(x, y)$:

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} = \frac{-12\mu_l V_1}{\delta^3} \quad (2.29)$$

avec les conditions limites $P(L_x, y) = 0$, $\frac{\partial P(0, y)}{\partial x} = 0$, $P(x, L_y) = 0$, $\frac{\partial P(x, 0)}{\partial y} = 0$.

Cette équation est résolue en utilisant la méthode de séparation des variables. La solution est :

$$P(x, y) = \frac{24\mu_l V_1}{L_x \delta^3} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{\lambda_n^3 \cosh(\lambda_n L_y)} \cos(\lambda_n x) \cosh(\lambda_n y) + \frac{6\mu_f V_1}{\delta^3} (L_x^2 - x^2) \quad (2.30)$$

où $\lambda_n = \frac{(2n+1)\pi}{2L_x}$.

En substituant 2.30 dans 2.22 et en intégrant sur toute la surface de contact, la distribution de pression permet d'obtenir l'expression adimensionnée pour V_1^* :

$$V_1^* = \frac{\rho^* Ar \delta^{*3}}{4C_1} (H^* - S^*) \quad (2.31)$$

où $V_1^* = V_1 L_x / \nu_l$, $\rho^* = \rho_s / \rho_l$ et $Ar = \frac{(\rho_s - \rho_l) L_x^3 g}{\rho_s \nu_l^2}$. δ , H et S ont été adimensionnés par rapport à L_x . C_1 est un coefficient adimensionné qui dépend seulement de $L_y^* = \frac{L_y}{L_x}$:

$$C_1 = \frac{192}{\pi^5 L_y^*} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\tanh\left(\frac{(2n+1)\pi}{2} L_y^*\right)}{(2n+1)^5} \quad (2.32)$$

On peut remarquer que $C_1 \approx 1$ quand $L_y^* \gg 1$ et $C_1 \approx L_y^{*2}$ quand $L_y^* \ll 1$.

Fusion par le haut Nous considérons maintenant le liquide se trouvant au dessus du MCP solide. Ce liquide étant chauffé par le haut, la conduction est prédominante et le bilan à l'interface solide - liquide peut s'écrire sous la forme :

$$\frac{k_l \Delta T}{S} = \rho_s L_F V_2 \quad (2.33)$$

$V_2 = dS_2/dt$. Cette équation indique que la chaleur transférée par conduction au travers de la phase liquide entraîne la fusion du MCP solide.

Fusion totale A l'aide des équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement pour le film liquide ainsi que les équations de bilan d'énergie sur les surfaces inférieure et supérieure du bloc de MCP, les équations différentielles suivantes sont obtenues :

$$\left(\frac{4C_1}{\rho^* Ar} \left(\frac{dS_1^*}{dt^*} \right) \right)^{1/3} \left(\rho^* \text{Pr} \frac{dS_1^*}{dt^*} \right) = Ste (H^* - S^*)^{1/3} \quad (2.34)$$

$$\rho^* \text{Pr} \frac{dS_2^*}{dt^*} = \frac{Ste^*}{S^*} \quad (2.35)$$

où

$$S^* = S_1^* + S_2^* \quad (2.36)$$

L'équation (2.34) décrit la fusion par contact direct alors que l'équation (2.35) représente la fusion par conduction à la surface supérieure de la capsule. La position de la surface supérieure de la masse de MCP solide $S^*(t^*)$ résulte de la somme de ces deux phénomènes de fusion S_1^* et S_2^* . Ste , Ar et Pr sont respectivement les nombres de Stefan, d'Archimède et de Prandtl. C_1 est une constante dont la valeur dépend de la géométrie de la capsule. Ces équations sont assujetties aux conditions initiales $S_1^* = S_2^* = 0$ au temps $t^* = 0$.

2.2.2.2 Capsule cylindrique

En effectuant un raisonnement analogue à celui de la capsule parallélépipédique, on obtient le même type d'équations.

La pression exercée par le poids du MCP solide descendant ne dépend que de r :

$$\int_0^R P(r)2\pi r dr = (\rho_s - \rho_l) \pi R^2 (H - S)g \quad (2.37)$$

Les équations de la quantité de mouvement permettent d'obtenir :

$$v_r(r, z) = \frac{1}{2\mu_l} \frac{dP}{dr} z (z - \delta) \quad (2.38)$$

En intégrant l'équation de la conservation de la masse, on obtient :

$$P(r) = \frac{3\mu_l V_1}{\delta^3} (R^2 - r^2) \quad (2.39)$$

En substituant (2.39) dans (2.37), on obtient l'expression adimensionnée suivante :

$$V_1^* = \frac{\rho^* Ar \delta^{*3}}{4C_1} (H^* - S^*) \quad (2.40)$$

avec $C_1 = 3/8$.

La fusion par le haut est toujours dominée par la conduction au sein du liquide.

On obtient les mêmes équations différentielles 2.34 et 2.35 que pour la capsule parallélépipédique mais avec $C_1 = 3/8$.

2.2.3 Résultats

Les équations (2.34 et 2.35) ont été résolues numériquement avec une méthode Runge-Kutta du 4^{ème} ordre et divers scénarios de fusion ont été étudiés.

Le MCP choisi est le n-octadecane. La température de fusion est égale à $T_F = 28,2$ °C. La hauteur H des capsules est fixée à 0,03 m.

Dans un premier temps, nous étudions des capsules parallélépipédiques dont la largeur L_x est fixée à 0,075 m. La longueur L_y varie de 0,0225 m à 0,225 m ($0,3 \leq L_y^* \leq 3,0$). Le nombre de Stefan varie de $9,26 \cdot 10^{-3}$ à $9,26 \cdot 10^{-2}$ ($1 \text{ K} \leq \Delta T \leq 10 \text{ K}$). Le nombre d'Archimède Ar est égal à $7,93 \cdot 10^6$.

La figure 2.24 montre l'évolution de S^* en fonction du temps adimensionné ($t^* = \frac{t \nu_l}{L_x^2}$) pour 2 valeurs différentes de Ste et trois dimensions latérales différentes L_y^* .

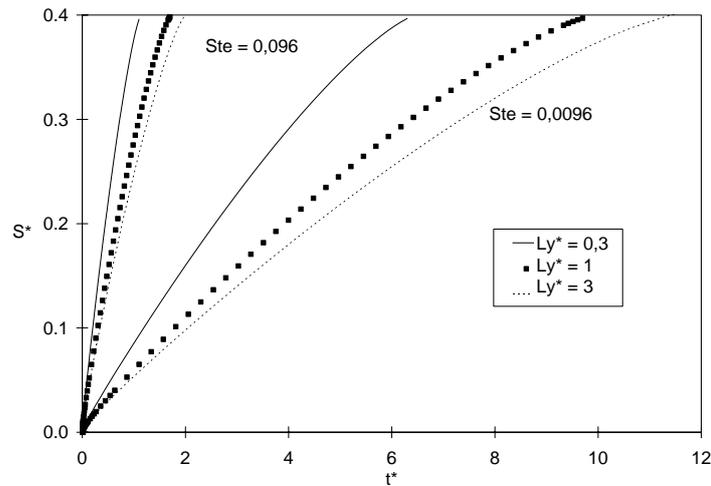


FIGURE 2.24 – Position du bloc de MCP S^* en fonction du temps t^* (capsule parallélépipédique).

Le processus de fusion est principalement gouverné par la valeur du nombre de Stefan, c'est-à-dire la différence de température ΔT . La vitesse de fusion est maximale au début puis décroît pour se stabiliser à une valeur presque constante au bout d'un moment. Ces vitesses sont plus grandes pour de grandes valeurs de Ste . S^* est aussi influencé par la longueur L_y^* . En augmentant la dimension latérale L_y^* , le chemin parcouru par le film liquide en-dessous du bloc de MCP est plus long et le processus de fusion par contact direct dure plus longtemps.

La figure 2.25 montre l'évolution de S_1^* , S_2^* et S^* en fonction du temps adimensionné dans le cas où $Ste = 0,0926$ et $L_y^* = 1$. Cet exemple montre l'effet dominant de la fusion par contact direct (S_1^*) par rapport à celui de la fusion par conduction sur le dessus de la capsule (S_2^*).

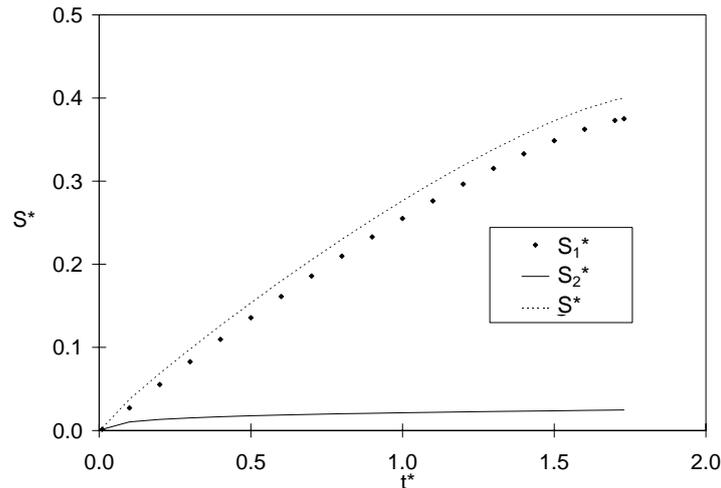


FIGURE 2.25 – Evolution de S_1^* , S_2^* et S^* en fonction du temps t^* , $Ste = 0,096$, (capsule parallélépipédique)

Comparons maintenant, le processus de fusion dans une capsule parallélépipédique et une capsule cylindrique. La figure 2.26 montre l'évolution de S en fonction du temps pour une capsule parallélépipédique où $L_x = L_y = 0,075$ m et une capsule cylindrique où $R = 0,0846$ m. Les deux capsules ont donc une surface d'échange de $0,0225$ m². On remarque que la vitesse de fusion est pratiquement identique pour les deux géométries. Ce résultat est logique car le fluide expulsé au bas des capsules parcourt pratiquement le même chemin ($L_x = L_y$ pratiquement égal à R).

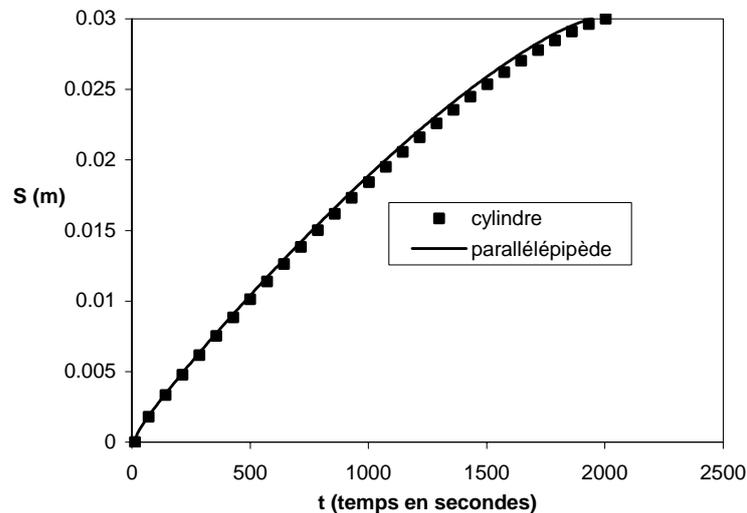


FIGURE 2.26 – Comparaison de la fusion d'une capsule parallélépipédique et une capsule cylindrique. $Ste = 0,096$.

Sur la figure 2.27, sont présentées les vitesses de fusion pour des capsules parallélépipé-

diques ayant une même surface d'échange ($L_x \times L_y = \text{constante}$) mais dont la largeur et la longueur varient. On observe que la fusion est beaucoup plus rapide lorsque la capsule est étroite et longue. Le fluide expulsé a tendance à prendre le chemin le plus court et donc est plus vite expulsé quand la capsule est étroite.

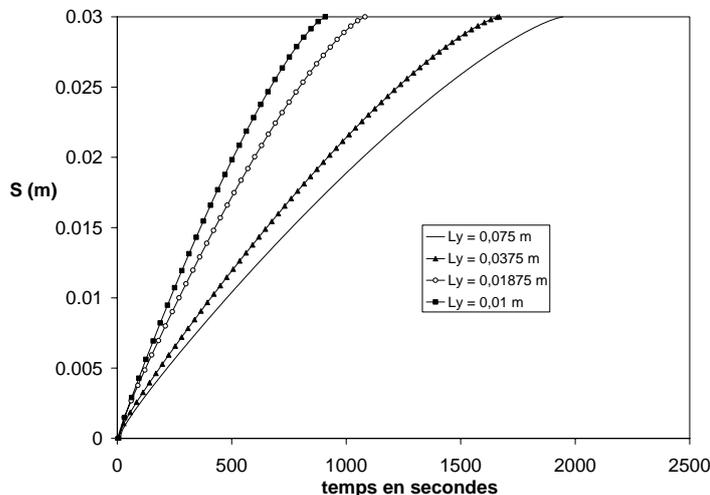


FIGURE 2.27 – Comparaison de la fusion de plusieurs capsules parallélépipédiques. $Ste = 0,096$

2.2.4 Conclusions

Un modèle mathématique simulant la fusion par contact direct d'un MCP au sein de capsules permet de comparer les performances de capsules parallélépipédiques et cylindriques. Les résultats de ce modèle indiquent que la quantité fondue par contact direct au bas de la capsule est plus grande que celle fondue dans le haut de la capsule engendrée par la conduction au sein du liquide et que le processus de fusion est principalement gouverné par le nombre de Stefan.

Pour une surface d'échange constante, on montre qu'une capsule parallélépipédique fond plus rapidement lorsqu'elle est étroite et longue et qu'une capsule parallélépipédique ayant une base carrée a pratiquement le même comportement qu'une capsule cylindrique.

Il faut cependant noter que les configurations sont choisies afin de simplifier la modélisation (pas de conduction dans la phase solide, pas de convection...). Néanmoins ces résultats nous montrent tout l'intérêt de la fusion par contact direct. La modélisation de ce phénomène dans des capsules sphériques élastiques a été réalisée par [Wilchinsky et al. \(2002\)](#).

La fusion par contact direct est un phénomène très fréquemment rencontré lors de l'utilisation de MCP. On verra dans la partie *Etudes thermiques et hydrauliques des coulis de*

glace (chapitre 3.1) que la connaissance des mécanismes de fusion par contact direct permet d'expliquer les phénomènes d'amélioration des coefficients d'échanges.

2.3 Ascension d'une sphère de glace en fusion

Nomenclature

C_D	coefficient de traînée
d	diamètre du glaçon, m
g	pesanteur, m s^{-2}
h	coefficient d'échange, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
k	conductivité thermique, $\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
L_F	chaleur latente massique de fusion, J kg^{-1}
m	masse, kg
Nu	nombre de Nusselt
Pr	nombre de Prandtl
r	rayon du glaçon, m
Re	nombre de Reynolds
T	température, °C
U	vitesse du glaçon, m s^{-1}
V_F	vitesse du front de fusion, m s^{-1}

Symboles grecs

μ	viscosité dynamique, Pa s
ρ	masse volumique, kg m^{-3}

Indices

F	fusion
l	liquide (eau)
s	solide (glace)
∞	courant, loin du glaçon

2.3.1 Introduction

Différents phénomènes naturels ou opérations de transformation des produits mettent en jeu des particules solides en écoulement. Bien souvent ces particules peuvent être le siège de mécanismes physiques couplés complexes qui font qu'elles interagissent entre elles et avec l'écoulement qui les supporte.

Par exemple, une particule solide immergée dans un fluide peut fondre et/ou se dissoudre.

Lorsque qu'une particule solide est en écoulement dans son propre liquide à une température supérieure à la température de fusion, elle va fondre et la vitesse du front de fusion va être contrôlée par les phénomènes de convection thermique. La température de la couche fondue à l'interface sera celle de la température de fusion du solide.

Si cette même particule est maintenant immergée dans un liquide binaire, la température de l'interface pourra être inférieure à celle de la température de fusion du solide et la composition de la couche fondue à l'interface différera de celle du solide (règle liquidus-solidus). Dans

ce cas, le changement de phase est contrôlé par la convection thermique mais aussi solutale. La compétition des mécanismes de fusion et dissolution commandée par les différents flux interfaciaux modifie la cinétique de changement d'état. La dissolution étant gouvernée par un déséquilibre chimique, elle ne cesse que lorsque la composition de l'interface est identique à celle du fluide au loin.

Ces phénomènes sont rencontrés dans diverses applications industrielles impliquant des particules en écoulement (coulis de glace utilisé comme fluide frigoporteur (voir chapitre 3), transport des inoculants et infusibles dans les procédés métallurgiques, écoulements magmatiques, transport de paraffines et d'hydrates de gaz dans le domaine pétrolier,...).

L'objectif du projet réalisé dans le cadre du GdR AmETh (Amélioration des Echanges Thermiques) est d'étudier les mécanismes physiques de fusion-dissolution d'une ou plusieurs particules solides en écoulement de manière à pouvoir les modéliser correctement.

Les difficultés de modélisation, non encore résolues aujourd'hui, proviennent principalement des couplages forts dynamique, thermique, solutal qui nécessitent une modélisation très précise des instabilités dynamiques ainsi que des flux interfaciaux (thermiques et solutaux).

Pour atteindre cet objectif, le LaTEP s'est associé aux laboratoires TREFLE (Laboratoire inter établissements TRansferts, Ecoulements, FLuide, Energétique) de Bordeaux et à l'IMFS (Institut de Mécanique des Fluides et des Solides) de Strasbourg. L'approche expérimentale menée au LaTEP servira de support aux autres équipes qui maîtrisent les compétences de la modélisation et de la simulation numériques.

Il s'agira d'être capable au terme du projet de simuler le comportement en écoulement de plusieurs particules libres dont l'interface évolue en réponse à des sollicitations d'origine thermique ou compositionnelle. Les méthodes et algorithmes numériques existants devront être adaptés pour tenir compte de ces contraintes ou si nécessaire de nouvelles méthodes devront être développées.

Cette étude très complexe n'est qu'à son début. Les essais n'ont concerné pour l'instant que la fusion d'un glaçon sphérique lors de son ascension dans une colonne d'eau. Les résultats expérimentaux seront comparés à ceux d'un modèle très simplifié.

Ce travail a fait l'objet de deux communications réalisées avec l'équipe du TREFLE (Bédécarrats *et al.*, 2006; Maunoury *et al.*, 2006). Une thèse (Maunoury, 2008) dont le sujet est la simulation numérique de l'ascension d'une particule fondante dans des conditions de faible vitesse a été réalisée au sein de l'équipe TREFLE.

Les travaux présentés ont été menés avec l'aide d'Yves Le Guer (MC au LaTEP).

2.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif se compose essentiellement d'une cuve transparente et du système de visualisation. La cuve de section intérieure $300 \times 300 \text{ mm}^2$ et de 3000 mm de hauteur est réalisée en plexiglas transparent d'une épaisseur de 15 mm. A sa base, deux orifices excentrés permettent le remplissage et la vidange et un troisième, centré, sert à installer le système d'injection du glaçon. La cuve peut contenir jusqu'à 270 litres d'eau.

Le dispositif de visualisation est constitué de deux caméras numériques monochromes Sony XCD-X710 (résolution XGA 1024×768) équipées d'objectifs à focale 12-36 mm de marque Computar. Les caméras ont été disposées de part et d'autre de la cuve en formant un angle droit (figure 2.28).

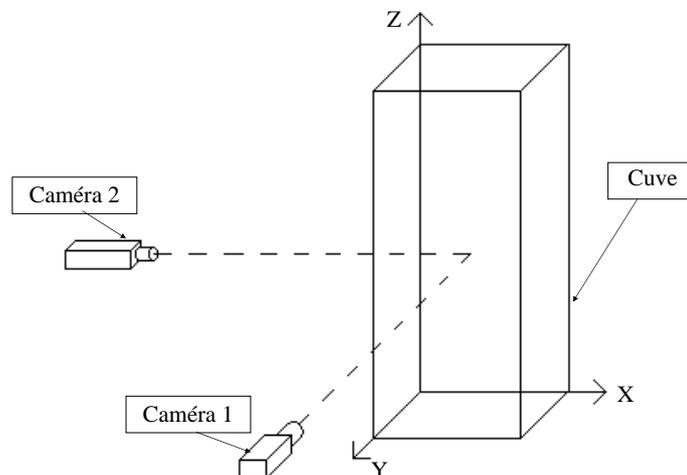


FIGURE 2.28 – Schéma simplifié du dispositif en 3D

La première caméra donne des informations dans un plan. La seconde caméra permet d'obtenir la troisième dimension en donnant la profondeur. Elles sont placées près de la cuve (environ 60 cm) sur un système de chariot mobile permettant à celles-ci de suivre le glaçon durant toute son ascension. Ce chariot est entraîné par un moteur pas à pas piloté grâce à un module d'acquisition (Microsympa) via un ordinateur à l'aide d'un logiciel de commande.

Avec la configuration actuelle, la résolution spatiale de chaque caméra est de 40 pixels par cm. Un effort particulier est fait afin d'assurer la synchronisation des 2 caméras.

Pour visualiser les contours du glaçon, un contraste important est nécessaire. Deux panneaux diffusant ont donc été fixés sur la colonne.

Le glaçon est fabriqué dans un moule sphérique refroidi par un dispositif composé d'une cellule Peltier.

2.3.3 Résultats expérimentaux

Les résultats présentés dans cette partie sont issus d'un seul et même essai réalisé avec un glaçon de 20 mm de diamètre (avant introduction) et dans une eau à environ 23,5 °C.

2.3.3.1 Détermination de la trajectoire du glaçon

La trajectoire du glaçon visualisée par une caméra est représentée sur les figures 2.29.

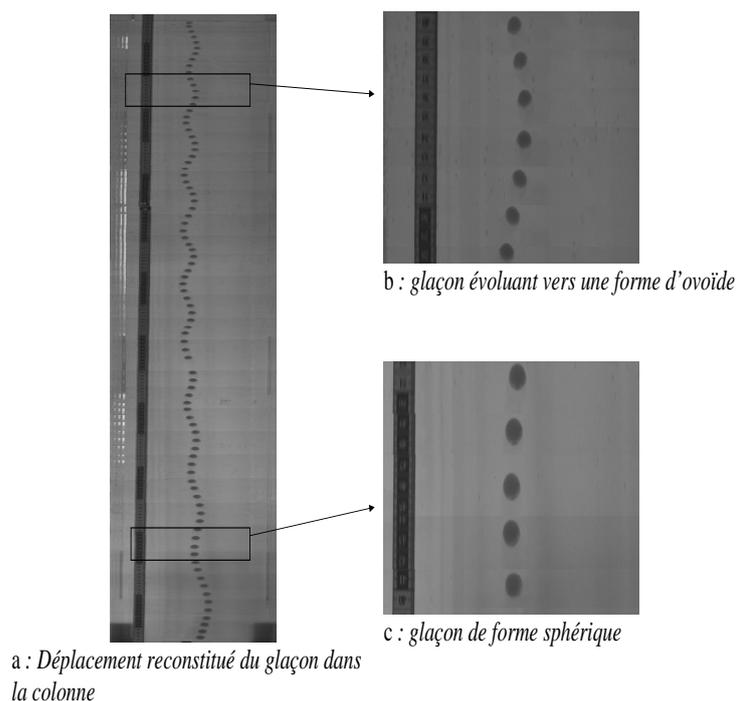


FIGURE 2.29 – Trajectoire du glaçon

En combinant les deux trajectoires observées par les caméras (figure 2.30), on obtient celle en 3D du glaçon dans la cuve (figure 2.31).

Sur ces essais, le dispositif ne permettait pas une mesure sur les 20 premiers centimètres. Les incertitudes sur les positions sont égales à 1 mm.

L'ascension du glaçon n'est pas rectiligne, la trajectoire devient instable et des oscillations apparaissent dans les deux plans (figures 2.29 et 2.30). Leurs amplitudes paraissent diminuer lors de l'ascension du glaçon en fusion. Un basculement du glaçon est aussi observé.

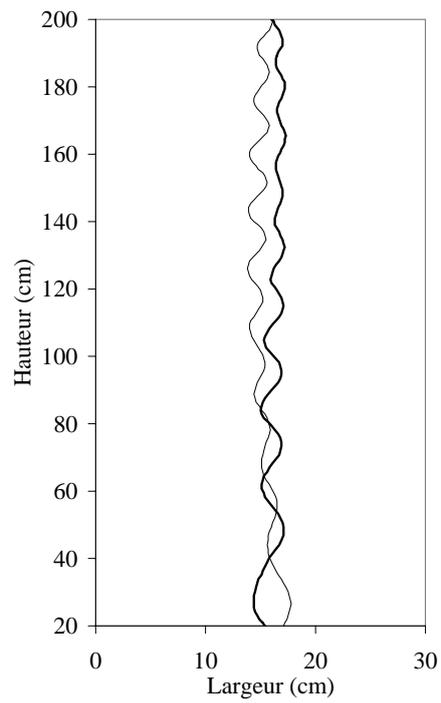


FIGURE 2.30 – Trajectoire du glaçon visualisée par les deux caméras

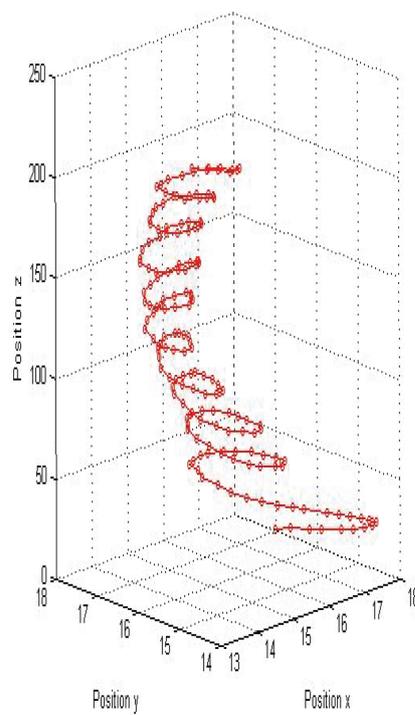


FIGURE 2.31 – Trajectoire du glaçon en 3D. Positions en cm

Ces mouvements oscillatoires sont dus aux instabilités du sillage générées par le glaçon et plus particulièrement à la brisure de symétrie du sillage ([Jenny *et al.*, 2003, 2004](#)). En effet, en raison du décollement des couches limites, des tourbillons sont créés et expulsés alternativement du sillage. Ces mouvements sont également induits par le fait que la sphère n'est jamais parfaitement symétrique et, par conséquent, les forces hydrodynamiques s'exerçant à sa surface ne le sont pas non plus, un couple de rotation est induit sur la particule.

La diminution de l'amplitude des oscillations peut être expliquée par la réduction du diamètre du glaçon. En effet, durant son ascension, le glaçon perd de sa masse, sa vitesse est donc diminuée impliquant que les forces exercées diminuent également.

Une simple observation montre que le glaçon est de forme sphérique au début de l'ascension (figure [2.29c](#)) et qu'il tend à se déformer au fil de son ascension (figure [2.29b](#)).

2.3.3.2 Evolutions du diamètre et de la vitesse du glaçon

La fusion du glaçon n'étant pas uniforme, le "diamètre" a été relevé une fois dans le sens de la hauteur et une autre fois dans celui de la largeur, ceci pour chaque caméra (figure [2.32](#)).

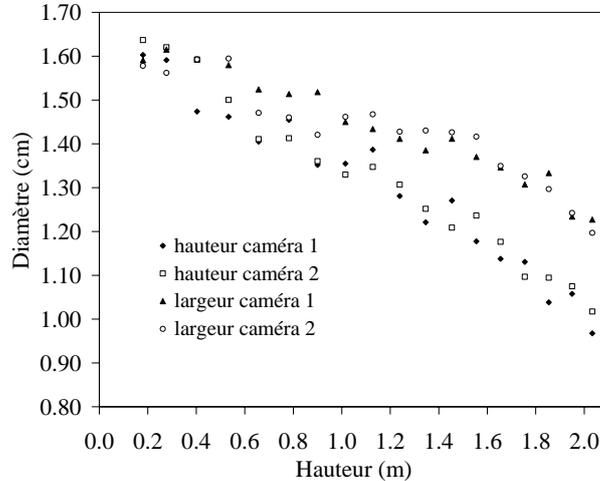


FIGURE 2.32 – Evolution du diamètre du glaçon en fonction de la hauteur

Les variations du diamètre (précision de 1 mm) en fonction de la hauteur de la cuve sont quasi-linéaires mais le glaçon fond plus dans le sens de la hauteur que dans celui de la largeur.

La Figure [2.33](#) montre l'évolution des vitesses suivant les trois axes en fonction de la hauteur. La précision sur l'estimation des vitesses est de l'ordre du cm s^{-1} .

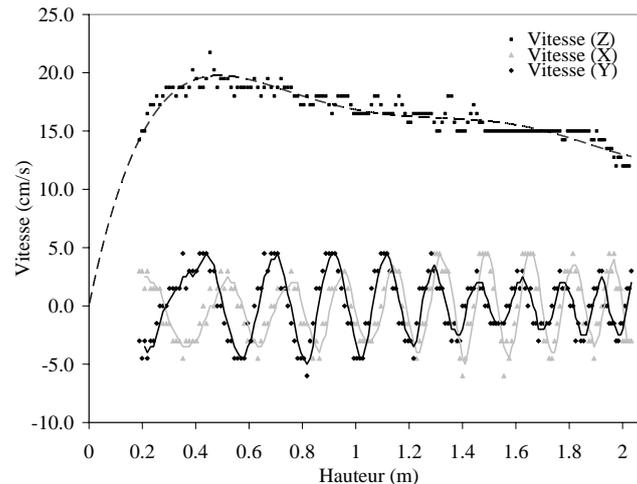


FIGURE 2.33 – Evolution des vitesses (X, Y, Z) en fonction de la hauteur

Pour la variation de la vitesse suivant l'axe Z, le glaçon passe d'une vitesse nulle à une vitesse maximale sur les premiers centimètres (ici le dispositif ne permet pas une mesure avant une hauteur de 18 cm). Dans les premiers instants, le glaçon subit une forte accélération, suivie d'une décélération lente jusqu'au sommet de la cuve. Cette variation de la vitesse est due à la fonte du glaçon. La vitesse maximum est conditionnée principalement par deux forces qui s'opposent : la force de traînée dirigée vers le bas et la poussée d'Archimède dirigée vers le haut. Leur intensité dépend de la forme et du diamètre du glaçon : plus le diamètre est important, plus la vitesse maximum sera élevée (car les effets de traînée sont ici moins importants que ceux dus à la poussée d'Archimède, $\Delta\rho \approx 0,08$). Ceci explique également la lente décélération du glaçon une fois sa vitesse maximum atteinte car son diamètre diminue au cours de son ascension.

Sur ce graphique, se trouvent également les variations des vitesses (sous forme vectorielle) suivant l'axe X et l'axe Y en fonction de la hauteur. On retrouve ici les oscillations observées sur les trajectoires. Le glaçon subit une succession d'accélération et de décélération.

2.3.4 Modélisation simplifiée

La modélisation de la fusion d'une particule sphérique de glace lâchée dans de l'eau a déjà été réalisée (Arquis et Rady, 2004). Ce modèle simplifié est repris en l'adaptant à nos conditions expérimentales.

Ce problème est instationnaire avec un fort couplage des contraintes dynamique et thermique. On supposera que l'ascension du glaçon reste rectiligne, que le flux de chaleur se répartit de façon homogène à la surface du glaçon conservant donc sa forme sphérique tout au long du processus et qu'au lâcher, le glaçon est à la température homogène de 0°C . La fusion du glaçon se résume à un problème monodimensionnel sans conduction dans la phase

solide.

On écrit le principe fondamental de la dynamique appliquée à la particule de glace, traduisant l'équilibre des forces auxquelles elle est soumise (Mordant et Pinton, 2000) :

$$m_s \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = \vec{F}_G + \vec{F}_T + \vec{F}_I + \vec{F}_L + \vec{F}_H \quad (2.41)$$

où m_s est la masse du glaçon et \vec{U} sa vitesse ; \vec{F}_G est la force de flottabilité (égale au poids moins la poussée d'Archimède) ; \vec{F}_T est la force de traînée visqueuse qui s'oppose au mouvement relatif de la particule de glace ; \vec{F}_I est la force d'inertie due à l'accélération d'une masse de fluide avec la particule ; \vec{F}_L la force de portance et \vec{F}_H la force d'histoire. Nous négligeons la force d'histoire \vec{F}_H (importante que lors de fortes accélérations ou décélérations) qui résulte de la diffusion de la vorticité dans l'écoulement et traduit l'effet des perturbations de l'écoulement, causées par l'accélération de la particule (tient compte de l'histoire de l'accélération de la particule aux instants passés). La force de portance reste négligeable. Cette équation devient alors :

$$\left(m_s + \frac{m_l}{2}\right) \cdot \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = (m_s - m_l) \vec{g} + \vec{F}_T + \vec{F}_L \quad (2.42)$$

m_l est la masse de liquide correspondant au volume du glaçon. Le terme $\frac{m_l}{2}$ du terme de gauche correspond à la contribution de la masse ajoutée due à l'accélération d'un volume d'eau sous l'accélération de la particule de glace. La force de traînée pour la trajectoire rectiligne d'une particule sphérique de diamètre d est :

$$\vec{F}_T = C_D \frac{\pi}{8} \rho_l d^2 |-\vec{U}| (-\vec{U}) \quad (2.43)$$

Le coefficient de traînée C_D est calculé avec la corrélation suivante valable pour des particules sphériques rigides en ascension dans une large gamme de nombre de Reynolds [0,1-25000] couvrant les régimes d'écoulement laminaire et turbulent (Dewsbury et Margaritis, 2002) :

$$C_D = \frac{24}{Re} \left(1 + 0,24Re^{0,5}\right) + \left(\frac{1 - 0,0000238 Re}{1 + 370Re^{-1}}\right) \quad (2.44)$$

En supposant la température au sein du glaçon uniforme et égale à la température de fusion et en décrivant la condition aux limites à la surface du glaçon par un coefficient d'échange à la paroi h , la mise en équations du problème thermique se simplifie au bilan à l'interface :

$$\left(-k_l \frac{\partial T_l}{\partial r}\right)_{r=r_F(t)} = h (T_F - T_{l\infty}) = \rho_s L_F \frac{dr_F}{dt} \quad (2.45)$$

On peut donc facilement établir une relation pour la vitesse de front V_F , qui n'est autre que la dérivée temporelle du rayon instantané $r_F(t)$:

$$\frac{dr_F}{dt} = \frac{h}{\rho_s L_F} (T_F - T_{l\infty}) \quad (2.46)$$

Le coefficient d'échange moyen h est donné par la corrélation de Whitaker valable pour de la convection forcée externe autour d'une sphère pour $0,7 \leq Pr \leq 380$, $3,5 \leq Re \leq 810^4$:

$$Nu = 2 + Pr^{0,4} \left(0,4Re^{0,5} + 0,06Re^{0,666} \right) \left(\frac{\mu}{\mu_{l\infty}} \right)^{0,25} \quad (2.47)$$

Pour estimer les nombres adimensionnels, les propriétés physiques de l'eau à pression atmosphérique sont évaluées à la température de film. On prendra $\rho_l = 1000 \text{ kg m}^{-3}$, $\rho_s = 916 \text{ kg m}^{-3}$ et $L_F = 333600 \text{ J kg}^{-1}$.

On intègre à chaque pas de temps alternativement les relations (2.42) et (2.46) en tenant compte des relations (2.44) et (2.47). L'outil numérique fort simple permet d'accéder aux résultats suivants.

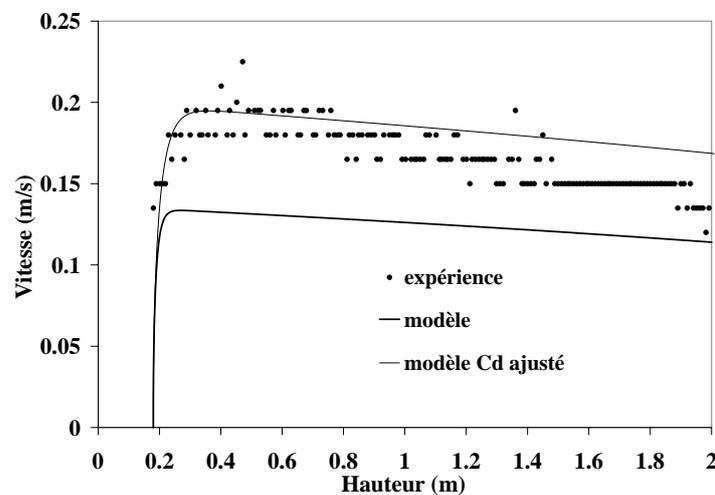


FIGURE 2.34 – Evolution de la vitesse en fonction de la hauteur

La figure 2.34 montre que la vitesse maximum réelle est bien supérieure à la vitesse maximum donnée par le modèle. Cette différence peut venir de la relation utilisée pour déterminer le coefficient de traînée C_D , ce dernier ayant une très forte influence sur la vitesse maximum. La relation (2.44) est valable pour une sphère rigide sans changement de phase sur une très large gamme de nombres de Reynolds.

En divisant le résultat donné par la corrélation par 2,5, on remarque que le modèle est mieux ajusté. Cependant dans le cas réel, la vitesse semble décroître plus rapidement. Notons que le coefficient de traînée obtenu à l'aide de la relation (2.44) est quasiment constant dans la gamme de Reynolds rencontrée. Il est très probable que ce coefficient pour une sphère de glace en train de fondre, ne soit pas constant, compte tenu de la forme non sphérique de ce dernier lors de la fusion. Ceci pourrait expliquer les dissemblances observées.

Sur les figures 2.35 et 2.36, sont comparées les évolutions expérimentales et des modèles

du diamètre du glaçon. Nous avons défini un diamètre réel moyen égal à la moyenne des deux hauteurs et des deux largeurs mesurées.

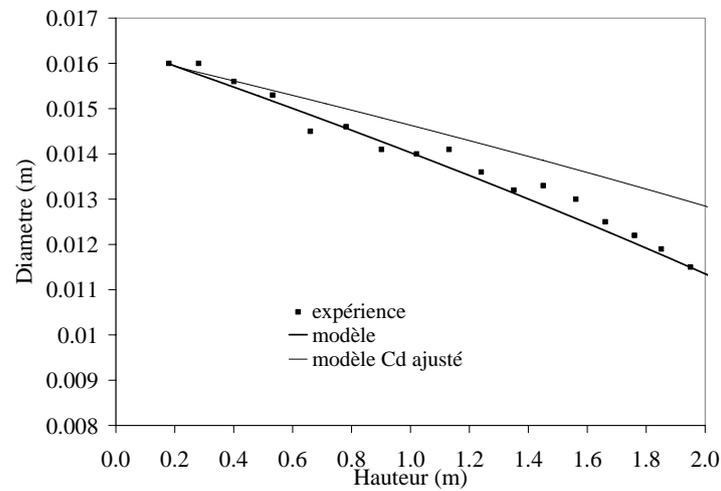


FIGURE 2.35 – Evolution des diamètres en fonction de la hauteur

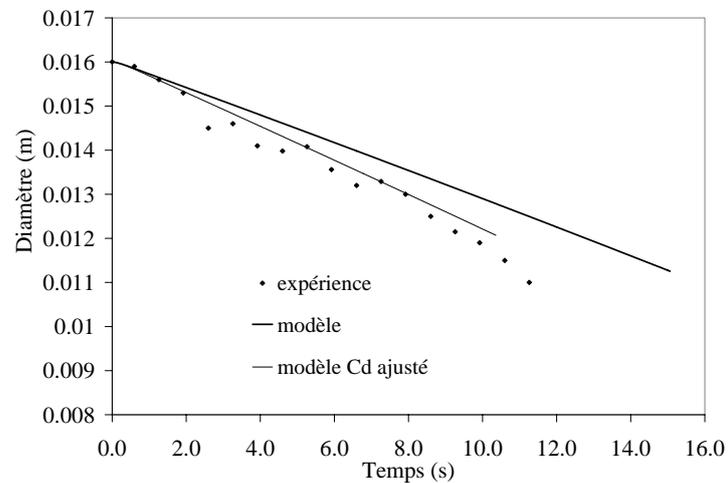


FIGURE 2.36 – Evolution des diamètres en fonction du temps

La correction du coefficient de traînée influe sur l'évolution du diamètre du glaçon. Elle augmente sa vitesse d'ascension augmentant donc le coefficient d'échange thermique mais diminuant le temps de séjour du glaçon dans la colonne. Ces résultats montrent que le modèle simplifié n'est pas en mesure d'exprimer la complexité des phénomènes mis en jeu dans ce problème.

2.3.5 Conclusions

Le dispositif expérimental permet de filmer l'ascension ou la sédimentation de particules dans une colonne et de déterminer leurs mouvements ainsi que leur déformation.

Pour un glaçon, la trajectoire est en forme de spirale comme cela avait déjà été observé pour des sphères rigides légères ou des bulles en ascension dans un fluide (Jenny *et al.*, 2003, 2004; Karamanev, 2001; Mougin et Magnaudet, 2002; Ellingsen et Risso, 2001). Cependant, dans le cas d'une sphère rigide ou d'une bulle, l'amplitude des oscillations reste constante, alors que pour un glaçon en fusion, une diminution des oscillations est observée.

On a pu également déterminer les variations du diamètre du glaçon durant son ascension. Le glaçon fond sûrement plus rapidement sur la partie haute mais une déformation est observée sur la partie aval exposée aux tourbillons de fluide. A mesure qu'il s'élève dans la cuve, il tend à prendre une forme ovoïde orientée dans le sens de la largeur.

Ce travail, loin d'être achevé, a permis d'étudier les phénomènes complexes mis en jeu lors de l'ascension d'un glaçon dans une colonne d'eau. Il a également soulevé de nombreuses questions montrant la nécessité d'améliorer le dispositif expérimental et de réaliser une simulation 3D complète plus poussée (Pianet, 2005) pour étudier les mécanismes dynamique et thermique couplés. Le modèle simplifié est bien trop limité.

Chapitre 3

Fluides frigoporteurs diphasiques

Nomenclature

A	surface d'échange, m^2
C	taux ou fraction massique de glace
c_p	capacité calorifique massique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
d	diamètre, m
E	facteur d'intensification
h	enthalpie massique, J kg^{-1} ou coefficient d'échange, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
L_F	chaleur latente massique de fusion, J kg^{-1}
\dot{m}	débit massique, kg s^{-1}
Re	nombre de Reynolds
T	température, K
t	temps, s
U	énergie interne, J
V	vitesse d'écoulement, m s^{-1}

Symboles grecs

α	coefficient d'échange, $\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
ΔP	perte de charge, Pa m^{-1}
ΔT	degré de surfusion, K
λ	coefficient de perte de charge
μ	viscosité dynamique, Pa s
ρ	masse volumique, kg m^{-3}

Indices

ex	extérieur
e	eau/entrée
$é\text{vap}$	évaporation
f	fluide frigorigène
g	glace
i	intérieur
l	liquide
p	paroi
s	sortie
sol	solution

vol volumique

Les réglementations successives en matière de fluide frigorigène (couche d'ozone et effet de serre) ont conduit les fabricants de matériels frigorifiques à faire évoluer leurs équipements vers de nouveaux fluides tout en réduisant la charge utilisée afin d'éviter les conséquences liées aux éventuelles fuites. La production de froid se trouve alors centralisée (salle des machines ou extérieur des bâtiments) et la distribution du froid assurée via un fluide secondaire appelé frigoporteur.

C'est dans ce contexte que le développement de frigoporteurs diphasiques prend son sens dans le but de proposer aux acheteurs et utilisateurs de froid des solutions plus performantes que les systèmes à frigoporteurs monophasiques couramment utilisés. Ces fluides permettent de transporter en grande quantité de l'énergie frigorifique sous forme latente.

Les coulis de glace sont des fluides frigoporteurs diphasiques solide-liquide constitués de particules de glace dispersées dans de l'eau ou des solutions aqueuses. Leur utilisation possède de nombreux avantages (rendement élevé grâce à la chaleur latente de fusion, incidence écologique nulle, recours à des équipements standards pour l'utilisation...).

Un autre avantage essentiel de l'utilisation de fluides frigoporteurs diphasiques est la possibilité de réaliser un stockage. En effet, les coulis de glace, grâce à la chaleur latente de fusion, présentent un intérêt pour un stockage efficace. Après fabrication, le coulis est stocké dans des cuves. Plusieurs publications présentent de telles utilisations des coulis notamment au Japon (Fukusako *et al.*, 1999; Kurihara *et Kawashima*, 2001; Komiyama *et al.*, 2001; Onojima *et Hayashi*, 2001; Nagato, 2001; Mito *et al.*, 2001), en Chine (Zhang *et al.*, 1998) et en Europe (Skogsberg *et Nordell*, 2001). Cependant des problèmes de séparation entre les phases existent avec l'utilisation des coulis de glace. Les principaux travaux réalisés dans ce domaine cherchent à éviter l'agglomération de la glace dans la cuve de stockage (Usui *et al.*, 2004; Hong *et al.*, 2004; Inaba *et al.*, 2005; Pronk *et al.*, 2005; Kozawa *et al.*, 2005).

La première partie des travaux a consisté à étudier le transport et l'utilisation du froid avec ces frigoporteurs diphasiques. Les études ont montré que ces coulis de glaces présentent en effet des avantages mais essentiellement dans certaines conditions d'utilisation.

La technique des coulis de glace (appelés aussi sorbets) continue de progresser mais de nombreux problèmes subsistent dont le plus important est une production fiable et efficace du coulis associée à un prix compétitif et une faible maintenance. Actuellement, en milieu industriel, les systèmes de production de coulis les plus utilisés sont réalisés avec des échangeurs à surface raclée ou brossée. Cependant leur coût est élevé à cause de la présence de pièces mécaniques en mouvement dans des systèmes soumis à des fortes contraintes thermiques. L'objectif de la deuxième partie de nos travaux est d'étudier, en particulier, un procédé de production de coulis de glace, basé sur le phénomène physique de la surfusion. Ce procédé évite l'utilisation des pièces mécaniques en mouvement.

Du point de vue de ses potentialités énergétiques, de nombreux travaux ont démontré l'intérêt de l'utilisation des coulis de glace, en terme de densité énergétique volumique notamment et des opportunités de stockage de froid qui en découlent. Cependant peu d'études ont quantifié les avantages énergétiques et d'investissements d'une installation complète. Le dernier objectif est donc d'étendre à l'échelle d'une installation complète des analyses énergétiques en vue d'optimiser son fonctionnement.

Les travaux sur les coulis de glace ont fait l'objet de cinq thèses (Reghem, 2002; Peuvrel, 2003; Gagliardi, 2005; David, 2007; El Abbassi, 2009). J'ai activement participé aux travaux réalisés au cours de ces thèses. J'ai co-dirigé officiellement avec le Professeur Jean-Pierre Dumas la thèse de Thomas David (David, 2007).

Une grande partie des travaux a été réalisée dans le cadre d'un contrat ANVAR (Agence Nationale de la Valorisation de la Recherche, aujourd'hui devenue Oséo Innovation), intitulé *Etude et mise au point d'un process de refroidissement indirect par frigoporteur diphasique*.

3.1 Etudes thermiques et hydrauliques du coulis de glace

Les coulis de glace peuvent être utilisés pour le stockage du froid mais aussi comme fluide frigoporteur en transportant l'énergie de la production à l'utilisation ou du stockage à l'utilisation (Egolf et Kauffeld, 2005).

Ces coulis sont donc amenés à circuler dans les conduites et les échangeurs de chaleur des installations. Aussi, des informations complémentaires sont requises sur le comportement hydraulique et thermique de ces coulis afin de développer leur utilisation. En effet, à cause de la complexité des interactions entre les particules de glace, les comportements hydraulique et thermique du coulis sont mal connus.

Beaucoup d'études ont déjà été réalisées sur les performances thermiques et hydrauliques des coulis de glace (Bel et Lallemand, 1999; Guilpart *et al.*, 1999; Kauffeld *et al.*, 1999; Knodel *et al.*, 2000; Bellas *et al.*, 2002; Egolf *et al.*, 2005; Niezgoda-Zelasko, 2006; Lee *et al.*, 2006; Niezgoda-Zelasko et Zalewski, 2006a,b). Les résultats obtenus indiquent que ce comportement dépend de nombreux facteurs comme la composition de la phase aqueuse du coulis, son taux de glace, la taille des cristaux et ses conditions d'utilisation. Cependant, l'influence des ces paramètres n'est pas forcément évidente et aucune corrélation ne semble adaptée à l'ensemble des configurations pour le calcul des coefficients d'échange et des pertes de charges au sein d'échangeurs de chaleur (Ayel *et al.*, 2003). Le manque de connaissance sur ces valeurs condamne les industriels à surdimensionner les installations frigorifiques utilisant cette technologie.

Jusqu'à maintenant, peu de travaux ont été réalisés sur l'étude simultanée de l'hydrau-

lique et de la thermique des coulis de glace dans des échangeurs. Seuls les travaux de (Niezgoda-Zelasko, 2006; Lee *et al.*, 2006; Niezgoda-Zelasko et Zalewski, 2006a,b) et très récemment ceux de (Grozdek *et al.*, 2009a,b) ont effectués ce couplage.

Les travaux réalisés au laboratoire visent la détermination des coefficients d'échanges et des pertes de charge d'un coulis de glace dans des échangeurs tubulaires ou à plaques que nous pouvons rencontrer dans l'industrie. Ce traitement d'un cas concret est d'une importance capitale pour l'industrie du froid.

Notre étude est axée sur l'utilisation d'un fluide frigoporteur diphasique composé de particules de glace en suspension dans une solution aqueuse d'éthanol.

Une partie de ce travail a été réalisée durant la thèse de Christophe Peuvrel (Peuvrel, 2003) dirigée par Jean-Pierre Dumas et Françoise Strub. J'ai activement participé à la mise en oeuvre des dispositifs expérimentaux et à l'analyse des résultats.

L'autre partie a été réalisée dans le cadre du contrat ANVAR dont j'étais le directeur scientifique.

La campagne expérimentale a été effectuée en utilisant un coulis de glace fabriqué à partir d'eau du robinet à laquelle est ajoutée de l'éthanol pour obtenir une concentration massique de 10 % d'éthanol.

3.1.1 Banc d'étude des performances des échangeurs

Le dispositif expérimental permet d'étudier les caractéristiques thermiques et hydrauliques des échangeurs lors de l'utilisation de fluide monophasique ou diphasique. Il est représenté schématiquement sur la figure 3.1.

Il est constituée de 3 parties : la production (2), le stockage (1) et l'utilisation du coulis.

3.1.1.1 Production du coulis

Le groupe frigorifique a une puissance de 7 kW pour une température d'évaporation de -40°C et une température de condensation de $+35^{\circ}\text{C}$. Il fonctionne au R22 (CHClF_2). L'évaporateur est un Echangeur à Surface Raclée (ESR) dans lequel le coulis est produit en continu (voir figure 1 de la publication Bédécarrats *et al.* (2009c) page 141). L'ESR est constitué d'une double enveloppe cylindrique équipée d'un axe de rotation sur lequel sont implantées des lames de raclage. Le fluide frigorigène circule dans l'espace annulaire et le fluide frigoporteur dans le tube intérieur. La rotation des lames permet l'évacuation de la glace formée en paroi ainsi qu'un renouvellement fréquent de la couche de produit en contact avec la paroi. Ce système est très efficace en terme de transfert de chaleur et évite

l'accumulation de solide près de la paroi.

On verra cependant dans le paragraphe 3.2 que ce générateur de coulis présente des inconvénients qui freinent l'utilisation de ces systèmes en milieu industriel.

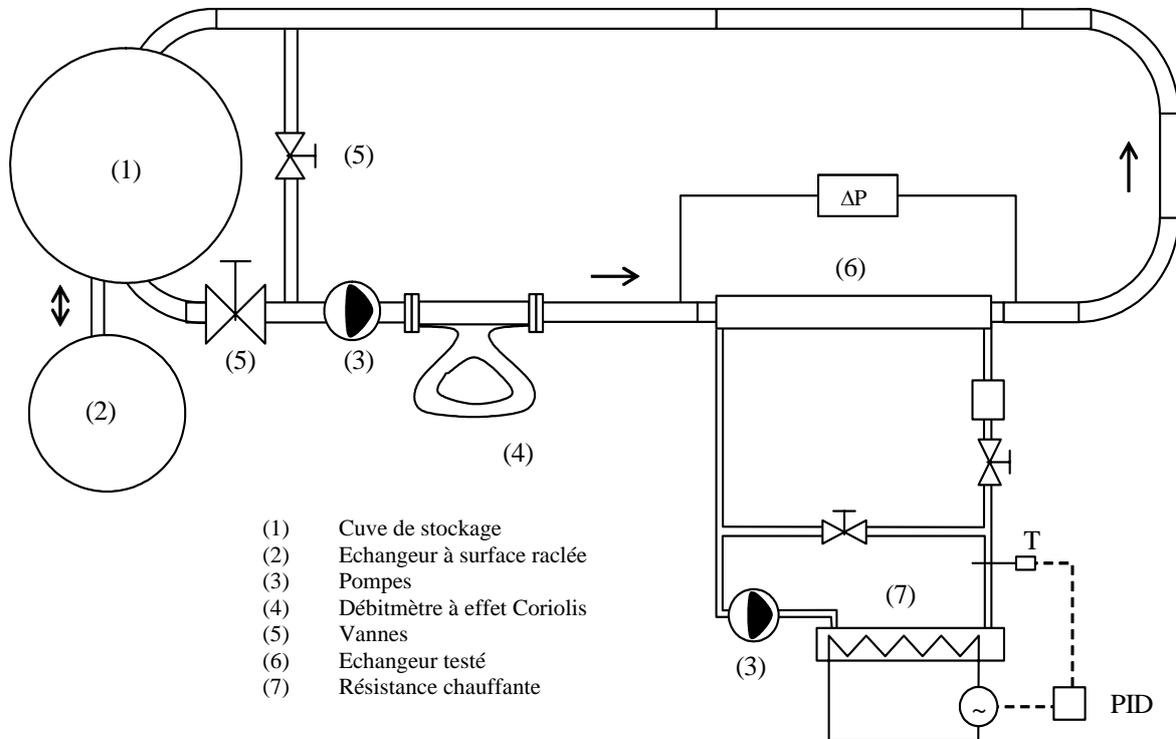


FIGURE 3.1 – Banc d'études

3.1.1.2 Stockage du coulis

Le stockage du coulis est réalisé dans une cuve ouverte (1) de 150 litres équipée de 2 systèmes de mélange :

- Un agitateur mécanique situé à l'intérieur de la cuve et composé d'un axe muni de 3 hélices.
- Une pompe hydraulique faisant circuler le mélange entre la cuve et l'ESR. Le mélange est aspiré par le bas de la cuve et réinjecté par le haut.

3.1.1.3 Utilisation du coulis

La boucle d'essais est alimentée par un dispositif d'aspiration (tube en cuivre percé de larges orifices) permettant de faire circuler un mélange relativement homogène tout en évitant

d'obturer la boucle d'essais par d'éventuels blocs de glace. Une pompe vortex (3) équipée d'un variateur de vitesse permet de faire circuler le mélange diphasique. D'autres types de pompes ont été testés (pompe Moineau, pompe centrifuge flasquée,...).

L'ensemble du banc est calorifugé pour éviter les échanges thermiques avec le milieu ambiant.

L'échangeur à tester (6) est placé dans la boucle dans laquelle circule le coulis. Un écoulement d'eau chaude constitue le fluide secondaire refroidi par le coulis. La charge au niveau des échangeurs est donc réalisée par cet écoulement d'eau chaude contrôlée grâce à un régulateur PID qui pilote l'alimentation des résistances de chauffe du fluide (7). La température est régulée avec une précision de 0,1 K. Le débit injecté est mesuré au moyen d'un débitmètre électromagnétique avec une précision de 1 %.

Le débit du coulis est contrôlé par la pompe munie d'un variateur de vitesse. Les vitesses du coulis peuvent varier entre 0,3 et 1,9 m s⁻¹. Les vannes (5) permettent un réglage fin de la vitesse d'écoulement. Un débitmètre à effet Coriolis (4) mesure le débit massique \dot{m} , la masse volumique ρ du coulis avec la précision suivante : $\Delta\dot{m} = \pm 1 \text{ kg h}^{-1}$ et $\Delta\rho = \pm 0,5 \text{ kg m}^{-3}$.

Le taux massique de glace C (appelé aussi fraction massique) est donné par la relation :

$$C = \frac{\rho_{glace}}{\rho} \left(\frac{\rho_{sol} - \rho}{\rho_{sol} - \rho_{glace}} \right) \quad (3.1)$$

où ρ_{sol} et ρ_{glace} sont respectivement la masse volumique de la solution liquide et la masse volumique de la glace.

Nous avons pris une valeur constante de la masse volumique de la solution liquide résiduelle égale à la masse volumique de la solution à la température d'équilibre, soit 986,2 kg m⁻³ si le mélange eau-éthanol est à une concentration de 10 % massique en éthanol. Pour la masse volumique de la glace, nous avons pris sa valeur à 0°C, soit 917 kg m⁻³.

Le taux massique de la glace à l'entrée et à la sortie de l'échangeur peut être aussi calculé à partir de la température et de la concentration initiale d'éthanol en supposant un équilibre thermodynamique (Melinder et Granryd, 2001).

Dans ce cas, le problème essentiel est de savoir si les différentes phases en présence dans le coulis sont en équilibre thermodynamique ou non lors du déstockage dynamique (échangeur). Les mesures simultanées des températures et des concentrations de la phase liquide, à l'entrée et à la sortie d'un échangeur, simulant le déstockage, ont révélé l'existence d'un déséquilibre thermodynamique entre les deux phases (Jamil, 2006). L'importance de ce déséquilibre dépend essentiellement des débits et des puissances de chauffe utilisés. Les résultats montrent que plus la puissance augmente ou le débit diminue, plus le déséquilibre thermodynamique est important (Jamil *et al.*, 2007).

Le fait d'homogénéiser le mélange diphasique lors de la prise de température favorise la diffusion de l'eau dans la solution et donc l'établissement de l'équilibre thermodynamique.

Afin de garantir l'homogénéité du coulis, nous avons conçu un dispositif de mesure de la température moyenne (figure 3.2).

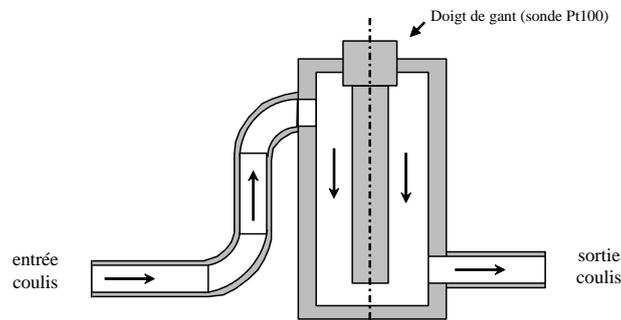


FIGURE 3.2 – Dispositif de mesure de la température du coulis

Deux coudes consécutifs assurent une composition quasi-homogène du coulis au niveau de la prise de température. La sonde de température est insérée dans un doigt de gant (8 mm de diamètre et 100 mm de long) dans lequel est déposée au préalable une pâte conductrice favorisant la conduction de la chaleur entre la paroi interne du doigt de gant et la sonde. Le temps de présence du coulis dans cet espace est non négligeable entraînant une homogénéisation de la solution et donc de la concentration en alcool réelle. En considérant l'intervalle d'incertitude lié à la précision de la sonde de température, soit 0,1 K, nous pouvons estimer que l'erreur commise sur le taux de glace pour la méthode de la température est inférieure à 3 %. En conclusion, pour déterminer le taux de glace, la méthode de la température et la méthode de la masse volumique présentent de faibles écarts, avec, en considérant les domaines d'incertitude, une erreur maximale de 5 %.

La conception et l'instrumentation de notre boucle favorise l'établissement de l'équilibre thermodynamique, ce qui nous permet d'utiliser la méthode de la température qui sera néanmoins validée régulièrement à l'aide du débitmètre à effet Coriolis.

La température des fluides est mesurée à l'aide de sondes platine Pt100, montées dans des doigts de gants à l'entrée et à la sortie de l'échangeur (6). Les acquisitions de température sont réalisées pour chaque point de mesure avec une précision de 0,1 K.

Les mesures de pertes de charge aux bornes de l'échangeur sont réalisées par 4 capteurs de pression différentielle Druck dont la précision est de 0,1% sur l'étendue de mesure (0-2 bars, 0-200 mbars, 0-20 mbars, 0-2 mbars). La géométrie et l'emplacement des prises de pressions garantissent des mesures de pression statique en paroi caractéristiques d'écoulements pleinement développés. L'acquisition des données est obtenue via une centrale de type Netdaq Fluke.

3.1.2 Procédure expérimentale

Une fois que la fraction de glace désirée est atteinte au niveau de la cuve (dépendant de la température et de la concentration en éthanol), on arrête le groupe froid, le mélangeur restant en action pour maintenir une homogénéité au sein de la cuve durant tout le test. On fait circuler l'eau chaude dans la calandre de l'échangeur à une consigne de température donnée et à une vitesse constante (débit volumique constant) puis le coulis de glace en maintenant la vitesse constante à l'aide du variateur de vitesse de la pompe.

Nous couvrons ainsi pour chaque expérience un domaine de fraction massique de glace allant de 30 % à 0 %. Suivant le débit choisi et la puissance de chauffe, il faut de 20 à 60 minutes pour fondre toute la glace de la boucle. On lance l'acquisition des données (les acquisitions sont effectuées toutes les 2 secondes).

Pour les échangeurs tubulaires, les coefficients d'échanges thermiques sont déterminés à l'aide de la méthode de Wilson modifiée en monophasique et à l'aide de la méthode du DTLM en diphasique (Wilson, 1915; Shah, 1990). La méthode de Wilson (voir le paragraphe 3 de la publication Bédécarrats *et al.* (2009c) page 143) permet d'éviter la mesure directe de la température de paroi interne des échangeurs et par conséquent la modification de la nature de l'écoulement et de l'échange thermique souvent entraînée lors de la tentative de mesure de cette température (Fernández-Seara *et al.*, 2007). La procédure expérimentale consiste à fixer le débit et la température moyenne côté calandre et à effectuer une série de mesures côté tube pour divers débits. On fixe dans un deuxième temps le débit et la température moyenne côté tube et on fait varier le débit côté calandre.

Les coefficients d'échange convectifs déterminés correspondent à des coefficients locaux moyennés sur toute la surface.

3.1.3 Principaux résultats expérimentaux

Les échangeurs testés sont les suivants :

- plusieurs échangeurs coaxiaux monotubulaires rectilignes avec des tubes de divers diamètres et dont la surface du tube interne est soit lisse, soit améliorée (corrugations);
- un échangeur à plaques de diamètre hydraulique de 4 mm;
- un échangeur monotubulaire de laboratoire.

Seuls les résultats sur un échangeur coaxial tubulaire horizontal dont la surface interne est lisse seront présentés ici. Des résultats complémentaires sur les échangeurs tubulaires horizontaux à surface améliorée sont présentés dans la publication Bédécarrats *et al.* (2009c) page 146. L'échangeur coaxial tubulaire étudié est constitué d'un tube interne de 2 m de long et d'une calandre de 1,5 m de long. Une longueur de tranquillisation amont de 0,5 m de long exempté d'échanges thermiques permet d'obtenir un écoulement établi au niveau de la zone d'échange. Le diamètre interne du tube est de 22 mm pour une épaisseur de 1,25 mm.

Le diamètre intérieur de la calandre est de 33 mm.

Le coulis est fabriqué à partir d'une solution aqueuse d'éthanol de concentration massique 10 %.

Le taux de glace C donné est la fraction massique moyenne au sein de l'échangeur.

Les pertes de charge donnent des informations sur le comportement hydraulique.

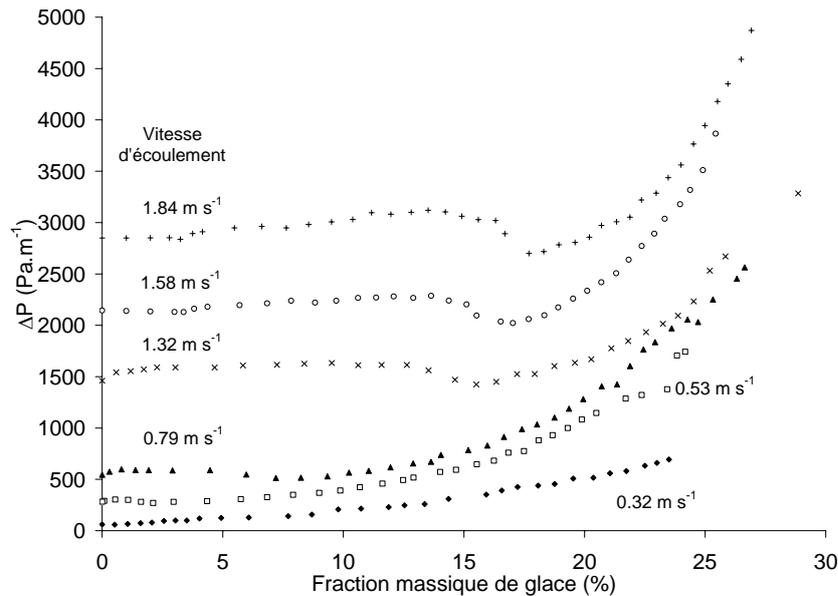


FIGURE 3.3 – Pertes de charge en fonction de la fraction massique de glace pour différentes vitesses d'écoulement pour un échangeur tubulaire à surface lisse

La figure 3.3 représente la variation de la perte de charge avec la fraction massique de glace pour des débits massiques variant entre 0,12 et 0,7 kg s^{-1} correspondant à des vitesses moyennes entre 0,32 and 1,84 m s^{-1} . La température d'entrée de l'eau chaude dans l'espace annulaire est égale à 10 °C. Nous notons pour une vitesse constante, une faible augmentation de la perte de charge jusqu'à un taux de glace critique où les pertes de charge diminuent avant d'augmenter de nouveau rapidement. Par exemple, pour une vitesse de 1,58 m s^{-1} , après le taux critique, une augmentation du taux de glace de 17 % à 25 % produit une augmentation de l'ordre de 90 % de la perte de charge. Nous pouvons attribuer l'augmentation rapide de la perte de charge aux frottements de plus en plus importants des cristaux sur la paroi. Le taux critique dépend de la vitesse d'écoulement et augmente de 3 et 18 % quand la vitesse augmente de 0,53 à 1,84 m s^{-1} . Pour une faible vitesse correspondant à 0,32 m s^{-1} , l'évolution est différente car il n'y a pas de taux critique où la perte de charge est minimale.

Les résultats des transferts thermiques sont présentés sur la figure 3.4. Le coefficient h_{tube} est le coefficient d'échange moyen local côté tube interne où circule le coulis de glace. Une augmentation du coefficient d'échange avec l'augmentation de la fraction de glace est

observée mais l'évolution est la même que pour les pertes de charge. Nous notons une légère augmentation du coefficient d'échange jusqu'à une valeur (taux critique de glace) qui dépend de la vitesse d'écoulement où le coefficient décroît avant une augmentation rapide.

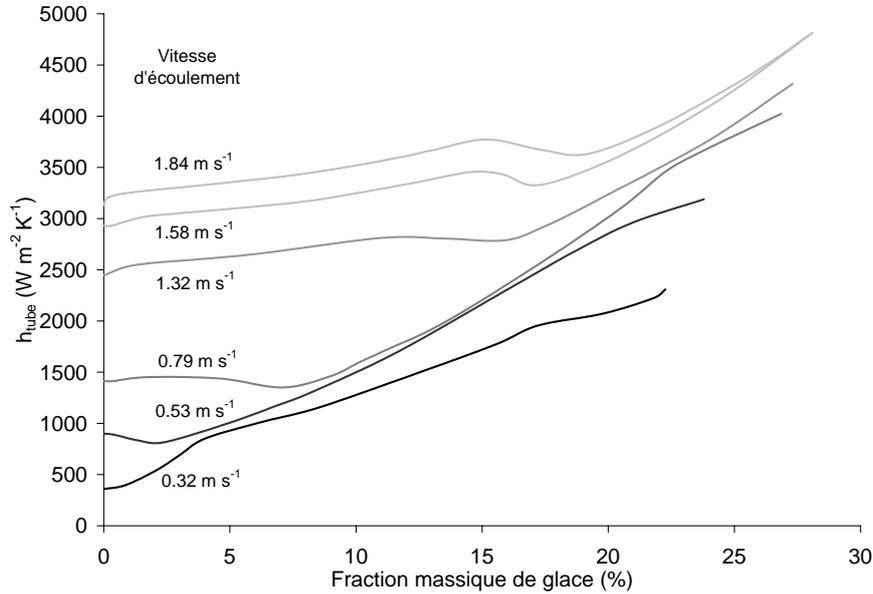


FIGURE 3.4 – Coefficient d'échange thermique en fonction de la fraction massique de glace pour différentes vitesses d'écoulement pour un échangeur tubulaire à surface lisse

Lors de l'utilisation d'un coulis de glace, les coefficients d'échange sont donc plus élevés que ceux obtenus avec un liquide circulant avec le même débit. Cependant, cette amélioration du coefficient d'échange est surtout évidente après le taux critique.

Nous pouvons attribuer l'évolution de pertes de charge et des coefficients d'échange à la modification du régime d'écoulement. Pour des vitesses entre 0,53 à 1,84 m s^{-1} , l'écoulement est turbulent lorsqu'il n'y a pas de glace. Quand la fraction de glace augmente, la turbulence diminue jusqu'à que l'écoulement devienne laminaire à des fractions de glace au dessus de la transition.

Cette explication est confirmée par les résultats présentés sur la figure 3.5 donnant l'évolution du coefficient des pertes de charge en fonction du Reynolds. Connaissant la perte de charge ΔP en fonction de la vitesse d'écoulement, il est en effet possible de calculer λ :

$$\lambda = \frac{\Delta P d_i}{\rho \frac{V^2}{2}} \quad (3.2)$$

d_i est le diamètre interne du tube dans lequel circule le coulis avec une vitesse V . On suppose qu'il n'existe pas de vitesse de glissement entre la phase solide et la solution liquide et que l'écoulement reste homogène. Le nombre de Reynolds est calculé par son expression classique :

$$Re = \frac{\rho V d_i}{\mu} \quad (3.3)$$

faisant intervenir la vitesse de l'écoulement déterminée à partir du débit, le diamètre hydraulique et la viscosité dynamique du coulis μ donnée par la corrélation 3.4 (Thomas, 1965) largement utilisée :

$$\mu = \mu_{sol} \left(1 + 2,5 C_{vol} + 10,05 C_{vol}^2 + 0,00273 \exp(16,6 C_{vol}) \right) \quad (3.4)$$

où C_{vol} est la fraction volumique de glace et μ_{sol} est la viscosité dynamique de la solution.

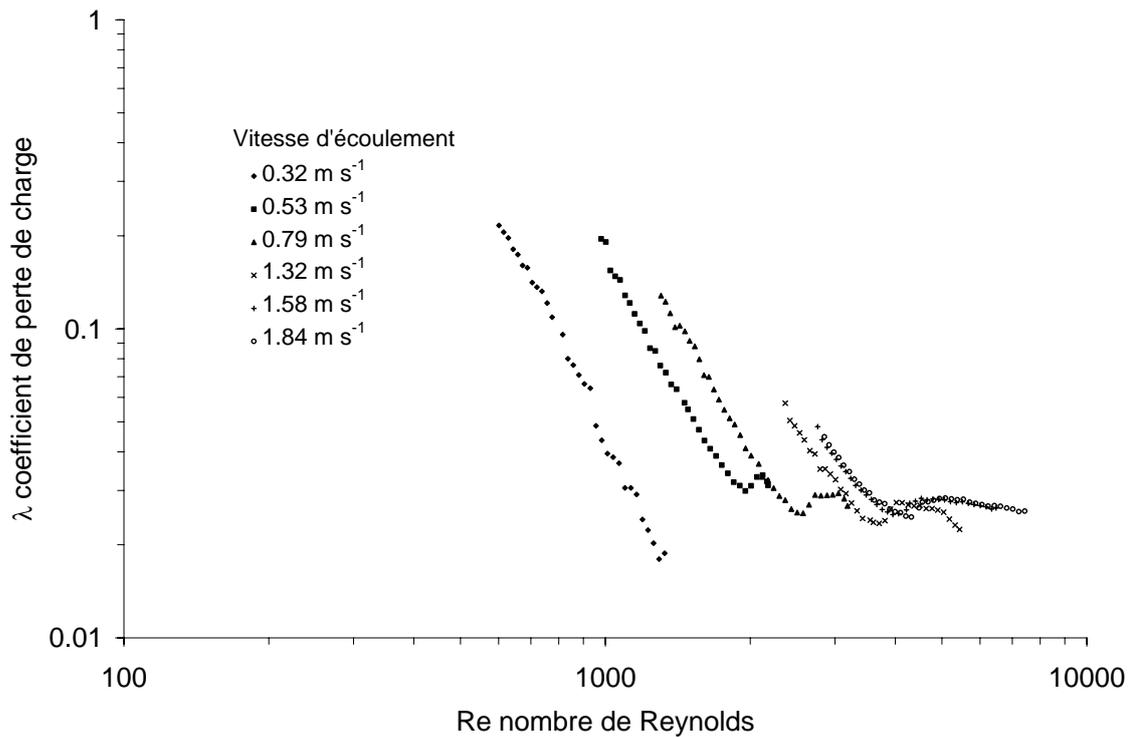


FIGURE 3.5 – Coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds pour différentes vitesses d'écoulement.

Il est utile de préciser, que pour une vitesse d'écoulement donnée, le nombre de Reynolds augmente au cours de la fusion de la glace à cause de la diminution de la viscosité dynamique du coulis. Donc, une faible valeur de Re correspond à une forte fraction massique de glace alors qu'un Re élevé correspond à un fluide monophasique (sans glace).

L'ensemble des courbes présente une évolution similaire : une réduction linéaire du coefficient de perte de charge λ pour des valeurs faibles du nombre de Reynolds, puis une zone intermédiaire où λ augmente rapidement, et enfin une légère diminution de λ pour se stabiliser à une valeur correspondant à un fluide monophasique où Re est élevé.

Cette évolution montre clairement que l'écoulement initialement laminaire à de fortes fractions massiques de glace perd sa stabilité. Pour chaque vitesse d'écoulement, on peut

déterminer cette zone intermédiaire et constater que cette transition ne se fait pas à une valeur constante de Re mais augmente avec la vitesse. La zone de transition est observée entre $1900 < Re < 4000$.

La partie correspondant à un nombre de Reynolds faible est associée au moment où les coefficients d'échange sont les meilleurs quand la fraction de glace est élevée. λ diminue avec la fonte de la glace. La seconde partie correspondant à un nombre de Reynolds élevé est associée à la zone où les coefficients d'échange et les pertes de charge sont peu modifiés par rapport à une solution monophasique. Le fait de trouver un Reynolds élevé quand la solution devient monophasique justifie les résultats puisque avec les vitesses rencontrées l'écoulement d'une solution monophasique est complètement turbulent (Reynolds > 3000). D'un autre côté, il est intéressant de noter que la zone intermédiaire où le coefficient de perte de charge augmente correspond parfaitement à celle du changement d'évolution des coefficients d'échange et des pertes de charge.

3.1.4 Conclusions

L'ensemble de cette étude nous a permis de déterminer le comportement thermique et hydraulique d'un coulis de glace dans divers échangeurs.

Seuls les résultats d'un échangeur tubulaire à surface lisse ont été ici présentés mais on retrouve les mêmes tendances sur tous les échangeurs tubulaires testés avec bien évidemment une augmentation des coefficients d'échange quand la surface du tube interne est améliorée (Peuvrel, 2003; Gagliardi, 2005). Des résultats complémentaires sur les échangeurs tubulaires horizontaux à surface améliorée sont présentés sur les figures 11 et 12 de la publication Bédécarrats *et al.* (2009c), page 146.

Pour un même débit nous pouvons observer deux régimes différents en fonction de la quantité de glace. Pour des taux élevés de glace, les pertes de charge et les transferts de chaleur sont importants. Au contraire, pour des taux de glace faibles, les coefficients de transfert et les pertes de charge de l'écoulement diphasique sont proches de ceux de l'écoulement monophasique. La vitesse de l'écoulement a pour effet de prolonger ou de raccourcir cette zone pendant laquelle les particules de glace n'ont aucun effet.

La séparation entre ces deux comportements se trouve au niveau d'un taux critique de glace dépendant de la vitesse d'écoulement. L'analyse des coefficients de perte de charge en fonction du Reynolds du coulis de glace, montre que l'apparition de ce taux particulier de glace marque un régime transitoire de l'écoulement, entre un régime que nous qualifierons de "laminaire" en comparaison à une solution liquide, lorsque le taux de glace moyen dans l'échangeur est supérieur au taux moyen critique de glace, et un régime dit "turbulent", lorsque le taux de glace moyen est inférieur.

L'augmentation du coefficient d'échange avec le taux de glace au dessus du taux critique peut être expliquée par le fait que plus d'interactions particule - paroi ont lieu à de fortes

fractions massiques de glace. Les cristaux de glace sont directement en contact avec la paroi. Nous sommes dans le cas de la fusion par contact direct où le processus de fusion est plus efficace (voir chapitre 2.2). La fusion par contact direct intervient quand le solide fondant est pressé contre la paroi chauffée. Le film liquide résultant de la fusion est expulsé (Lacroix, 2001). Le flux de chaleur au travers de la fine couche fondante est beaucoup plus important que celui du transfert dominé par la convection.

On constate que plus le débit est important et plus il faut de la glace pour augmenter les coefficients d'échange de manière significative. Pour un faible débit, il y a peu de turbulences de la part du fluide qui transporte les cristaux, donc avec peu de glace les cristaux sont en contact avec la paroi. Par contre pour de forts débits, le fluide transporteur est très turbulent et il faut beaucoup de glace pour que la glace s'écoule "d'un seul bloc" en frottant contre le tube.

Plus le taux de glace augmente, moins l'influence du débit est importante.

Pour favoriser les échanges thermiques, il faut qu'il y ait un contact de la glace sur la paroi. Mais, dans le même temps, il y a fatalement une augmentation des pertes de charge d'où une dépense énergétique supplémentaire. Pour rendre performante l'utilisation du coulis de glace, il faudra donc faire les bons compromis entre gains thermiques et pertes de charge.

Plusieurs auteurs ont déjà remarqué qu'une modification du régime d'écoulement pouvait avoir une influence sur les coefficients de transfert thermique, mais les tendances sont très variées. Nos résultats sont conformes à ceux trouvés par Lee *et al.* (2006); Niezgoda-Zelasko (2006); Niezgoda-Zelasko et Zalewski (2006a,b); Grozdek *et al.* (2009a,b).

3.2 Générateurs de fluides frigoporteurs diphasiques

L'élargissement de l'utilisation des coulis de glace est lié au développement de machines susceptibles de les produire de façon continue, fiable et efficace d'un point de vue énergétique (Matsumoto *et al.*, 2004; Wijeysondera *et al.*, 2004; Davies, 2003; Pronk *et al.*, 2003; Jellema et Nijdam, 2005; Ben Lakhdar *et al.*, 2005; Stamatiou *et al.*, 2005; Lugo *et al.*, 2006).

Il existe actuellement des générateurs industrialisés, utilisés dans des installations assez puissantes. Parallèlement à ces générateurs, diverses technologies de génération de coulis sont en développement. Les tableaux 3.1 et 3.2, tirés de la référence [Association française du froid \(2005\)](#), regroupent les principaux renseignements sur les diverses méthodes actuelles de génération de coulis, méthodes industrialisées et autres.

Technologie du générateur de coulis de glace	Échangeur thermique froid	Puissance frigorifique (kW)	Points forts
À surface raclée	Spécial, cylindrique ou tubulaire, à racleur ou tige orbitale	Selon les types : de 50 à 500	Très répandus on a, sur eux, une grande expérience
À surface brossée	Spécial, disque plat à 2 faces froides	Selon les modèles : de 3 à 500	Mécanique plus simple et plus fiable
À eau surfondue	Courant, multitubulaire pour ce qui concerne l'échangeur refroidisseur d'eau	Puissances possibles assez grandes	Pas de mécanique, thermiquement efficace
Sous vide, à cycle à eau	Aucun échangeur du côté froid	de 500 à 5000	Thermiquement efficace et très bien adapté aux fortes puissances
Sous vide, à condenseur intégré	Aucun échangeur du côté froid	< 100	Plus facile à réaliser avec un frigorigène courant
À partir de générateur de glace en écailles	Spécial à surface raclée	Très variables	Prix étudié - pour les coulis de refroidissement par immersion

TABLE 3.1 – Générateurs de coulis de glace industrialisés ([Association française du froid, 2005](#))

Parmi les générateurs industriels, les échangeurs à surface raclée ou brossée sont les plus utilisés. Cependant leur puissance est limitée, on ne peut pas les utiliser avec de l'eau pure et leur coût de maintenance est élevé à cause de la présence de pièces mécaniques en mouvement dans l'évaporateur.

Technologie du générateur de coulis de glace	Échangeur thermique froid	Puissance frigorifique (kW)	Points forts
À lit fluidisé	Spécial mais voisin de l'échangeur multi-tubulaire		Pas de mécanique
À action thermo-hydro-mécanique	Courant, platulaire	De grandes puissances sont possibles	Pas de mécanique - bonne efficacité thermique
À injection du frigorigène dans le frigoporteur	Aucun échangeur du côté froid		Pas de mécanique - bonne efficacité thermique
À injection de liquide refroidisseur non miscible	Aucun échangeur du côté froid		Pas de mécanique - bonne efficacité thermique
À surface froide traitée	Spécial		Pas de mécanique

TABLE 3.2 – Générateurs de coulis de glace en développement ([Association française du froid, 2005](#))

Les générateurs à eau surfondue ne sont utilisés qu'au Japon et en Corée. Nous avons relativement peu d'informations sur ce type de générateurs. Les inconvénients reconnus et pas encore résolus de cette technologie (risque de prise de glace dans l'échangeur), lors de la génération continue du coulis de glace, ne sont pas pénalisant pour ces pays du fait que leur utilisation repose davantage sur un système discontinu associé à un stockage de grande capacité. Dans ce cas, le coulis de glace devient une réserve d'eau glacée surmontée d'une couche de glace, et c'est seulement dans la partie inférieure liquide que se font les prélèvements destinés à alimenter l'installation de climatisation. En Europe, contrairement à l'usage qui en est fait au Japon, le coulis de glace est utilisé en tant que fluide frigoporteur et donc le risque de prise de glace dans l'échangeur doit être complètement maîtrisé voire annulé.

Les autres générateurs industrialisés de coulis sont trop chers ou réservés à des applications bien spécifiques. Ils ne permettent pas un véritable développement des installations à coulis.

Les générateurs répertoriés dans le tableau 3.2 en sont encore au stade de la recherche.

3.2.1 Phénomène de surfusion et production de coulis de glace

L'objectif de ce travail est d'étudier un procédé de production de coulis de glace, basé sur le phénomène physique de la surfusion. Ce générateur évite l'utilisation de pièces mécaniques en mouvement et nécessite des composants classiques ([Faucher *et al.*, 1995](#)), ([Kozawa *et al.*](#),

2005).

Le principe de ce procédé est de générer un flux continu d'eau surfondue dans l'évaporateur de la machine frigorifique puis de provoquer la cristallisation de cette eau après la sortie de l'échangeur au sein d'une cuve de stockage.

Cette étude a fait l'objet des publications suivantes : [Castaing-Lasvignottes *et al.* \(2006\)](#), [Bédécarrats *et al.* \(2007\)](#), [Bédécarrats *et al.* \(2008\)](#), [Bédécarrats *et al.* \(2010b\)](#). Cette dernière publication ([Bédécarrats *et al.*, 2010b](#)) est insérée page 149. Tous les détails se trouvent dans le mémoire de thèse de [David \(2007\)](#), thèse que j'ai co-dirigée avec le Professeur Jean-Pierre Dumas. Ce travail a été financé dans le cadre du contrat ANVAR.

Après avoir présenté le prototype conçu au laboratoire et les principaux résultats expérimentaux permettant de déterminer les paramètres de fonctionnement du procédé, la modélisation de l'évaporateur, réalisée afin d'appréhender les phénomènes physiques et les risques de cristallisation au sein de l'évaporateur, sera brièvement exposée.

3.2.2 Dispositif expérimental

Le banc test représenté sur le schéma 3.6 est composé d'une boucle primaire correspondant à une machine frigorifique à compression (en gris) et une boucle secondaire dans laquelle circule l'eau ou la solution à refroidir (en noir). Cette conception permet d'avoir une bonne régulation de la source froide (fluide frigorigène) du fait d'une température d'évaporation constante. Le fluide frigorigène est le R134a.

L'eau est directement refroidie dans le premier évaporateur. Le deuxième évaporateur est destiné à assurer un rôle de sécurité et de stabilité du procédé.

Dans la boucle secondaire, l'eau est aspirée en bas de la cuve par une pompe centrifuge à vitesse variable. La température de cette eau est contrôlée grâce à une résistance électrique associée à un régulateur. Elle passe dans l'évaporateur où elle est refroidie en dessous de sa température de fusion. Cette solution surfondue qui sort de l'évaporateur, est rejetée dans la cuve où une partie cristallise. La glace étant moins dense que l'eau, flotte, ce qui permet en bas de la cuve de n'aspirer que de l'eau liquide. La quantité de glace contenue dans la cuve augmente au cours du temps lors des essais.

La cristallisation à la sortie de l'échangeur peut être provoquée principalement par trois méthodes : l'émission d'ultrasons par un générateur, le choc de solution surfondue dans une solution surfondue ou l'ensemencement par un cristal de glace. L'épingle chauffante permet de fixer une température légèrement positive avant l'entrée de l'échangeur entraînant la fusion d'éventuels cristaux de glace. Elle permet aussi de régler, au niveau de l'échangeur, la température de l'eau à l'entrée et ainsi de contrôler celle de sortie.

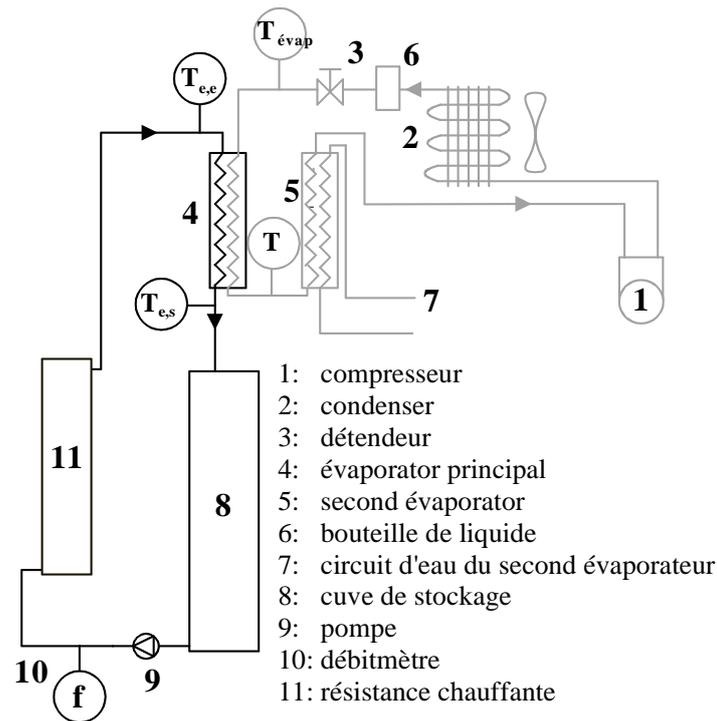


FIGURE 3.6 – Schéma de l'installation

Différents capteurs sont placés sur le pilote permettant de mesurer le débit volumique de l'eau dans la boucle surfondue avec une précision de 1%, les températures à l'entrée et à la sortie de l'évaporateur principal et d'autres températures sur la boucle (dans le bas de la cuve stockage, sur la boucle frigorifique,...). Les températures sont contrôlées avec une précision de 0,1 K. Toutes ces mesures sont rassemblées sur un système d'acquisition de données puis enregistrées et visualisées par un ordinateur. Les échangeurs utilisés comme évaporateurs sont des échangeurs en cuivre constitués de deux tubes coaxiaux d'épaisseur 2,5 mm enroulés en spirales. Le diamètre interne du tube interne est 11 mm et le tube externe a un diamètre interne de 17,5 mm. La longueur est 5 m. Le fluide frigorigène circule dans le tube central et l'eau dans l'espace annulaire.

3.2.3 Principaux résultats expérimentaux et analyses

Nous ne reprenons que les principaux résultats. L'ensemble de l'étude expérimentale se trouve dans les références (Castaing-Lasvignottes *et al.*, 2006; Bédécarrats *et al.*, 2007; David, 2007). La publication Bédécarrats *et al.* (2010b) se trouve page 149.

La figure 3.7 représente un essai type se composant d'une phase de refroidissement pour amener l'eau à l'état surfondue suivie d'une phase où la température de sortie reste constante et où la glace est produite dans la cuve.

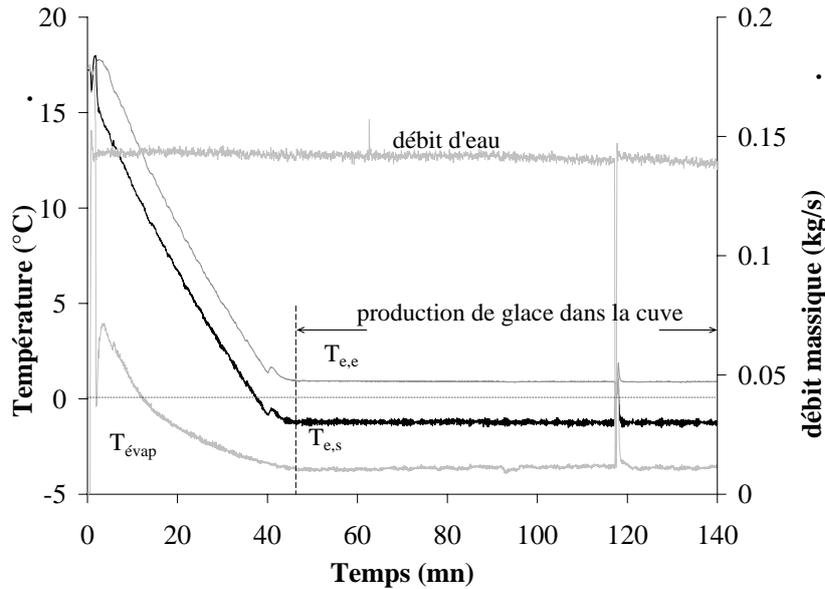


FIGURE 3.7 – Evolution des températures et du débit d'eau lors d'un fonctionnement type

En effet, quand la température de l'eau à la sortie de l'échangeur, $T_{e,s}$ devient inférieure à la température de fusion (état surfondu), la cristallisation au sein de la cuve de stockage est provoquée en utilisant la méthode de l'ensemencement qui est la plus efficace. Du fait de la présence de glace, l'ensemble de la cuve est à une température constante et égale à la température de fusion de la glace. L'eau aspirée en bas de la cuve, égale alors à 0°C , est ensuite chauffée par la résistance électrique pour maintenir la température de sortie à la valeur choisie et fixer le degré de surfusion.

Le degré de surfusion atteint ΔT (différence entre la température de fusion et celle de cristallisation) dépend donc de différents paramètres : le débit d'eau, la température d'évaporation du fluide frigorigène et la puissance fournie par l'épingle électrique.

Un liquide surfondu est dans un état métastable et la rupture de surfusion peut avoir lieu de façon aléatoire (voir chapitre 2.1.4). Ce caractère aléatoire est mis en évidence lors de l'utilisation du générateur dans le paragraphe 4 de la publication [Bédécarrats *et al.* \(2010b\)](#) page 152 (voir en particulier la figure 3). Plus le degré de surfusion est important, plus la probabilité de cristallisation est importante. La rupture de surfusion peut donc se produire dans l'évaporateur comme on le voit sur la figure 3.7 au bout d'environ 120 minutes. Cette cristallisation entraîne une chute du débit d'eau et une augmentation de la température jusqu'à celle de fusion. Une procédure de dégivrage a donc été élaborée.

En considérant la rupture de surfusion adiabatique, on peut calculer la quantité de glace ou le débit de glace formée :

$$\dot{m}_{\text{glace}} = \frac{\dot{m}_{\text{eau}} \times c_{p_{\text{eau}}} \times \Delta T}{L_F} \quad (3.5)$$

Avec L_F la chaleur latente massique de fusion, ΔT le degré de surfusion, \dot{m}_{eau} le débit

massique de l'eau et cp_{eau} la capacité calorifique massique de l'eau.

L'enregistrement des températures et du débit d'eau au cours du temps permet avec l'équation 3.5 de calculer la quantité de glace produite (figures 3.8 et 3.9). On note des changements de pente correspondant au fait que lors d'une cristallisation dans l'échangeur, la procédure de dégivrage entraîne la fusion d'une partie de la glace stockée.

On voit sur la figure 3.8 que les essais peuvent être classés ainsi :

- Les essais avec pas ou peu de rupture de surfusion dans l'évaporateur. $\Delta T = 0,7$; $0,8$; $0,9$; $1,1$; $1,7$; $1,8$ K.
- Les essais instables avec un nombre important de ruptures de surfusion dans l'évaporateur. $\Delta T = 1,4$; $1,9$ et $2,0$ K.

Ces résultats montrent une augmentation de la fréquence des cristallisations à l'intérieur de l'échangeur quand le degré de surfusion augmente. Cependant, il est difficile de trouver le degré de surfusion idéal permettant une production de glace rapide et continue à cause du caractère aléatoire des ruptures de surfusion. L'essai avec $\Delta T = 1,8$ K a donné de très bons résultats alors que celui avec $\Delta T = 1,4$ K, où on a statistiquement moins de risque de cristallisation dans l'échangeur, a cristallisé trois fois en deux heures.

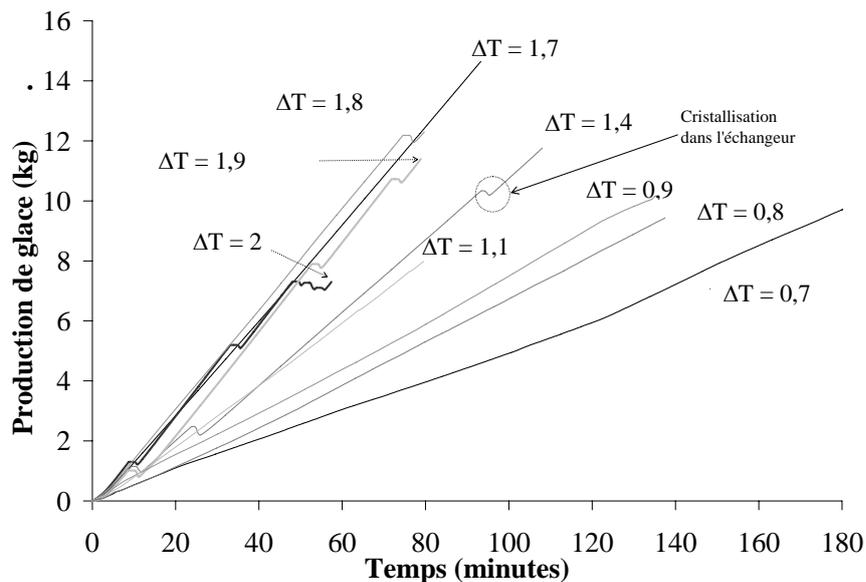


FIGURE 3.8 – Evolution de la quantité de glace stockée en fonction du temps. $\dot{m}_{eau} = 0,12$ kg s⁻¹ (Re = 2990), $T_{evap} = -3,0$ °C.

L'influence du débit et l'influence de la température d'évaporation ont été étudiées montrant qu'une augmentation du débit et un abaissement de la température d'évaporation entraînent plus de ruptures de surfusion au sein de l'échangeur (voir le paragraphe 4 de la publication Bédécarrats *et al.* (2010b) page 153). Les résultats prouvent la difficulté de maîtriser une installation où la surfusion est présente. Le caractère aléatoire de la rupture

de surfusion gêne la reproductibilité des résultats. Ceux correspondant à une production de glace pratiquement équivalente sont regroupés sur la figure 3.9.

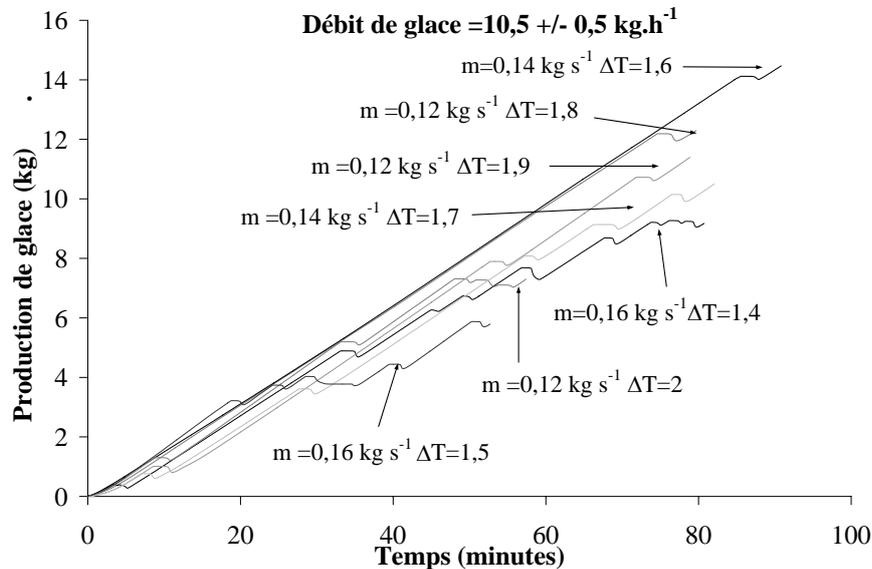


FIGURE 3.9 – Evolution temporelle de la quantité de glace stockée pour différents débits d'eau et degrés de surfusion. $T_{evap} = -3,5 \text{ }^\circ\text{C}$.

On peut tirer les conclusions suivantes :

- Il est impossible d'avoir un degré de surfusion supérieur à 2 K sans qu'il y ait de cristallisation dans l'échangeur.
- Un degré de surfusion de 1,6 K garantit un fonctionnement correct pour des débits jusqu'à $0,14 \text{ kg s}^{-1}$ ($Re = 3400$) avec une température d'évaporation de $-3,5 \text{ }^\circ\text{C}$.
- Il faut contrôler la température d'évaporation avec précision, une légère chute de cette température pouvant entraîner la cristallisation dans l'échangeur.
- La machine fonctionne avec de l'eau pure mais aussi des solutions aqueuses. On retrouve le même type de fonctionnement mais à des températures plus basses.

3.2.4 Modélisation du générateur

Les résultats expérimentaux ont montré que le principal inconvénient du générateur de glace par eau surfondue est l'éventuelle rupture de surfusion au sein de l'évaporateur.

Afin de nous aider dans la compréhension des phénomènes entraînant cette rupture de surfusion, une modélisation numérique de l'échangeur de chaleur produisant l'eau surfondue a été réalisée.

Les principales hypothèses simplificatrices de la modélisation sont les suivantes :

- Etude monodimensionnelle (1D) dans le sens de la longueur de l'échangeur.
- Le transfert thermique par conduction est négligé dans la direction axiale.
- La conduction dans les parois de cuivre de l'échangeur est négligée.
- L'eau liquide est considérée incompressible.
- L'évaporation du fluide frigorigène se fait à pression constante.
- Le fluide frigorigène est considéré comme un gaz parfait lorsqu'il est totalement en phase vapeur, comme un liquide incompressible lorsqu'il est totalement à l'état liquide.
- Il n'y a pas de variation de masse de fluide au sein de l'échangeur.
- L'échangeur est parfaitement isolé et donc considéré adiabatique.
- Les énergies cinétique et potentielle sont négligées.

Le premier principe de la thermodynamique (loi de conservation de l'énergie) en régime transitoire est écrit pour chaque élément de l'échangeur. Le système d'équations à résoudre est le suivant :

- Pour l'eau circulant dans l'espace annulaire entre le tube interne et le tube externe :

$$\frac{\partial U_e}{\partial t} = \alpha_{e,i} A_{e,i} (T_{p,i} - T_e) + \alpha_{e,ex} A_{e,ex} (T_{p,ex} - T_e) + \dot{m}_e (h_{e,e} - h_{e,s}) \quad (3.6)$$

- Pour le fluide frigorigène circulant dans le tube interne :

$$\frac{\partial U_f}{\partial t} = \alpha_f A_f (T_{p,i} - T_f) + \dot{m}_f (h_{f,e} - h_{f,s}) \quad (3.7)$$

- Pour le tube interne en cuivre séparant les deux fluides :

$$\frac{\partial U_{p,i}}{\partial t} = \alpha_f A_f (T_f - T_{p,i}) + \alpha_{e,i} A_{e,i} (T_e - T_{p,i}) \quad (3.8)$$

- Pour le tube externe en cuivre :

$$\frac{\partial U_{p,ex}}{\partial t} = \alpha_{e,ex} A_{e,ex} (T_e - T_{p,ex}) \quad (3.9)$$

Les notations sont répertoriées dans la nomenclature page 111.

L'échangeur est découpé suivant la longueur en plusieurs volumes de contrôle. On utilise une discrétisation de type schéma amont explicite.

Pour comparer les résultats de la simulation à ceux de l'expérience, il faut imposer des conditions initiales et aux limites correspondant aux conditions expérimentales.

La détermination des coefficients d'échange est détaillée dans le paragraphe 5.2. de la publication, [Bédécarrats et al. \(2010b\)](#), page 155. Le coefficient d'échange convectif α_e est donné par la corrélation de Petukhov et Roizen. Le coefficient de transfert en ébullition convective α_f est calculé par un modèle d'intensification ([Kandlikar, 1990](#)) considérant une

augmentation du coefficient de transfert en convection forcée en phase liquide α_l . L'expression générale de ce type de relation est :

$$\alpha_f = E \times \alpha_l \quad (3.10)$$

Le facteur d'intensification E représente le maximum entre le facteur d'intensification dans le régime d'ébullition nucléée et celui de l'ébullition convective. De plus, la géométrie en forme de spirale permet d'augmenter le coefficient d'échange thermique jusqu'à 30 % (Wongwises et Polsongkram, 2006) par rapport à un écoulement dans une conduite horizontale rectiligne. La corrélation 3.10 est donc multipliée par 1,3.

La comparaison entre le résultat du modèle et celui de l'expérience, représentée sur la figure 3.10, permet de valider la modélisation. Elle peut ensuite être utilisée pour voir l'influence des divers paramètres sur le refroidissement de l'eau.

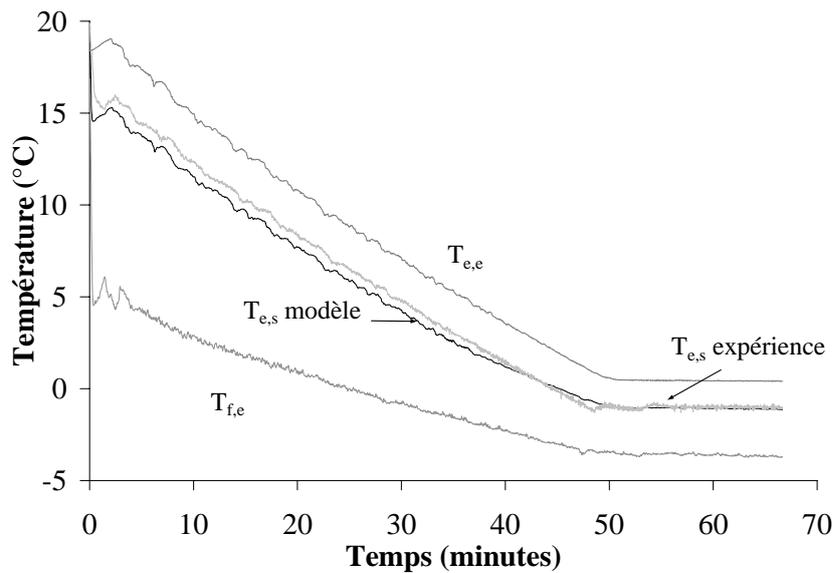


FIGURE 3.10 – Validation du modèle pour un débit de $\dot{m}_{eau} = 0,14 \text{ kg s}^{-1}$

La figure 3.11 montre par exemple l'influence de la température d'évaporation. On constate que l'écart entre la température de l'eau et la température de la paroi augmente lorsque la température d'évaporation diminue. Il faut cependant noter que dans la pratique, pour ces conditions expérimentales, descendre jusqu'à une température d'évaporation inférieure à $-4,5 \text{ °C}$ provoque systématiquement une cristallisation dans l'échangeur, la température de paroi étant inférieure à $-2,5 \text{ °C}$.

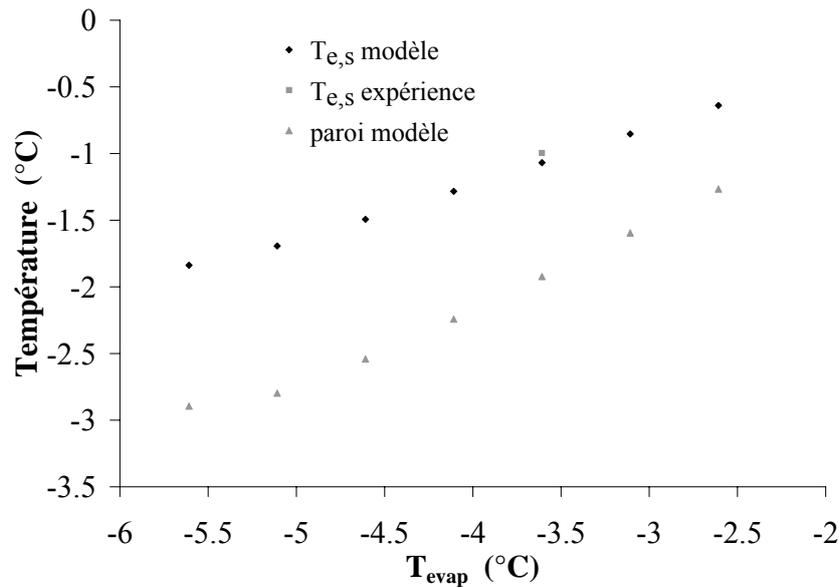


FIGURE 3.11 – Influence de la température d'évaporation pour un débit d'eau de $0,14 \text{ kg s}^{-1}$ et une température d'entrée de $0,5 \text{ °C}$

3.2.5 Conclusion

L'étude expérimentale du générateur de coulis de glace à partir d'eau surfondue a permis de déterminer les paramètres de fonctionnement. Un degré de surfusion de $1,6 \text{ K}$ garantit un fonctionnement correct pour des débits jusqu'à $0,14 \text{ kg s}^{-1}$ ($\text{Re} = 3400$) avec une température d'évaporation de $-3,5 \text{ °C}$.

La modélisation de l'échangeur nous permet de retrouver l'influence des paramètres sur le refroidissement de l'eau et peut constituer une aide au dimensionnement d'un générateur.

L'extension directe de ces résultats reste cependant délicate à une échelle industrielle, c'est-à-dire sur une installation réelle. Elle devra faire l'objet d'études spécifiques prenant en compte la géométrie du système, celle-ci pouvant créer localement une rupture de surfusion non souhaitée. Néanmoins, ce travail montre tout l'attrait d'une production de coulis de glace au moyen de la surfusion et la pertinence du modèle développé pour l'occasion.

3.3 Analyse des performances énergétiques d'une installation de coulis de glace

Peu d'études ont quantifié les avantages énergétiques et d'investissements d'une installation dans son intégralité, c'est-à-dire en considérant : la phase de production, de stockage, de

transport et d'utilisation. L'objectif est donc d'évaluer les performances de ce type d'installation à la fois en considérant tous les aspects technologiques cités précédemment et l'influence de chaque phase en considérant leur variabilité dans le temps. Ce travail a fait l'objet d'une thèse (El Abbassi, 2009) en co-tutelle avec l'Université de Tétouan (Maroc), qui était dirigée par Jean Castaing-Lasvignottes, Jean-Pierre Dumas et Abdelaziz Mimet.

Fort de mon expertise dans le domaine des coulis de glace acquise lors des travaux détaillés dans les paragraphes précédents, j'ai pu aider à la réalisation de certains objectifs de cette thèse. Ma participation dans ce travail a consisté à un rôle de conseil pour les parties hydrauliques et thermiques et à une forte implication pour la partie expérimentale de cette étude. Une partie du travail fait en commun a été valorisée dans la publication El Abbassi *et al.* (2010) insérée page 159.

Je reprends, dans ce paragraphe, certains points essentiels qui permettront ensuite d'évaluer les perspectives de recherche dans le domaine des coulis.

Devant la multitude des paramètres et des variables pouvant influencer cette évaluation, l'étude a été abordée par le biais d'une simulation numérique multi-échelle du système. Dans la mesure où nous disposons d'un banc d'essais (présenté dans le paragraphe 3.1.1) qui a fait l'objet de campagnes de mesures, les résultats obtenus numériquement sont comparés à ceux issus de l'expérience.

Le travail a commencé par une étude du réseau de distribution de froid. Pour cela un modèle de simulation a été développé où l'objectif était d'analyser l'intérêt énergétique de l'utilisation d'un fluide frigoporteur monophasique ou diphasique dans une installation de distribution de froid sans stockage (El Abbassi *et al.*, 2010). Le but est de distribuer un maximum d'énergie avec une consommation minimale pour le transport de celle-ci.

La figure 3.12 représente le procédé étudié. On s'intéresse en particulier à l'installation de distribution du froid (boucle de fluide frigoporteur). Ce procédé est destiné à absorber une quantité de chaleur à une température d'application T_{app} donnée.

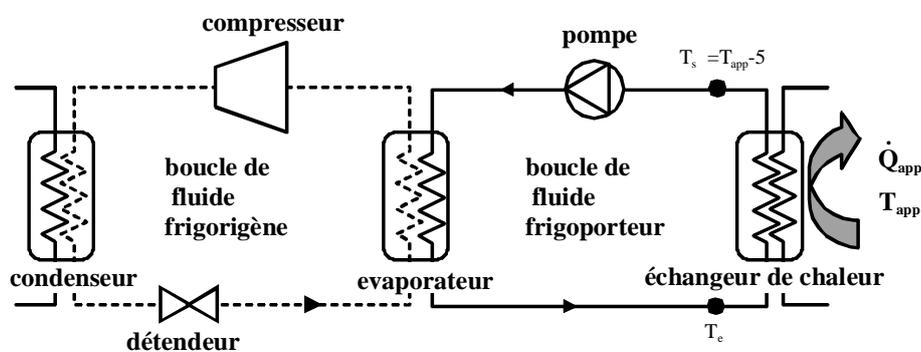


FIGURE 3.12 – Représentation schématique du procédé de production et de distribution du froid

Le mélange eau-éthanol a été choisi comme fluide frigoporteur dans le cas monophasique ou diphasique. La longueur de la boucle est considérée égale à 250 m. Le diamètre des tubes de cette boucle est adapté afin de garder une valeur de la vitesse du fluide frigoporteur égale à 1 ms^{-1} .

Pour quantifier la puissance absorbée par la pompe de distribution, nous avons pris en considération les pertes de charge des canalisations à l'entrée et à la sortie de l'échangeur de chaleur ainsi que celles liées aux deux échangeurs employés pour transférer la chaleur entre la boucle de production et l'application (voir le paragraphe 2.2. de la publication, [El Abbassi et al. \(2010\)](#), page 161).

Considérant, par exemple, une application dont la température T_{app} se situe à 5°C , conduisant à une température de sortie de l'échangeur T_s imposée à 0°C , nous avons évalué la température à l'entrée de l'échangeur pour un débit variable et une concentration massique initiale en éthanol de 5% pour une puissance d'application de 100 kW (figure 3.13).

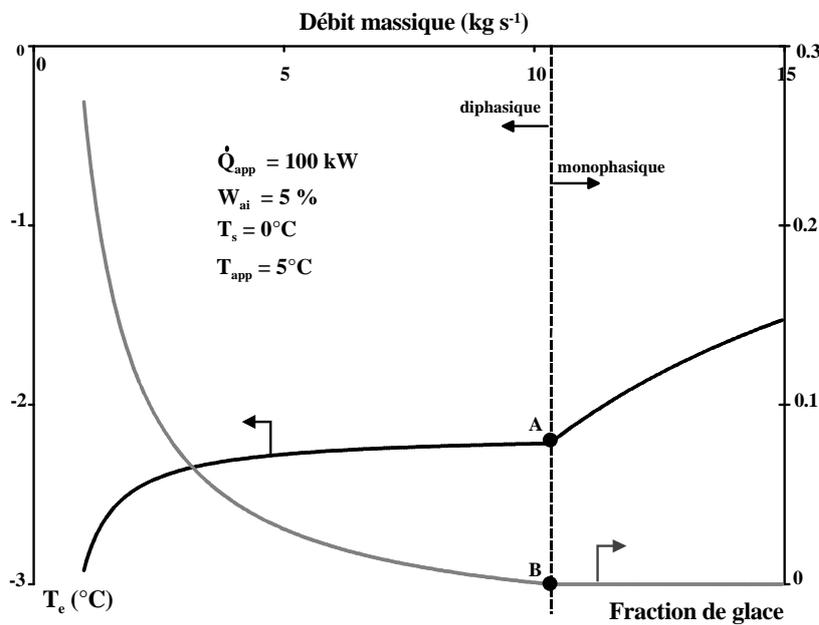


FIGURE 3.13 – Evolution de la température et de la fraction de la glace à l'entrée de l'échangeur en fonction du débit massique

L'observation de la figure 3.13 conduit à séparer chaque évolution en deux zones. Du côté droit (à débit massique élevé), le mélange eau-éthanol est monophasique. Ce débit massique élevé fait que la variation d'enthalpie massique du fluide aux bornes de l'échangeur est réduite et qu'elle peut être fournie par la chaleur sensible du fluide.

Au fur et à mesure que le débit diminue, la variation d'enthalpie demandée augmente. Le fluide frigoporteur commence donc à se refroidir à l'entrée de l'échangeur et les premiers cristaux de glace apparaissent au point B correspondant à la température d'équilibre liquide-solide de la solution (point A). Le coulis s'enrichit ensuite progressivement en cristaux. A

gauche de ce point, le mélange est donc diphasique, la seule solution pour fournir la puissance demandée étant d'utiliser la chaleur latente.

Au début de cette zone diphasique, l'évolution de la température est quasi-constante due à la présence de la glace dans le fluide frigoporteur et à sa relative faible proportion. Au contraire pour de faibles valeurs du débit, la quantité de glace nécessaire devient importante, atteignant des taux généralement incompatibles avec un pompage. En même temps, la température d'entrée du coulis devient de plus en plus basse. Ce comportement se retrouve quelque soit le coulis utilisé mais son intensité est directement liée à la température et à la concentration initiale d'éthanol dans l'eau.

Le choix d'une concentration initiale d'éthanol et le niveau de la température d'application impliquent une fraction de glace donnée dans le coulis. Cependant, cette quantité de glace ne doit pas dépasser les 30% dans le mélange pour pouvoir circuler dans l'installation.

Sur la figure 3.14, nous avons présenté l'évolution des pertes de charge dans la boucle et les niveaux de puissance de pompage nécessaires pour faire circuler le coulis de glace ou la solution monophasique dans le réseau de distribution.

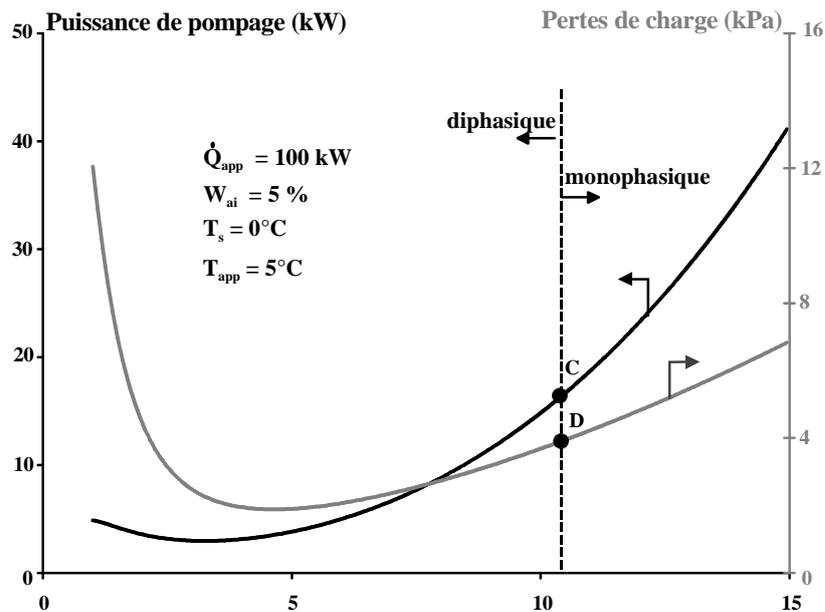


FIGURE 3.14 – Evolution de la puissance de pompage et des pertes de charge en fonction du débit massique.

Dans la zone monophasique, la diminution des pertes de charge avec la diminution du débit massique est due à la dépendance naturelle des pertes de charge avec le débit dans cette zone.

A gauche du point D (correspondant au début de la cristallisation), le fluide frigoporteur devient diphasique. Les pertes de charge continuent toujours à diminuer et semblent

passer par un minimum puis réaugmentent pour des faibles débits massiques à cause de l'augmentation de la viscosité liée à celle de la fraction de glace.

Suite à l'évolution des pertes de charge, la puissance de pompage passe également par un minimum (4 kg s^{-1} dans notre cas). Ceci démontre l'existence d'un optimum d'un point de vue énergétique quand on pompe le coulis de glace dans ce genre de boucle.

L'influence des divers paramètres (puissance d'application, température d'application, concentration initiale d'éthanol) a été mise en évidence dans la publication, [El Abbassi et al. \(2010\)](#), page 165. Les résultats montrent que la puissance de pompage est minimale systématiquement dans la zone diphasique (voir les figures 8 et 9 de la publication).

Pour faire une analyse plus complète des performances de l'installation, le comportement de la boucle de production (boucle de fluide frigorigène) a été étudiée expérimentalement et modélisée ([El Abbassi, 2009](#)). Le même travail a été réalisé au niveau du transfert de chaleur au sein des échangeurs situés sur de tels réseaux de froid.

3.4 Conclusion générale

La première partie de ce projet avait pour objectif de connaître le comportement thermique et hydraulique d'un fluide frigoporteur à changement de phase solide-liquide dans une boucle complète. Le fluide testé est composé d'un mélange d'une solution aqueuse d'éthanol et de particules de glace. L'ensemble des résultats devrait permettre de favoriser l'utilisation de ce type de fluide pour transporter et restituer le froid dans des systèmes à refroidissement indirect.

L'utilisation du mélange diphasique est caractérisée par l'étude des transferts thermiques pour différentes vitesses et différents taux de glace dans plusieurs échangeurs de géométries différentes.

L'analyse d'un fluide frigoporteur réel a été possible grâce à l'utilisation d'un échangeur de chaleur à surface raclée. Le mélange obtenu est une composition fine de particules de glace de 0,1 mm de diamètre en flottaison dans une solution eau-éthanol. Les études sur les échanges thermiques et les pertes de charge dans les différents échangeurs ont révélé que les résultats dépendent essentiellement du taux de glace moyen et de la vitesse de l'écoulement. Pour des pourcentages en glace relativement faibles, l'effet de la chaleur latente de fusion des particules de glace n'a que peu d'influence sur les échanges, et le mélange diphasique s'apparente à la solution monophasique tant au niveau des transferts thermiques qu'au niveau des pertes de charge. L'augmentation des coefficients d'échange n'a lieu qu'à partir d'un certain taux de glace mais est associée à une augmentation significative des pertes de charge. Une modification du régime au sein de l'écoulement a été mise en évidence avec un régime "laminaire" lorsque le taux de glace est le plus élevé, entraînant des échanges thermiques très bons, mais des pertes de charge élevées, passant à un régime "turbulent" lorsque les échanges thermiques et

les pertes de charges sont similaires à ceux obtenus avec la solution liquide. La transition entre ces deux régimes est marquée par une légère dépression caractérisée par un taux moyen critique de glace. Ce changement de régime est essentiellement dû à l'évolution de la viscosité du mélange diphasique.

La deuxième partie de ce projet a consisté à la conception et la mise au point d'un générateur de glace à eau surfondue. Ce travail a été réalisé dans le cadre d'une aide à l'innovation accordée par l'ANVAR. Les résultats obtenus ont montré qu'il est possible de produire de la glace avec un tel procédé. Cependant, la difficulté de maîtriser la surfusion et le caractère aléatoire de sa rupture a fortement ralenti la progression du développement de ce procédé. On connaît le fonctionnement et les limites du prototype. Il est très difficile de les extrapoler sur un générateur industriel. Pour passer au développement industriel, il faudrait définir les conditions de fonctionnement du générateur de glace à eau surfondue avec une marge de sécurité (éviter un givrage trop fréquent dans l'évaporateur). Un générateur industriel peut fonctionner mais il faudra auparavant réaliser toute une étude similaire à celle effectuée sur le prototype. Les industriels partenaires du contrat ANVAR n'ont pas souhaités s'engager dans la fabrication d'un générateur industriel.

Les études qui devaient déboucher sur la détermination des règles de dimensionnement et de fonctionnement d'un générateur industriel se sont malheureusement limitées à une tentative de la maîtrise de la surfusion rendue difficile par le caractère aléatoire de la cristallisation.

La dernière partie de ce projet consistait à déterminer les performances énergétiques d'une installation complète de coulis de glace. L'objectif étant ambitieux, tout n'a pas pu être réalisé. Cependant l'intérêt énergétique de l'utilisation d'un fluide frigoporteur diphasique dans une installation de distribution de froid sans stockage a été mis en évidence, le but étant de distribuer un maximum d'énergie avec une consommation minimale pour le transport de celle-ci. Les résultats montrent que la puissance de pompage est minimale systématiquement dans la zone diphasique.

Plusieurs études complémentaires, quant au transfert de chaleur au sein des échangeurs situés sur de tels réseaux de froid ainsi que leur comportement face au caractère instationnaire de la fusion de la glace, ont été réalisées.

Une meilleure gestion de l'utilisation des technologies de stockage et de transport de l'énergie est indispensable. Le chapitre suivant (chapitre 4 page 167) présentent des outils d'analyses thermodynamiques basées non seulement sur les notions énergétiques mais aussi exergétiques permettant une optimisation intéressante du fonctionnement des procédés.



ELSEVIER



www.iifir.org

available at www.sciencedirect.com



journal homepage: www.elsevier.com/locate/ijrefrig



Thermal and hydrodynamic considerations of ice slurry in heat exchangers

Jean-Pierre Bédécarrats*, Françoise Strub, Christophe Peuvel

Laboratoire de Thermique, Énergétique et Procédés, Equipe Énergétique, Université de Pau et des Pays de l'Adour, Avenue de l'Université, BP 1155, 64013 Pau Cedex, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 3 April 2008
 Received in revised form
 26 March 2009
 Accepted 9 April 2009
 Published online 22 April 2009

Keywords:

Ice slurry
 Experiment
 Heat transfer
 Pressure drop
 Heat exchanger

ABSTRACT

This article focuses on the behavior in heat exchangers of an ice slurry composed of fine ice particles inside an ethanol–water solution. The heat transfer and friction characteristics were studied in two double pipe heat exchangers, one with a smooth surface and another with an improved surface. Heat transfer coefficients and pressure drops were experimentally investigated for the slurry flowing in the internal tube with ice mass fractions ranging from 0 to 30% and with flow velocities between 0.3 and 1.9 m s⁻¹. For some flow velocities, the results showed that an increase in the ice fractions caused a change in the slurry flow structure influencing the evolution of the pressure drops and the heat transfer coefficients. Critical ice fraction values were determined corresponding to a change flow structure from laminar to turbulent motion revealed by the evolution of the friction factor.

© 2009 Elsevier Ltd and IIR. All rights reserved.

Aspects thermiques et hydrodynamiques des coulis de glace dans les échangeurs de chaleur

Mots clés : Coulis de glace ; Expérimentation ; Transfert de chaleur ; Chute de pression ; Échangeur de chaleur

1. Introduction

A constant effort is made to find alternatives to refrigerants which have ozone depletion potential or greenhouse warming potential. It inevitably leads to the so-called “natural” refrigerants or to alternative cooling technologies. These natural refrigerants are, by definition, substances which have no adverse effects on the ecological balance of our planet and are

part of the natural environment. Such substances which are practically available today are ammonia, hydrocarbons, air, carbon dioxide and water.

The other way to protect the environment is an alternative cooling technology consisting in the use of secondary refrigeration loops. This technology permits the minimization of the quantity of refrigerants in the installation using a secondary heat transfer fluid to transport the cold from the

* Corresponding author. Fax: +33 5 5940 7725.

E-mail address: jean-pierre.bedecarrats@univ-pau.fr (J.-P. Bédécarrats).
 0140-7007/\$ – see front matter © 2009 Elsevier Ltd and IIR. All rights reserved.
 doi:10.1016/j.ijrefrig.2009.04.002

Nomenclature

A	exchange area (m ²)
C	ice mass concentration
C _P	heat capacity (J kg ⁻¹ K ⁻¹)
d	diameter (m)
ΔP	pressure drop (Pa m ⁻¹)
DT _{LM}	log mean temperature difference
h	heat transfer coefficient (W m ⁻² K ⁻¹)
k	thermal conductivity (W m ⁻¹ K ⁻¹)
L	heat exchanger length (m)
\dot{m}	mass flow rate (kg s ⁻¹)
Pr	Prandtl number
q	heat flux (W)
R	thermal resistance (K W ⁻¹)

Re	Reynolds number
U	overall heat transfer coefficient (W m ⁻² K ⁻¹)
V	flow velocity (m s ⁻¹)
ρ	density (kg m ⁻³)
μ	dynamic viscosity (Pa s)

Subscripts:

cf	carrier fluid
i	inner tube
l	liquid
o	outer tube
t	tube
vol	volumetric
w	water

production to the utilization. These systems can be improved using ice slurries instead of traditional single phase secondary refrigerants (Kauffeld et al., 2005). Ice slurry is a mixture of an aqueous solution and fine ice crystals. Ice slurries can be used both for cold storage in place of chilled water and as a secondary refrigerant since, up to certain ice concentrations, they can be pumped directly through distribution piping and heat exchangers (Egolf and Kauffeld, 2005). However, for ice slurries to become more widely accepted, more engineering information is required on fluid flow and heat transfer characteristics (Egolf et al., 2005).

The hydrodynamic and heat transfer characteristics of ice slurry in different flows regimes are not well understood owing to the complexity of interactions between the ice particles. Ice particles in suspension flow might enhance or suppress the rate of heat transfer and turbulence depending on their size and concentration.

Many studies were carried out in order to determine the thermal performances or the hydraulic performances of ice slurries (Ben-Lakhdar et al., 1999; Bel and Lallemand, 1999; Guilpart et al., 1999; Kauffeld et al., 1999; Knodel et al., 2000; Jensen et al., 2000; Bellas et al., 2002; Stamatou and Kawaji, 2005; Lee et al., 2006; Niezgod-Zelasko, 2006; Niezgod-Zelasko and Zalewski, 2006a,b; Grozdek et al., 2009a,b).

Guilpart et al. (1999) measured heat transfer coefficient of ice slurry based on initial ethanol concentration of 11% in a 30 mm internal diameter, 0.5 m long, copper tube surrounded by a silicon heating resistance. The heat transfer coefficient was determined along the test section at each location of the tube measuring the heat flux, the bulk fluid temperature and the wall temperature on the outside of the tube assumed to be equal to inside tube wall temperature. They found that ice concentration increase implies strong heat coefficient exchange increase (multiplied by a factor greater than 4): from 450 Wm⁻² K⁻¹ for an ice concentration of 0.04–2000 Wm⁻² K⁻¹ for 0.3 for a flow rate of 0.1 kg s⁻¹. Complementary information is presented in the reference Ben-Lakhdar et al. (1999).

Jensen et al. (2000) reported on heat transfer coefficients performed on three pipes measuring 12, 16 and 20 mm in diameter. The ice slurry mixture was based on 10% ethanol aqueous solution with an ice fraction of 0–0.30 and with

a particle size of less than 0.2 mm. The velocity in the pipes was 0.5, 1.0 and 1.5 m/s. They report that the heat transfer coefficient increased with increasing ice fraction and velocity.

For the hydraulic performance, Jensen et al. (2000) as Bel and Lallemand (1999) found no change in pressure drop with varying ice fraction as long as the ice fraction was lower than 0.1–0.15 and an increase beyond.

Heat transfer measurements (Kauffeld et al., 1999) for ice slurries with water ethanol mixture and water potassium carbonate mixture show different heat transfer coefficient characteristics. For the water ethanol mixture with very small ice particles the heat transfer coefficient increases with rising ice concentration, whereas water potassium carbonate mixture with comparable larger ice crystals, the heat transfer coefficient degrades with increasing ice concentration.

Knodel et al. (2000) concluded that heat transfer coefficient decreased with increasing ice fraction. He explains this reduction by the fact that the flow transitioned from turbulent to laminar plug as the ice fraction increased. Heat transfer were experimentally investigated for ice-water slurries flowing turbulently in a 24.0 internal diameter, 4.596 m long, horizontal stainless tube with velocity which varies from 2.8 to 5.0 m s⁻¹.

Bellas et al. (2002) performed measurements on ice slurry (based on 5% propylene glycol aqueous solution) in a plate heat exchanger with an ice mass fraction between 0 and 0.25. The flow rate was between 1.0 and 3.7 m³ h⁻¹. By increasing the ice mass fraction from 0 to 0.20 the pressure drop increased by around 15% over the flow range. The overall heat transfer coefficient of the plate heat exchanger increased significantly with increasing flow rate. The variation of ice fraction did not appear to have any effect on the overall heat transfer coefficient.

Stamatou and Kawaji (2005) performed heat transfer measurements in vertical rectangular channels with varying heat flux. They found that the Nusselt number progressively increased with increasing ice fraction and wall heat flux. The Nusselt number was higher at the inlet of the heat transfer section and slowly decreased towards the exit. They also reported that the velocity near the wall was reduced when a heat flux was imposed. Their explanation is that the velocity reduction is due to the disappearance of ice crystals near the

heated wall. The velocity in the core is not affected by the imposed heat flux.

Lee et al. (2006) experimentally investigated the heat transfer characteristics for ice slurry made from 6.5% ethylene glycol–water solution flow in a 13.84 mm internal diameter, 1500 mm long horizontal copper tube. The ice slurry was heated by hot water circulated at the annulus gap of the test section. Experiments of the melting process were conducted with changing the ice slurry mass flux and the ice fraction from 800 to 3500 kg m⁻² s⁻¹ and 0–25%, respectively. During the experiment, it was found that the measured heat transfer rates increase with the mass flow rate and ice fraction; however, the effect of ice fraction appears not to be significant at high mass flow rate. At the region of low mass flow rates, a sharp increase in the heat transfer coefficient was observed when the ice fraction was more than 10%.

(Niezgoda-Zelasko (2006), Niezgoda-Zelasko and Zalewski, 2006a,b), and recently, (Grozdek et al., 2009a,b) present results of studies on pressure drop and heat transfer in ice slurry flows through horizontal tubes surrounded by an heating resistance. The secondary fluid was prepared by mixing ethanol and water to obtain initial alcohol concentration of about 10%. Generally, with higher ice mass fraction and velocity, they found that the heat transfer is enhanced and the pressure drop is high. The imposed heat flux has no or just minor influence on the heat transfer coefficient. Up to ice mass fraction between 10 and 15% the mean heat transfer coefficient shows only slight (laminar regime) or no increase (turbulent regime) in comparison to single phase flow. Beyond that ice mass fraction the heat transfer coefficient is increased significantly.

The obtained results indicate that the behavior of ice slurry depends on a number of parameters including the composition of the slurry, the flow rate, the ice fraction and the ice crystal size. However, the influence of these parameters is not fully characterized and there are no widely accepted

correlations for the calculation of heat transfer coefficients and pressure drop in heat exchangers (Ayel et al., 2003). To date, only very few investigations have been performed on both the fluid mechanics and heat transfer characteristics of ice slurries in real heat exchangers.

This paper reports a series of experiments conducted in order to investigate heat transfer and flow behavior of ice slurry in horizontal coaxial exchangers with the intention to contribute to the clarification of the contradicting results published to this date.

Studies have been conducted on an ethanol water ice slurry. Heat transfers and pressure drops are experimentally investigated ice slurry flowing in the internal tube of coaxial double pipe heat exchangers. Two types of internal tubes were studied one with a smooth surface and another with an improved surface. Only the pure counter flow arrangement is studied with water in the annulus (shell side). The heat transfer coefficients are determined from the measured flow rate and temperatures using the modified Wilson plot technique (Shah, 1990) for the single phase flow and the LMTD method for the two phase flow.

2. Experimental test facilities

The experimental setup mainly consists of the ice slurry production loop and the ice slurry transport and utilization loop. The ice slurry formation circuit represented in Fig. 1 is composed by a conventional scraped surface exchanger which generates ice slurry and a storage tank with a mixer to keep a homogeneous mixture. This generator produces fine ice crystals with diameters of about 0.1 mm.

The ice slurry transport and utilization circuit is represented in a schematic diagram in Fig. 2.

Two types of line coaxial heat exchangers were studied. One of them has the inner tube with a smooth surface and the

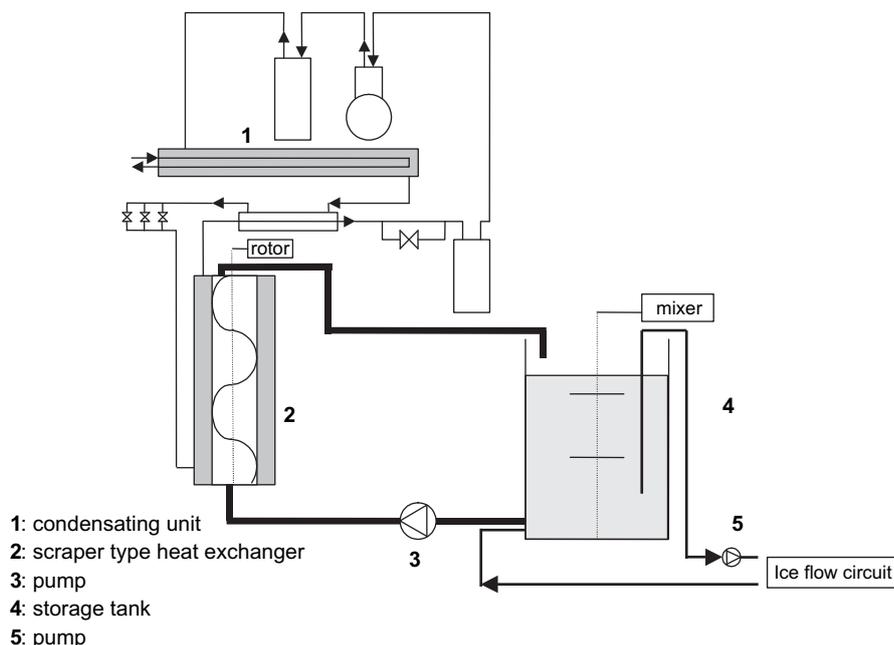


Fig. 1 – Ice slurry formation circuit.

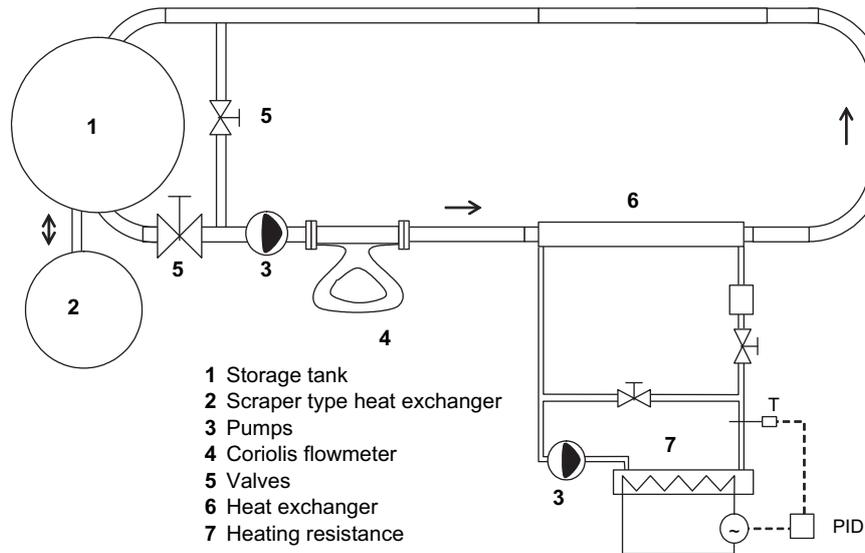


Fig. 2 – Schematic diagram of the experimental set-up.

other with an improved surface (corrugated tube). The corrugated tube is manufactured by cold rolling of the outer surface, which produces an internal spiral ridging similar to the external grooving. Fig. 3 shows a sketch of the studied corrugated tube. The tube is characterized by the original internal diameter d_i , also called envelope diameter, helical pitch p and corrugation height e . Roughness is defined by dimensionless corrugation height e/d_i . The roughness of the studied tube is 4.36×10^{-3} .

Each exchanger has an inner tube of 22 mm internal diameter, 2 m long. The outer tube is 33 mm internal diameter, 1.5 m long. The slurry flows in the internal tube and a monophasic fluid (hot water) flows inside the annular space. A PID regulator controls the heating of the water. The temperature is controlled with a precision of 0.1 °C. The flow rate of this hot water is measured by an electromagnetic flow meter with an accuracy of 1%.

The pipes and the heat exchanger are well insulated with insulating foam.

Ice slurry flow rate is delivered with a variable rotation speed volumetric pump. Ice slurry velocities from 0.3 to 1.9 m s⁻¹ can be obtained. The valves allow accurate flow regulation. A “Rosemount Micro Motion Elite 100” Coriolis type mass flow meter measures the mass flow rate \dot{m} , the density of the mixture ρ flowing throughout the test sections with the following accuracy: $\Delta\dot{m} = \pm 1 \text{ kg h}^{-1}$ and $\Delta\rho = \pm 0.5 \text{ kg m}^{-3}$.

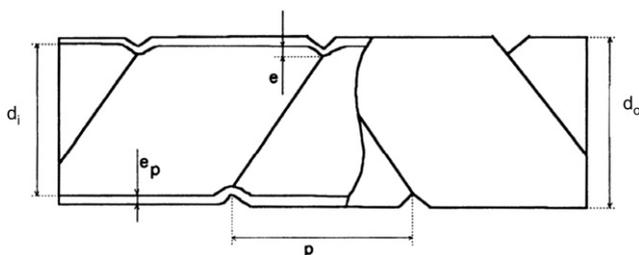


Fig. 3 – Sketch of the corrugated tube.

The ice mass concentration (ice mass fraction) C is given by the relation:

$$C = \frac{\rho_{ice}}{\rho} \left(\frac{\rho_{cf} - \rho}{\rho_{cf} - \rho_{ice}} \right) \quad (1)$$

where ρ_{cf} and ρ_{ice} are respectively the density of the carrier fluid and the density of the ice.

The ice concentration at the inlet and the outlet of the exchanger can also be calculated from the ice slurry measured temperature and the initial ethanol concentration according to the liquidus curve (Melinder and Granryd, 2001).

The major problem of this method is that liquid and solid phases may coexist in thermodynamic equilibrium during the temperature measurement. In order to guarantee the homogeneity of the temperatures, we designed a device of temperature measurement (Fig. 4). Two consecutive elbows ensure a quasi-homogeneous ice slurry composition when the temperature is measured. The temperature probe is inserted in a thermowell (8 mm diameter and 100 mm length). The fact of homogenizing the diphasic mixture during the temperature measurement supports the diffusion of water in the solution, and thus the establishment of thermodynamic equilibrium.

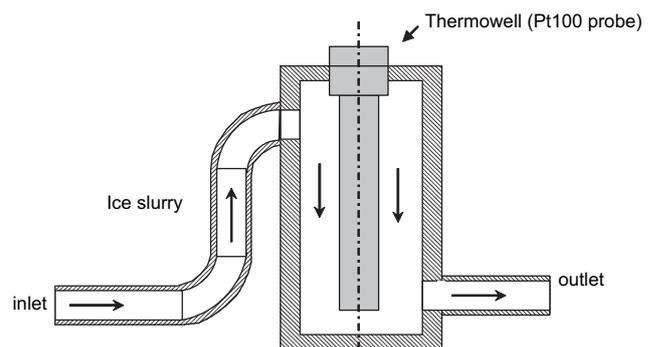


Fig. 4 – Device of temperature measurement of ice slurry.

The method of the temperature measurement and the method of the density measurement to determine the ice concentration present weak variations, with, by considering the fields of uncertainty, a maximum error of 5%. The design and the instrumentation of the loop support the presence of thermodynamic equilibrium, which allows us to use the method of the temperature which nevertheless will be validated regularly using the Coriolis flow meter.

The fluid temperatures are measured with Pt100 probes inside the homogenizing device located at the inlet and outlet of the exchanger. Temperature errors are usually less than 0.1 °C.

Pressure drops are measured using four differential pressure transducers (Druck) whose precision is 0.1% on the effective range (0–2 bar, 0–200, 0–20, 0–2 mbar). The geometry and the site of the pressure taps guaranty measurements of static pressure which correspond to fully developed flows.

All the temperature, pressure and flow rate sensors were connected to a PC based data acquisition system (Fluke Netdaq).

3. Experimental procedure

The heat transfer coefficients are measured using the modified Wilson plot Technique (Shah, 1990). Wilson (1915) proposed a graphical method of evaluating individual (film) heat transfer coefficients based upon measurements of overall coefficients.

The Wilson plot method constitutes a suitable technique to estimate the convection coefficients in a variety of convective heat transfer processes. This method avoids the direct measurement of the surface temperature and consequently the disturbance of the fluid flow and heat transfer introduced while attempting to measure those temperatures (Fernández-Seara et al., 2007).

The method is based on the overall resistance, $R_T = 1/UA$, being equal to the sum of the individual resistances, i.e.,

$$R_T = \frac{1}{U_o A_o} = \frac{1}{U_i A_i} = \sum R_j = R_i + R_w + R_d + R_o \quad (2)$$

where R_i is the inside film resistance, $(1/h_i A_i)$, R_w is the wall resistance, R_d the combined inside and outside fouling or scale (dirt) resistance, $(1/h_{di} A_i + 1/h_{do} A_o)$ and R_o the outside film resistance, $(1/h_o A_o)$.

The original Wilson method was designed to evaluate the convection coefficients in shell and tube condensers for the case of a vapor condensing on the outer surface and a liquid flowing inside the tube(s), but it can be applied with little error to other cases as long as some assumptions used for the case above are approximately true. This method relies on the observation that when one measures the quantity $(1/U_o A_o)$ at various flow rates of liquid in the tube, the changes in total resistance arise primarily from variations in the inside film resistance, $(1/h_i A_i)$. So the remaining thermal resistances are nearly constant: $R_o + R_d + R_w = \text{constant}$.

Wilson determined that for the case of fully developed turbulent liquid flow inside a circular tube, the convection coefficient was proportional to the velocity raised by a power which accounts for the property variations of the fluid and the

tube diameter. Thus, the convection coefficient could be written according to $h_i \approx a (V)^n$ with $a = \text{constant}$.

If changing linear velocity V has low incidence on the average inside temperature and on the properties μ , ρ , C_p and k . The effect of V on R_o is only indirect (through changing the average outside temperature slightly) and is generally negligible. The effect on R_w and R_d is negligible, thus:

$$1/U_o A_o \approx C_1 (V)^{-n} + C_2 \quad (3)$$

where C_1 and C_2 are “constants” (note, $C_2 = R_o + R_d + R_w$). This is a linear equation relating $(1/U_o A_o)$ to $(V)^{-n}$ with C_1 as slope and C_2 as intercept at $(V)^{-n} = 0$, i.e., as $V \rightarrow \infty$.

If $R_d \approx 0$ (clean tube), $R_o = 1/h_o A_o$, and thus h_o can be found from determining C_2 , since R_w can be calculated ($R_w = \frac{1}{2\pi k_i L} \ln(\frac{d_o}{d_i})$ in our case).

Once C_2 has been found, $R_i = R_T - C_2$ can be found for a given V value and $h_i = 1/R_i A_i$ at that V value can be calculated.

Thus, by measuring $(U_o A_o = q/DT_{LM})$ where DT_{LM} is the log mean temperature difference and q the heat flux) at various tube fluid velocities, one can construct a plot and from it determine h_i and h_o . Ideally, the linear velocity values (V) should cover a wide range.

Moreover, the exponent of the velocity in the general correlation equation considered for the convection coefficient of the fluid whose mass flow is changed should be assumed.

We consider that the evolution of the heat transfer coefficient in the tube is described by the Dittus–Boelter or Sieder–Tate Equations. From these equations it can be shown that $R_i = 1/h_i A_i$ is proportional to $V^{-0.8}$. So the value of the exponent n is 0.8.

We need to determine heat transfer correlations for both sides. For this case, we used a modified Wilson plot technique considering a similar correlation on the annular space but with the V exponent unknown. These modifications require a plot and an internal iterative scheme.

A complete range of tube side and annular side flow rate should be covered. So series of experiments consist in fixing the flow rate and the inlet temperature in the annular space and in measuring the flow rate, the inlet and outlet temperatures for the tube side and the outlet temperature for the annular space. Another series consist in fixing the flow rate and the inlet temperature in the tube side and in making some measures (flow rate and temperatures) in the annular side. The calculation of fluid properties was based on the average fluid temperature across each circuit of the heat exchanger.

The heat transfer coefficients are determined from the measured flow rate and temperatures using the modified Wilson plot technique for the single phase flows. When ice slurries circulate in the tube, we use the LMTD method to determine the overall heat transfer coefficient U and we calculate the inner heat transfer coefficient knowing the outer heat transfer coefficient with the previous Wilson method:

$$h_i = \frac{d_o}{d_i} \left[\frac{1}{U} - \frac{d_o}{2k_t} \ln \frac{d_o}{d_i} - \frac{1}{h_o} \right] \quad (4)$$

This procedure permits us to calculate the heat transfer coefficient in the slurry side without using thermal properties which are not very well known like k and C_p .

Note however, that use of logarithmic mean temperatures to account for stream-wise temperature changes implies the assumption of uniform heat transfer coefficients along the flow paths.

The experiments are performed using the following procedure. Initially, ice slurry is produced using the generator and stored in the storage tank. As the generator continues to produce ice, the ice fraction in the storage tank increases while the mixer inside the tank is operated. Once the percentage of ice fraction in the storage tank reaches the desired value (above 25%), the ice slurry generation is stopped and the mixer inside the tank continues to operate.

The hot water flows inside the annular space of the heat exchanger and the flow rate was adjusted to the desired value. The ice slurry flows in the tube with the desired flow rate. Depending on the flow rate, it takes between 20 and 60 min to melt all the ice in the loop from 30% ice fraction to zero in a single test. We measure the ice slurry density at the inlet of the exchanger, the inlet and outlet temperatures, and the pressure drop with a regular interval during the melting.

4. Experimental results

We only present the tube side heat transfer coefficients where the ice slurry is flowing. The pressure drops give some information about the hydraulic behavior. A diphasic water-ethanol mixture at a mass concentration of 10% ethanol is flowing in the experimental loop. The ice fraction is the average mass fraction inside the exchanger.

First, heat transfer tests were performed with only liquid (ethanol-water mixture) flowing in the tube of the exchanger with a smooth surface. The water which circulated inside the annulus was hotter than the liquid in the tube. The tube heat transfer coefficients are seen in Fig. 5 to compare favorably with the Colburn correlation equation: $Nu = 0.023 Re^{0.8} Pr^{1/3}$, validating the experimental method. This equation is valid for turbulent flow in relatively long smooth circular duct with $0.5 \leq Pr \leq 10$ and $10^4 \leq Re \leq 10^5$.

Fig. 6 shows the variation of the ice slurry pressure drop with ice mass concentrations for mass flow rates between 0.12

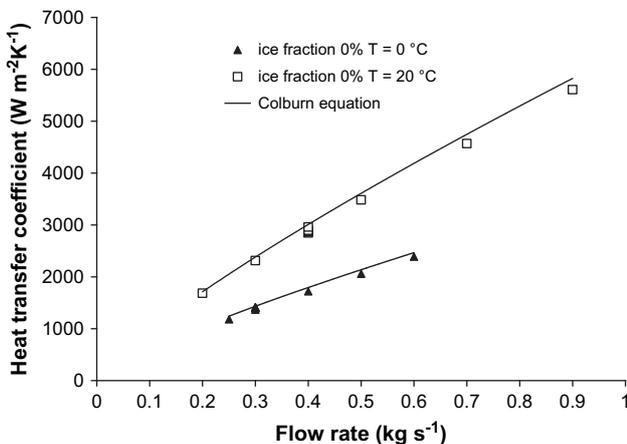


Fig. 5 – Experimental heat transfer coefficients versus flow rate for water-ethanol liquid mixture inside the smooth tube.

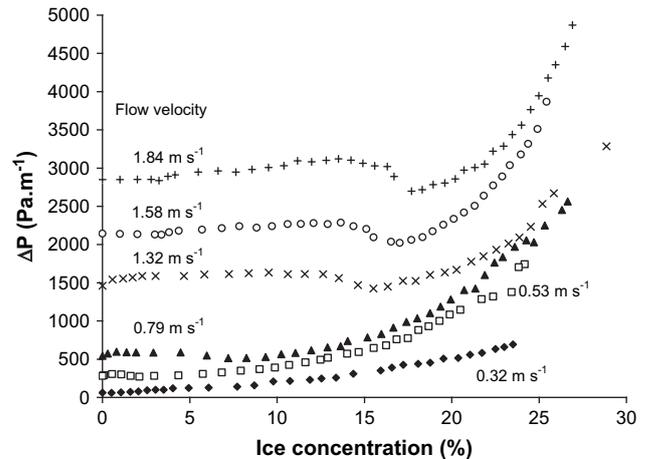


Fig. 6 – Experimental pressure drop versus ice mass concentration for different flow velocities for the smooth tube.

and 0.7 kg s^{-1} corresponding to velocities between 0.32 and 1.84 m s^{-1} . The inlet temperature of the hot water inside the annular space is at approximately 10°C . We note, with a constant flow velocity, a low increase in the pressure drop up to a critical ice concentration where the pressure drop decreases up to a minimum value and then increases more rapidly. This critical concentration depends on the flow velocity and increases between 3 and 18% when the velocity increases from 0.32 to 1.84 m s^{-1} . For example, for a flow velocity of 1.58 m s^{-1} , after the critical ice concentration of 17%, increasing the ice fraction from 17 to 25% produced an increase of 90% in the pressure drop. We can attribute the rapid rise in pressure drop to the increase in frictions of the ice particles on the inner wall of the tube.

When the ice fraction is weak, the pressure drops of the liquid-solid solution are equivalent to those given for a liquid solution. Frictions are thus primarily due to the liquid presence to the wall.

For the low flow velocity corresponding to 0.32 m s^{-1} , the evolution is different because there is no critical concentration where the pressure drop is minimum.

Ice slurry heat transfer results are presented in Fig. 7. An increase in the heat transfer coefficient with the increased ice fraction is observed but the evolution is the same as the pressure drop. We note a slight increase in the heat transfer coefficient up to a value (critical ice concentration) depending on the flow velocity where the coefficient decreases before a rapid increase. The obtained heat transfer coefficients approach similar values as those found by Grozdek et al. (2009a) with an inner tube of 21 mm surrounded by a heating resistance.

Heat transfer coefficient augmentation is found with the ice slurry compared to the liquid flowing at the same flow rate. The improvement of the heat transfer performance relative to a single phase fluid flow is mostly evident after the critical concentration.

Knowing the pressure drop ΔP versus the flow velocity, it is possible to calculate the fanning friction coefficient λ versus the Reynolds number where:

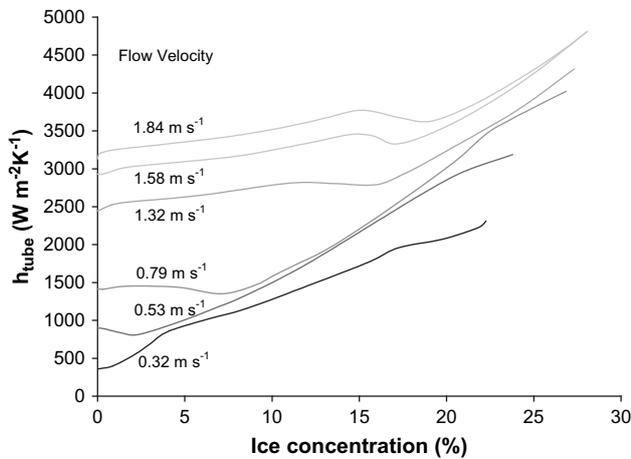


Fig. 7 – Experimental heat transfer coefficients for the smooth tube versus ice mass concentration for different flow velocities.

$$\lambda = \frac{\Delta P d_i}{\rho \frac{V^2}{2}} \quad (5)$$

and

$$Re = \frac{\rho V d_i}{\mu} \quad (6)$$

μ is the dynamic viscosity of the ice slurry calculated with the Thomas correlation:

$$\mu = \mu_{cf} (1 + 2.5C_{vol} + 10.05C_{vol}^2 + 0.00273 \exp(16.6C_{vol})) \quad (7)$$

where C_{vol} is the ice volumetric fraction and μ_{cf} is the viscosity of the liquid phase (carrier fluid).

The dependence of the fanning friction coefficient versus the Reynolds number for different flow rates is shown in Fig. 8. It is worthwhile to notice, that for a given flow velocity, the Reynolds number mainly increases because the decrease in the dynamic viscosity during the melting of the ice slurry. For a given flow velocity, a low value of the Reynolds number

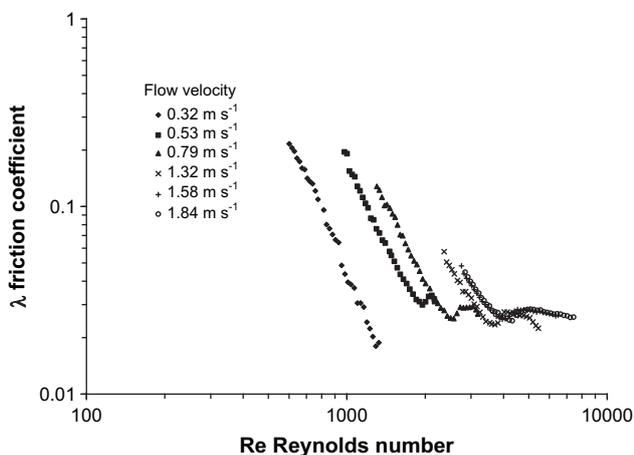


Fig. 8 – Experimental fanning friction coefficient versus Re for different flow velocities.

corresponds to a high ice concentration whereas a high Reynolds number corresponds to a monophasic slurry.

We can notice that the whole of the curves knows a similar evolution: a linear reduction for the low values of the Reynolds number, an intermediate stage during which the friction coefficient will increase abruptly, for finally stabilizing itself with a value identical to that obtained with the monophasic slurry, when Reynolds numbers are higher. At zero ice fraction, when the flow is turbulent, the friction coefficient value is almost the same as the theoretical friction factor based on the Blasius correlation. Out of this monophasic value, classical models for prediction of laminar friction factor (Poiseuille correlation) or of turbulent friction factor (Blasius correlation) for single phase flow in tubes, do not predict experimental results.

The non-monotone character of the evolution clearly shows that the laminar flow loses its stability. In the experiments this was reflected by variation of the pressure drops. For each flow velocity, it appeared a certain range of ice concentrations (near the critical ice concentration) for which the pressure readings fluctuated. This behavior was observed until the flow became turbulent. This effect allowed the determination of the zone describing the transition between the laminar and intermediate flow. It was observed that the loss of the laminar flow stability did not happen at constant values of the Reynolds number, but moved towards higher Re values with the increase in the flow velocity (Fig. 8). The laminar-intermediate flow transition was observed within the range of $1900 < Re < 4000$.

The part of the curves corresponding to a small Reynolds number is associated at the moment when the convective exchanges are the best and the ice fraction is high. The friction coefficient undergoes a very important reduction when the ice fraction in the flow decreases. The second part corresponding to a larger Reynolds number, represents the zone where the heat exchange and the pressure drop do not undergo practically any change in comparison with a monophasic solution. The fact of finding a high Reynolds number when the solution becomes completely monophasic justifies our experimental results, since with the used velocities, the flow for a liquid solution is fully turbulent with Reynolds numbers higher than 3000. On the other hand, it is interesting to note that the intermediate zone where the increase in the friction coefficient appears coincides perfectly with the zone where the change in the evolution of the curves representing the exchange coefficients and the pressure losses is present.

We can attribute the evolution of the pressure drops and the heat transfer coefficients to the modification of the flow patterns. For the flow velocities between 0.79 and 1.84 m s⁻¹, the flow is turbulent at zero ice fraction because the Reynolds number is higher than 2000. For the lowest flow velocities 0.32 and 0.53 m s⁻¹, the Reynolds number value shows a laminar or intermediate flow at zero ice fraction. For the flow velocities between 0.79 and 1.84 m s⁻¹, as the ice fraction increases, the turbulent flow decreases until the flow becomes laminar at ice fractions above the transition. For lowest flow velocities, the increase in ice fraction reinforces the laminar flow.

The increase in the heat transfer coefficient with ice fraction above the critical value can be explained by the fact that more particle wall interactions occurred with a high ice concentration.

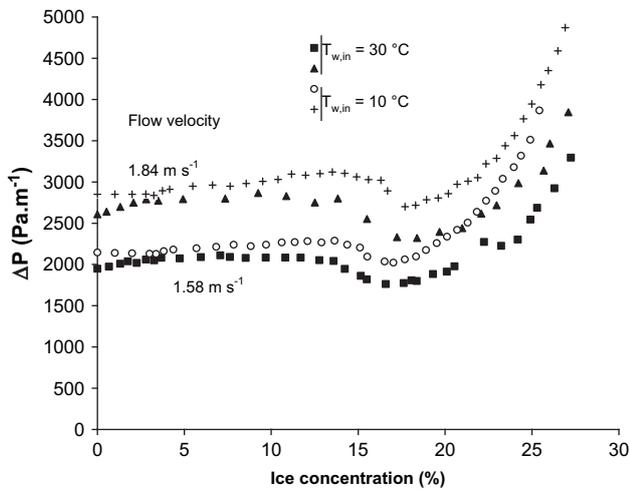


Fig. 9 – Experimental pressure drop versus ice concentration for different inlet hot water temperatures.

We are in the case of close contact melting where the melting process is more efficient. Close contact melting occurs when a heated surface and a solid phase change material (PCM) are pressed against each other while the solid is being melted. The resulting thin liquid layer that exists between the solid PCM and the heated plate is then continuously squeezed out by the force that presses them against each other (Lacroix, 2001). The interest for promoting direct contact melting lies in the fact that the heat flux across the thin melt layer is much higher than the heat transfer dominated by convection.

When the inlet temperature of the hot water inside the annular space is higher (30 °C), the behavior of the pressure drop with ice concentration is similar but with a slightly smaller pressure drop (Fig. 9). The pressure drops are smaller because the ice melts a bit more inside the exchanger.

The value of the heat transfer coefficient depends on the heat flux density and on the flow pattern (Fig. 10). When the water temperature inside the annular space is higher, the heat

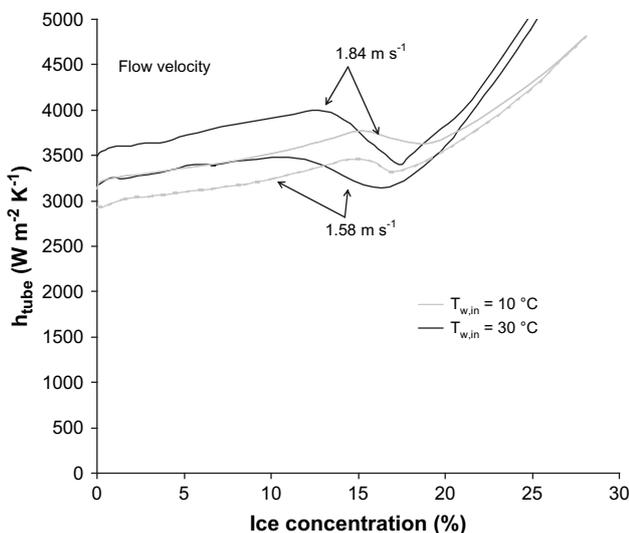


Fig. 10 – Experimental heat transfer coefficient versus ice concentration for different inlet hot water temperatures.

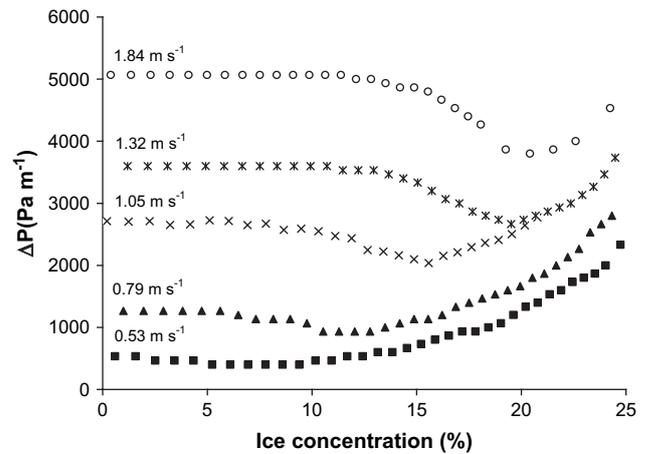


Fig. 11 – Experimental pressure drop versus ice concentration for different flow velocities. Corrugated tube.

transfer coefficient is higher but only in the laminar and turbulent zones. During the transition, its value is lower.

In the turbulent region, the values of the heat transfer coefficient are more strongly dependent on the flow velocity than on the ice fraction.

Except for the intermediate zone between the laminar and turbulent zones, the increase in heat transfer coefficient with increasing temperature of the water inside the annular space can be explained by higher tube wall temperature involving higher ice crystals melting. This melting disturbs the thermal boundary layer and therefore causes a decrease in temperature within the boundary layer.

On Figs. 11 and 12, are represented respectively the pressure drops and the heat transfer coefficients inside the corrugated tube when the ice slurry is melting.

We find the same type of results as with the smooth tubes. The results showed a reduction in pressure drop and heat transfer coefficient as the ice fraction decreased up to a critical

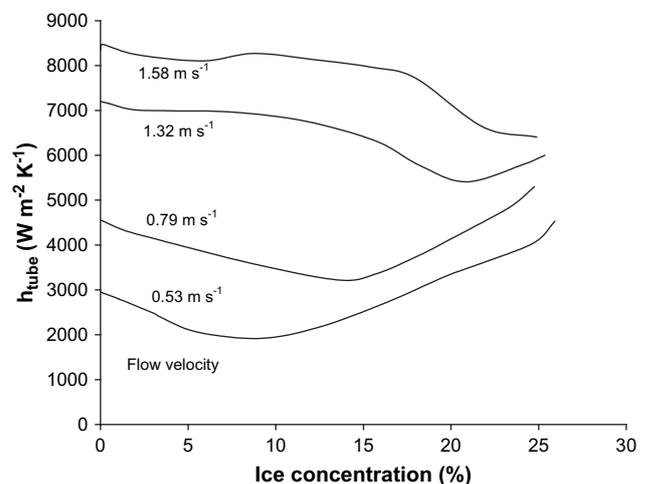


Fig. 12 – Experimental heat transfer coefficient versus ice concentration for different flow velocities. Corrugated tube.

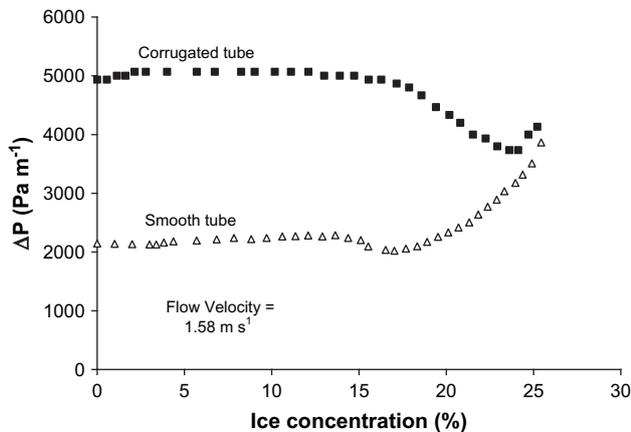


Fig. 13 – Experimental pressure drop versus ice concentration for the two heat exchangers.

ice concentration followed by a relatively constant pressure drop and heat transfer coefficient at lower ice fractions.

We notice initially that the corrugations strongly improve heat exchange between the ice slurry and water compared to the smooth tube. The heat transfer coefficients are higher but the pressure drops too (Figs. 13 and 14). We also notice that the critical value corresponding to the regime change is not the same as the smooth tube. Indeed for the same velocity the ice critical fraction is higher in the case of the corrugated tube. This means that the interval during which the heat transfer coefficient is identical, even lower than the coefficient in the case of a liquid solution, is larger.

For a smooth tube with ice concentration higher than 15% the heat transfer coefficient increases with the ice fraction, on the other hand in the case of the corrugated tube one needs ice fraction higher than 25% to improve heat exchange compared to the monophasic solution.

5. Discussions

As mentioned in the introduction, the results for the evolution of pressure drops and heat transfer coefficients of ice slurry

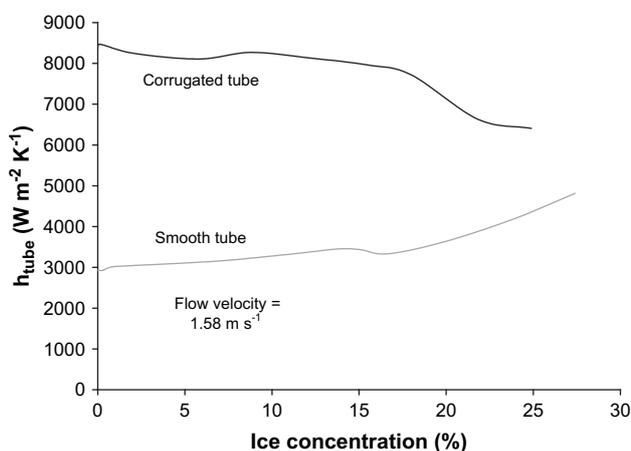


Fig. 14 – Experimental heat transfer coefficient versus ice concentration for the two heat exchangers.

flowing in heat exchangers were quite different according to several authors (Bédécarrats et al., 2003). So it is difficult to generalize a theory on the influence of these slurries.

We have found for the pressure drop and the heat transfer coefficient, a critical value of ice concentration corresponding to a transition between two different flow behaviors.

The pressure drops and the heat transfer coefficients remain almost constant up to a critical value where they decrease slightly and then increase rapidly at concentrations above this value. This evolution is caused by the decrease in the degree of turbulence associated with the increased slurry viscosity.

Our experiments confirmed the results obtained in the most recent studies (Lee et al., 2006; Niezgod-Zelasko and Zalewski, 2006a,b; Niezgod-Zelasko, 2006; Grozdek et al., 2009a,b). Lee et al. (2006) working on ice slurry made from ethylene glycol–water solution only determined the heat transfer coefficients in a double pipe heat exchanger where the inner diameter of the inner pipe is 13.84 mm. In the other studies, the heat transfer coefficients are determined measuring the flux density and the wall temperature. They found the same tendencies as us.

Niezgod-Zelasko (2006) and (Grozdek et al., 2009a,b) emphasized the transition from laminar into turbulent region and confirmed that the heat transfer coefficients are more significantly affected by the ice mass fraction in the laminar region than in the turbulent one.

Works in explaining these different behaviors are not entirely concluded. The shape of the ice particles in the slurry depends on the chiller technology used. The shape may vary between small spheres to flaky crystals or coarse, pebble shaped ice particles. The physical behavior of ice slurries, in particular those relative to pressure drops, depends on the shape of the ice particles. A study of ice crystal size and shape on heat exchange coefficients may be an interesting research way.

6. Conclusions

The objective of the present study was to investigate the coupled thermal and hydrodynamic behavior of ice slurry in heat exchangers.

The heat transfer and friction characteristics of an ice slurry formed from a 10% ethanol–water solution flowing in two heat exchangers were presented. The studied heat exchangers were constituted by a double horizontal pipe. One exchanger is realized with a smooth inner tube and the other with an inner corrugated tube. Only pure counter flow arrangement was studied for flow velocities between 0.3 and 1.8 m s⁻¹.

The results showed a reduction in pressure drop and heat transfer coefficient when the ice fraction decreased up to a critical ice concentration followed by a relatively constant pressure drop and heat transfer coefficient at lower ice fractions. This critical value depends on the velocity and decreases when the velocity decreases. This behavior is due to the laminarization of the flow that occurs in the tube at ice fractions greater than the transition.

The study of the pressure drops showed that the ice slurry behaves as a homogeneous mixture whose flow regime is

laminar, in the beginning of the test when the ice fraction is strongest. On the other hand once the critical ice fraction reached, the flow becomes turbulent.

The study of the corrugated tube confirmed the observations made on the smooth tube. The particular geometry of this exchanger caused the appearance of the turbulent flow, earlier during the melting tests. Heat exchanges and pressure drops are similar to those given with the monophasic solution, during a larger interval of ice fractions.

High velocity and high ice fraction support the presence of ice crystals in the liquid film near the heat transfer surface. This direct contact between the ice and the wall, supporting the heat transfer, is primarily ensured by the ice melting. On the other hand, the strong viscosity of the fluid generates very important pressure losses by friction. As the ice melts, the liquid film thickens and the presence of the ice particles in this area decreases. The heat exchanges undergo a reduction as well as the pressure drops. Once the critical ice fraction reaching, the ice particles are diffused within the flow and the liquid film near the exchanger wall becomes turbulent, the heat transfer coefficient and the pressure drops increase slightly, then the mode is established and the diphasic mixture is similar to the liquid solution in term of exchange coefficient and viscous friction to the wall.

This study contributes to the development of ice slurries in industrial sector. The use of ice slurry in coaxial heat exchangers appears a solution in the fields of air-conditioning or refrigeration. However, the advantage of functioning with a solid-liquid mixture to improve heat transfer coefficients is really evident with an ice fraction higher than a critical value depending on the flow velocity. But with these ice fractions, the pressure drops increases to a significant degree compared to a monophasic fluid.

The perspective of this study is to propose correlations using appropriate dimensionless group that could predict with good accuracy the heat transfer and pressure drop data. These correlations will be useful for the design of compact heat exchangers with ice slurry applications.

Acknowledgements

These studies were supported financially by OSEO (French innovation agency).

REFERENCES

- Ayel, V., Lottin, O., Peerhossaini, H., 2003. Rheology, flow behaviour and heat transfer of ice slurries: a review of the state of the art. *Int. J. Refrigeration* 26, 95–107.
- Bédécarrats, J.P., Strub, F., Peuvrel, C., Dumas, J.P., 2003. Heat transfer and pressure drop of ice slurry in a heat exchanger. In: *Proceedings of the 21st International Congress of Refrigeration*, Washington DC, USA.
- Bel, O., Lallemand, A., 1999. Etude d'un frigoporteur diphasique. 2: Analyse expérimentale du comportement thermique et rhéologique. *Int. J. Refrigeration* 22, 175–187.
- Bellas, J., Chaer, I., Tassou, S.A., 2002. Heat transfer and pressure drop of ice slurries in plate heat exchangers. *Appl. Therm. Eng* 22, 721–732.
- Ben-Lakhdar, M.A., Guilpart, J., Lallemand, A., 1999. Experimental study and calculation method of heat transfer coefficient when using ice slurries as secondary refrigerant. *Heat Technol* 17 (2), 49–55.
- Egolf, P., Kauffeld, M., 2005. From physical properties of ice slurries to industrial. *Int. J. Refrigeration* 28, 4–12.
- Egolf, P.W., Kitanovski, A., Ata-Caesar, D., Stamatou, E., Kawaji, M., Bedecarrats, J.P., Strub, F., 2005. Thermodynamics and heat transfer of ice slurry. *Int. J. Refrigeration* 28, 51–59.
- Fernández-Seara, J., Uhía, F.J., Sieres, J., Campo, A., 2007. A general review of the Wilson plot method and its modifications to determine convection coefficients in heat exchange devices. *Appl. Therm. Eng* 27 (17–18), 2745–2757.
- Grozdek, M., Khodabandeh, R., Lundqvist, P., Palm, B., Melinder, A., 2009a. Experimental investigation of ice slurry heat transfer in horizontal tube. *Int. J. of Refrigeration*. doi:10.1016/j.ijrefrig.2009.01.014.
- Grozdek, M., Khodabandeh, R., Lundqvist, P., 2009b. Experimental investigation of ice slurry flow pressure drop in horizontal tubes. *Exper. Thermal Fluid Sci.* 33, 357–370.
- Guilpart, J., Fournaison, L., Ben Lakhdar, M.A., Flick, D., Lallemand, A., 1999. Experimental study and calculation method of transport characteristics of ice slurries. In: *Proceedings of the First Workshop on Ice Slurries*, Yverdon-les-Bains, Switzerland, pp. 74–82.
- Jensen, E.N., Christensen, K.G., Hansen, T.M., Schneider, P., Kauffeld, M., 2000. Pressure drop and heat transfer with ice slurry, in: *Final Proceedings of the IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids at Purdue*, Ray W. Herrick Laboratories, West Lafayette, IN, 25–28 July 2000, pp. 572–580.
- Kauffeld, M., Christensen, K.G., Lund, S., Hansen, T.M., 1999. Experience with ice slurry, In: *Proceedings of the First Workshop on Ice Slurries*, Yverdon-les-Bains, Switzerland, pp. 42–73.
- Kauffeld, M., Kawaji, M., Egolf, P., 2005. *Handbooks on Ice Slurries – Fundamentals and Engineering – IIF/IIR International Institute of Refrigeration*, France.
- Knodel, B.D., France, D.M., Choi, U.S., Wambsgans, M.W., 2000. Heat transfer and pressure drop in ice-water slurries. *Appl. Therm. Eng* 20, 671–685.
- Lacroix, M., 2001. Contact melting of a phase change material inside a heated parallelepipedic capsule. *Energy Convers. Mgmt* 42, 35–47.
- Lee, D.W., Yoon, E.S., Joo, M.C., Sharma, A., 2006. Heat transfer characteristics of the ice slurry at melting process in a tube flow. *Int. J. Refrigeration* 29, 451–455.
- Melinder, A., Granryd, E., 2001. Using property values of aqueous solutions and ice to estimate ice concentrations and enthalpies of ice slurries. *Int. J. Refrigeration* 28, 13–19.
- Niezgoda-Zelasko, B., 2006. Heat transfer of ice slurry flows in tubes. *Int. J. Refrigeration* 29, 437–450.
- Niezgoda-Zelasko, B., Zalewski, B., 2006a. Momentum transfer of ice slurry flows in tubes, experimental investigations. *Int. J. Refrigeration* 29, 418–428.
- Niezgoda-Zelasko, B., Zalewski, B., 2006b. Momentum transfer of ice slurry flows in tubes, modelling. *Int. J. Refrigeration* 29, 429–436.
- Shah, R.K., 1990. Assessment of modified Wilson plot techniques for obtaining heat exchanger design data. In: *Proceedings of the 9th Int. Heat Transfer Conference*, Jerusalem, Israel, Vol. 5, pp. 51–56.
- Stamatou, E., Kawaji, M., 2005. Thermal and flow behavior of ice slurries in a vertical rectangular channel. Part II. Forced convective melting heat transfer. *Int. J. Heat Mass Transfer* 48, 3544–3559.
- Wilson, E.E., 1915. A basis for rational design of heat transfer apparatus. *Trans. ASME* 37, 47–70.

available at www.sciencedirect.comjournal homepage: www.elsevier.com/locate/ijrefrig

Ice slurry production using supercooling phenomenon

Jean-Pierre Bédécarrats*, Thomas David, Jean Castaing-Lasvignottes

Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés, Equipe Energétique, Avenue de l'Université, BP 1155, 64013 Pau Cedex, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 3 April 2008

Received in revised form

27 July 2009

Accepted 28 August 2009

Available online 6 September 2009

Keywords:

Ice slurry

Experiment

Process

Production

Aqueous solution

Supercooling

ABSTRACT

The studied ice slurry production consists in generating ice from a flow of supercooled water or aqueous solution. After leaving the evaporator of the refrigerating plant, the supercooled flow is physically disturbed in order to generate ice crystals. The influence of different parameters on the crystallization have been studied: the level of supercooling, the flow rate and the refrigerant temperature. The results have shown the difficulty to control a plant where the supercooling phenomenon is undergoing. The stochastic character of the crystallization interferes with the reproducibility of the results. However, the experiments showed that it is possible to find operating parameters with enough safety margin to avoid the crystallization inside the tube of the exchanger. A modelling of the evaporator was carried out in order to apprehend the physical phenomena and the risks of crystallization within the evaporator.

© 2009 Elsevier Ltd and IIR. All rights reserved.

Génération de coulis de glace à l'aide de phénomènes de surfusion

Mots clés : coulis de glace ; expérimentation ; procédé ; production ; solution aqueuse ; surfusion

1. Introduction

The use of secondary refrigerants in industrial and commercial refrigeration constitutes an alternative to limit greenhouse gas emissions with the objective of reducing the mass of refrigeration fluids. More indirect systems with secondary refrigeration loops are now installed. These systems can be improved using ice slurries instead of traditional single-phase secondary refrigerants (Kauffeld et al., 2005). Ice slurries consist of water solutions in which small ice crystals are present. Ice slurries can be used since, up to certain ice fractions, they can circulate directly through distribution pipings

and heat exchangers. For ice slurries to become more widely accepted, however, more engineering information is required on fluid flow and heat transfer characteristics but the key issue for using ice slurry is the reliable, energy efficient and cost effective production of the ice. Most of the commercial ice slurry generators can be classified into two categories depending on the mechanism of ice crystal nucleation: heterogeneous or homogeneous nucleation (Egolf and Kauffeld, 2005).

The most widespread system uses mechanical scrapers, brushes, helical screws or rotating rods in a special evaporator (double cylinder) and produces ice in a brine solution at

* Corresponding author. Fax: +33 (0)5 59 40 77 25.

E-mail address: jean-pierre.bedecarrats@univ-pau.fr (J.-P. Bédécarrats).
0140-7007/\$ – see front matter © 2009 Elsevier Ltd and IIR. All rights reserved.
doi:10.1016/j.ijrefrig.2009.08.012

Nomenclature

A	exchange area, m ²
Bo	boiling number
Co	convection number
c _p	heat capacity, J kg ⁻¹ K ⁻¹
d	diameter, m
D	coil diameter, m
E	intensification factor
F	fluid dependant parameter
Fr	Froude number
G	mass flux, kg m ⁻² s ⁻¹
h	specific enthalpy, J kg ⁻¹
k	thermal conductivity, W m ⁻¹ K ⁻¹
ℓ _F	latent heat of melting, J kg ⁻¹
ℓ _V	latent heat of vaporisation, J kg ⁻¹
ṁ	mass flow rate, kg s ⁻¹
q	wall flux, W m ⁻²
Nu	Nusselt number
Pr	Prandtl number
Re	Reynolds number
S	Cross sectional area, m ²
T	temperature, K or °C
t	time, s

U	internal energy, J
x	vapour quality

Greek symbols

α	heat transfer coefficient, W m ⁻² K ⁻¹
ρ	density, kg m ⁻³
ΔT	supercooling degree T _M – T, K

Subscripts

a	annular space
cb	convective boiling
h	hydraulic
i	inlet
in	internal
ex	external
l	liquid
M	melting
nb	nucleate boiling
o	outlet
R	refrigerant (evaporation)
S	ice
t	tube
w	water
v	vapour

various temperature ranges depending on the solution concentration. The solution flows in the inner tube and the primary refrigerant flows in the shell. Inside the tube, ice dendrites form on the wall and are subsequently mixed with the liquid by the mechanical scraper or the brush. However, scraped surface evaporators require high investment levels and have high maintenance costs.

One of the known methods for ice slurries production is the supercooling concept where a stream of water which is flowing into an evaporator is cooled by a few degrees below normal freezing point without crystallizing. After or before leaving the evaporator, the supercooled water flow is physically disturbed in order to generate ice crystals (Faucher et al., 1995; Kozawa et al., 2005). The advantage of this technique is to use simple technology without extra energy to operate.

Ice generator systems using the supercooled water method have been developed and introduced into air-conditioning systems by several companies in Japan (Kauffeld et al., 2005). But supercooling systems can be unstable in operation.

The objective of our investigation is to study the feasibility of a stable supercooled ice slurry generator.

After describing the prototype designed at the laboratory, the experimental results are presented making it possible to determine the operating parameters of the process. Afterwards, a modelling of the evaporator, carried out in order to apprehend the physical phenomena and the risks of crystallization within the evaporator, is exposed.

2. The supercooling phenomenon

Many substances do not crystallise at the melting temperature T_M (liquid–solid equilibrium) but at a lower temperature T.

This state corresponds to supercooling. The difference ΔT = T_M – T is called degree of supercooling. The most important parameter influencing supercooling is the sample size. ΔT increases when the sample size decreases. For example, for water, ΔT can reach 14 K with macrosamples a few cm³ in volume, but ΔT can reach 36 K with microsamples a few μm³ in volume (cloud, emulsion...). The supercooling degree can be reduced by addition of nucleation catalysts but not cancelled. Effect of nucleation agents on the freezing probability of supercooled water is well known (Bédécarrats et al., 1996). It is also possible to generate the freezing of the water by seeding with a small ice crystal as soon as its temperature is below 0 °C (Teraoka et al., 2002).

The main feature of crystallization is its stochastic character: samples that are apparently identical will not transform at the same temperature and at the same time during the cooling process. This fact is easily explained by the conventional theory of nucleation (Turnbull, 1956), which gives the probability of crystallization of a sample per unit of time. Nucleation theories explain that inside the liquid, the fluctuations create small aggregates which initiate the crystallization if they have a size greater than a critical value depending on the temperature. In fact, the critical value is different if the aggregate forms inside the liquid (homogeneous nucleation) or on the surface of solid particles as nucleating agents, or simply on the interface of the liquid and the container (heterogeneous nucleation). So it is theoretically confirmed that where the heterogeneous nucleation is concerned the crystallization occurs at a higher temperature.

Much research has been carried out on the solidification of supercooled water. For example, Saito and Okawa (1994) investigated the effect of the characteristics of the heat transfer surface on the freezing of supercooled pure water.

They selected surfaces such as silicone, Teflon, acryl, electrolytical polished copper, gold plated, nickel plated, buffed and porous copper. The results indicated that the probability of freezing at each degree of supercooling is highly dependant on the characteristic of the surface. They founded that the oxidation of a polished copper surface prevents the supercooled water from freezing on the surface.

Studying the crystallization of an aqueous solution (water-ethanol mixture) on different refrigerated surfaces of aluminium, Faucheux et al. (2006) showed that roughness has a strong influence on the supercooling phenomena, confirming the fact that the lower the roughness is, the higher the supercooling is.

Okawa and Saito (1998) investigated the effects of various external factors on the freezing of supercooled water. The collision of solid against solid, the friction of solid against solid and the application of electric charges cause the supercooled water to freeze. The probability of freezing depends upon the collision force, frequency of rubbing, its amplitude, the value of applied D.C. voltage, the size of the electrodes, the distance between two electrodes and the degree of supercooling. On the other hand, the authors found that convection generated by rotating bar or jet stream, vibration, and non-contacting shock have no or little effect on the freezing of supercooled water.

It is important to note that most of the known results on supercooling only relates to static substances (without flow) while in the studied ice slurry generator, the supercooled liquid is flowing.

Because of the randomness of the ice appearance, the same results cannot be obtained each time even from experiments having identical parameters. Hence the experiments were repeated many times.

3. Experimental facilities

The test plant shown in Fig. 1 permits the production of ice through supercooled water flowing inside a heat exchanger which is the main evaporator of the refrigerating machine.

The whole machine is a combination of two loops. The refrigerant one (in grey in Fig. 1) is composed of a compressor (1), an air cooled condenser (2), a throttling valve (3), two evaporators (4 and 5) and a liquid receiver (6). The refrigerant is R134a. This loop is in charge to cool down the water passing through the first evaporator. This latter is then the place where the water is supercooled. The second evaporator, heated by an external flow of water, is here to completely achieve the phase change of the refrigerant if it is necessary and to prevent from transferring liquid to the compressor.

The second loop (in black) of the machine is the supercooled water loop. As flowing through the main evaporator, the water is cooled down below the melting temperature. Thanks to the pump (9) and to gravity, the storage tank (8) receives the supercooled water falling from the main evaporator (4). The freezing of this supercooled water is produced when right operating conditions are reached after the outlet of the exchanger at the inlet of the tank. The ice slurry is stored into this tank. Most of the ice goes up to the top of the tank and we draw the water from the bottom with the pump. In this system, it is necessary to get ice-free water at the inlet of the exchanger.

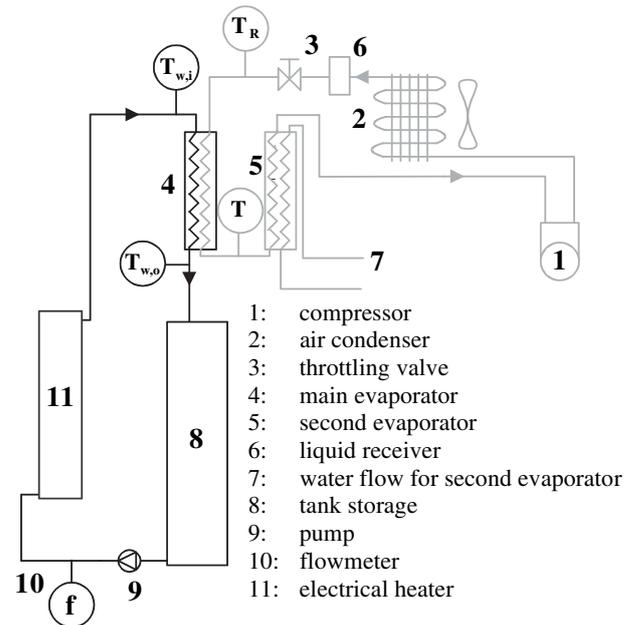


Fig. 1 – Schematic diagram of the experimental set-up.

An electrical heater associated to a temperature regulator enables to set the inlet temperature of water at a selected value of more than 0 °C to melt the remaining small ice crystals.

As can be seen in Fig. 1, different sensors are disposed on the pilot plant to measure: the mass flow rate of water in the supercooled loop by an electromagnetic flow meter with an accuracy of 1%; the inlet and outlet temperatures of the main evaporator; other temperatures on the plant (in the storage tank, on the refrigerant loop,...). The temperatures are controlled with an accuracy of 0.1 K. The supercooled flow rate is controlled by a variable rotation speed volumetric pump and values up to 20 l min⁻¹ can be obtained.

All the measurements are collected by a data acquisition system and then stored and visualized by a computer.

The main evaporator is a coaxial coil heat exchanger. The inner tube is 11 mm internal diameter and the outer tube is 17.5 mm internal diameter. The length of the tubes of thickness 0.7 mm is 5 m. The refrigerant flows in the internal tube and the water flows inside the annular space. The pipes and the heat exchanger are well insulated.

The refrigerant evaporation temperature is controlled with accuracy. The outlet condition must also be reasonable in order to have enough safety margin to avoid the anticipated breakdown of supercooling which is dominated by the lowest wall temperature of the heat transfer tubes.

We studied different methods to generate the freezing of the supercooled water. The first consists in physically disturbing the supercooled water flow at the exit of the exchanger by means of different plates. We studied the type of the mechanical impact. This method does not give very reproducible results.

We evaluated the effect of ultrasonic irradiation, which is a promising way of controlling the supercooling phenomenon. The ultrasonic vibration is effective for controlling the freezing temperature of water.

Another method to generate crystallization is the shock of supercooled water into supercooled water. When the water flows at a supercooled temperature for a long time, the temperature of the water filling the tank decreases. When this reserve of water reaches a temperature slightly lower than 0 °C (supercooled state), the shock of the flow exiting from the exchanger with this water causes crystallization in the tank. We noted that this crystallization is favoured when the supercooled water stream is not in direct contact with the water in the tank but flows along the wall of the tank.

At last, it is possible to generate the freezing of the supercooled water by seeding with a small ice crystal. In most of the tests presented hereafter, the crystallization occurred by seeding.

4. Experimental results

We examined experimentally the heat transfer characteristics of the exchanger and the stability of the supercooling water flowing inside it, and then clarified the effect of different parameters on the ice production from supercooling water (David, 2007; Castaing-Lasvignottes et al., 2006).

Because of the statistical nature of the ice appearance, the experiment for each case was repeated many times.

Fig. 2 represents the evolution of the temperatures and the flow rate during a standard test using tap water. $T_{w,i}$ is the inlet water temperature of the exchanger, T_R the inlet refrigerant temperature of the exchanger (corresponding to the evaporation temperature) and $T_{w,o}$ the outlet water temperature of the exchanger (supercooled water).

A test is composed of two phases: the cooling phase to bring water to the desired supercooled state and the phase during which the supercooling degree remains constant ($\Delta T = 1.2$ K in this test) and where the ice is produced inside the tank.

When the outlet temperature of water $T_{w,o}$, becomes lower than the melting point, the supercooled state is present at the inlet of the tank in which crystallization can be caused. For that, we use the most effective method of seeding by a crystal of ice. If only water is used, because of presence of ice in the

tank, its temperature remains constant and equal to the melting point of water. The water temperature at the bottom of the tank is then 0 °C.

In order to observe the influence of the supercooling degree, the inlet water temperature $T_{w,i}$ is maintained to a positive constant selected value by the heater. The reached supercooling degree depends on various parameters: the flow rate of water, the evaporation temperature of the refrigerant, the power provided by the heater.

As we pointed out, a supercooled liquid is in a metastable state and the supercooling breakdown can take place with a stochastic character. The more important this supercooling degree is, the higher the probability of crystallization is.

During the test presented in Fig. 2, a supercooling breakdown occurs inside the evaporator after approximately 120 min, bringing about the forming of a quantity of ice proportional to the supercooling degree. This crystallization involves a decrease of the mass flow rate corresponding to the increase of the pressure drop in the exchanger. All the energy which is absorbed by the refrigerant tends to increase the quantity of ice in the exchanger. If the refrigerating machine is not stopped, the quantity of ice in the exchanger increases until the process is blocked. A procedure enables to avoid the complete blockage of the process and consists in stopping immediately the compressor of the refrigerating machine. When the outlet temperature of the exchanger is again positive, the compressor starts up and the procedure of ice production can continue inside the tank.

The stochastic character of the crystallization is seen on Fig. 3. For a test (in black), only one crystallization took place in the exchanger at approximately 2 h after the beginning. For the other test (in grey) carried out under exactly the same conditions, several crystallizations took place during the same period. This randomness does not facilitate the determination of the optimum parameters of the generator performance. For each value of the parameters, several tests are necessary.

The quantity of ice produced in the storage tank can be calculated. Considering that the beginning of the crystallization is adiabatic, the mass of the ice appearing per unit time is

$$\dot{m}_S = \frac{\dot{m}_w c_{p,l} \Delta T}{\ell_F} \quad (1)$$

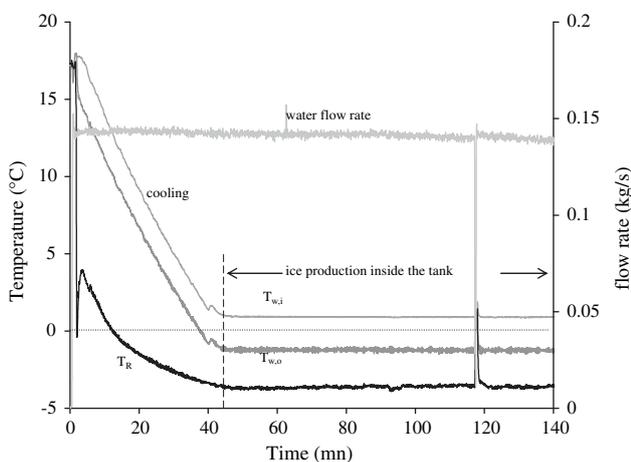


Fig. 2 – Temperature and flow rate evolutions versus time at the main evaporator $\Delta T = 1.2$ K $T_R = -3.65$ °C.

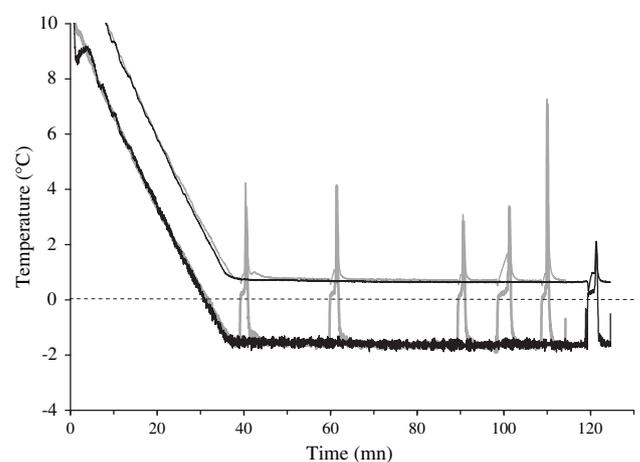


Fig. 3 – Temperature evolutions versus time at the main evaporator $\dot{m}_w = 0.14$ kg s⁻¹ $\Delta T = 1.6$ K $T_R = -3.5$ °C.

where \dot{m}_w is the mass flow of the supercooled water, $c_{p,l}$ is the specific heat of the liquid water, ℓ_F the latent heat of melting and ΔT the supercooling degree. The produced ice fraction depends on the level of supercooling of the liquid leaving the exchanger and increases by approximately 1.26% ($c_{p,l}/\ell_F$) per supercooling degree.

The recording of the water temperatures and flow rate allows with equation (1) to calculate the produced quantity of ice. The ice production evolution versus time is a constant slope if the mass flow rate and the supercooling degree are constant. When the procedure aiming at eliminating the ice formed inside the evaporator is engaged, it involves the melting of a small fraction of the stored ice. On the ice production curves, this reduction in the quantity of stored ice appears in the form of a break of the slope.

The objective is to present operating limits for industrial ice slurry generators. A maximum of two crystallizations per hour inside the evaporator is accepted.

4.1. Influence of the supercooling degree

On Fig. 4, is represented the evolution of the ice production according to time for different supercooling degrees, the flow and the evaporation temperature being constant. The breaks on the level of the curves correspond to crystallization inside the evaporator.

The tests can be separated in two groups:

- Tests with no or little crystallization in the evaporator. $\Delta T = 0.7, 0.8, 0.9, 1.1, 1.7, 1.8$ K.
- Tests with a significant number of crystallizations in the evaporator. $\Delta T = 1.4, 1.9$ and 2.0 K.

These results show an increase in the frequency of crystallizations inside the exchanger when the supercooling degree rises.

These graphs show the difficulty to find the ideal supercooling degree for a rapid and continuous ice production. The test with a supercooling degree of 1.7 gave very good results whereas that at 1.4 , with statistically less risk of crystallization

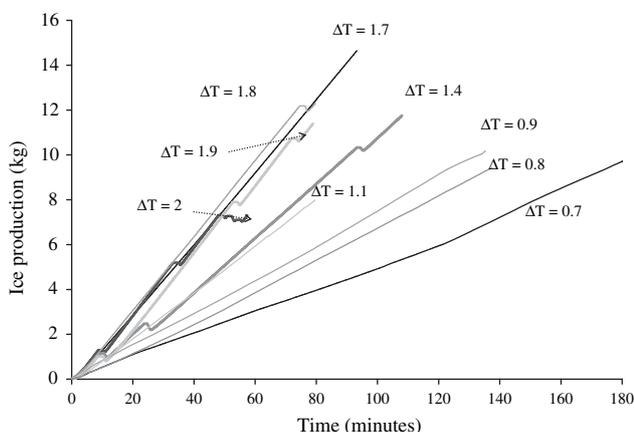


Fig. 4 – Ice production versus time at the main evaporator for several supercooling degrees
 $\dot{m}_w = 0.12 \text{ kg s}^{-1}$ ($Re = 2990$), $T_R = -3.0 \text{ }^\circ\text{C}$.

in the exchanger, crystallized three times in 2 h. However, it is experimentally shown that:

- The maximal supercooling degree is 2 K but blockings are very frequent at this temperature.
- For a supercooling degree lower than 1.2 K, no blockage occurs but the ice production is slower.
- For degrees ranging between 1.3 and 1.9 K, the blockage is regular but its frequency remains acceptable (lower than 2 per hour).

4.2. Influence of the supercooled water flow rate

We tried to evidence the influence of the water flow on the supercooling phenomenon.

The presented results on Figs. 4–7 were performed with supercooled water flow rates ranging from 0.12 to 0.18 kg s^{-1} . For these flow rates, the Reynolds number varies between 2900 and 4500 . We found that the supercooling degree increases when the flow rate is low. But we calculated that it is preferable to have a high flow rate to produce more ice.

When the flow rate increases, the number of blockages significantly increases for the same supercooling degree. Indeed, the flow pattern influences crystallizations. By increasing the flow rate, the regime becomes turbulent. The largest supercooling degree corresponding to a good functioning (weak blockage frequency) is approximately 1.8 K for a flow rate of 0.12 kg s^{-1} but is 0.9 K for a flow rate of 0.18 kg s^{-1} . By retaining only the results corresponding to a correct operation, the couple flow rate – supercooling degree allowing the fastest ice production is evidence. It is for a flow of 0.14 kg s^{-1} and a supercooling degree of 1.6 K that the operation of this generator seems optimal.

4.3. Influence of the evaporation temperature

Figs. 8 and 9 show the influence of the evaporation temperature on the probability of crystallization. With a flow rate of 0.14 kg s^{-1} , the tests carried out with a low evaporation

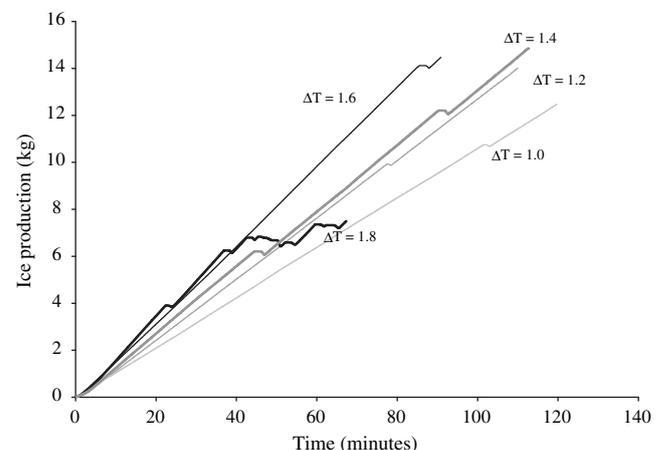


Fig. 5 – Ice production versus time at the main evaporator for several supercooling degrees
 $\dot{m}_w = 0.14 \text{ kg s}^{-1}$ ($Re = 3400$), $T_R = -3.5 \text{ }^\circ\text{C}$.

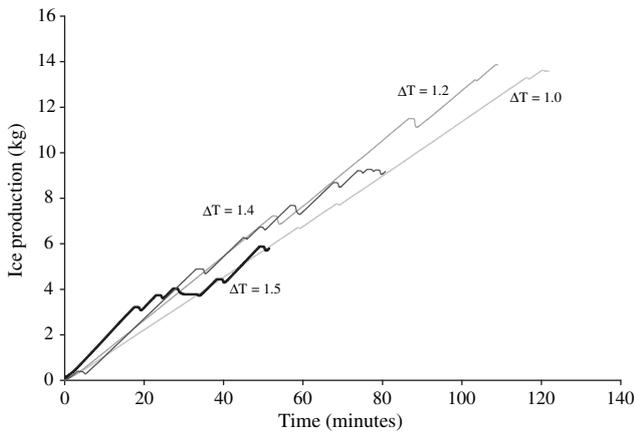


Fig. 6 – Ice production versus time at the main evaporator for several supercooling degrees
 $\dot{m}_w = 0.16 \text{ kg s}^{-1}$ ($Re = 3900$), $T_R = -3.5 \text{ }^\circ\text{C}$.

temperature have a higher number of crystallizations inside the exchanger, although the supercooling degree is weaker. We note the same phenomenon with the flow rate of 0.16 kg s^{-1} . The fact of having a low evaporation temperature involves an even colder place on water side, on the side of the wall of exchange, and it is at this coldest place that crystallization begins. It is necessary to control the temperature of evaporation with precision, a light fall of this temperature being able to involve crystallization in the exchanger.

The results prove the difficulty in controlling an installation where supercooling is present. The randomness of the supercooling breakdown obstructs the reproducibility of the results. Those corresponding to a production of practically equivalent ice are gathered on Fig. 10. These results show the difficulty to have a supercooling degree higher than 2 K without crystallization in the exchanger. The optimal ice generation guarantying a correct operation corresponds to a supercooling degree of 1.6 K for a flow of 0.14 kg s^{-1} ($Re = 3400$) with a temperature of evaporation of $-3.5 \text{ }^\circ\text{C}$.

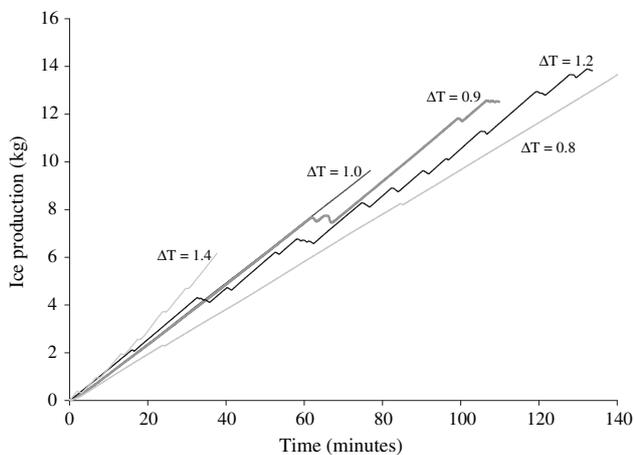


Fig. 7 – Ice production versus time at the main evaporator for several supercooling degrees,
 $\dot{m}_w = 0.18 \text{ kg s}^{-1}$ ($Re = 4350$), $T_R = -3.8 \text{ }^\circ\text{C}$.

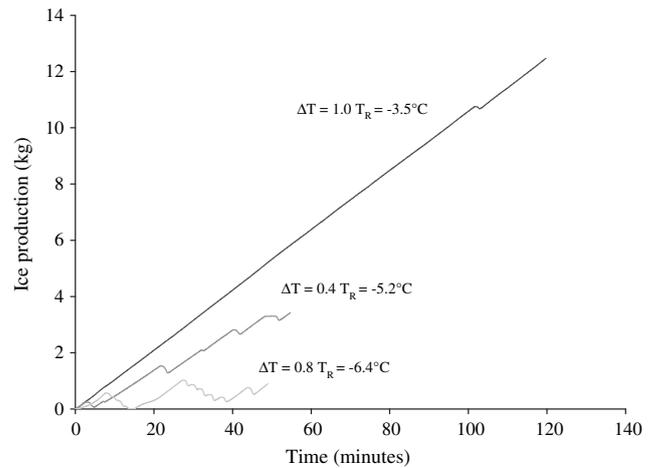


Fig. 8 – Ice production versus time at the main evaporator for $\dot{m}_w = 0.14 \text{ kg s}^{-1}$.

It is interesting to note that the generator functions with tap water but also with aqueous solutions. The generator was tested with water–ethanol solutions with various concentrations. The formed ice has a different aspect from the one obtained with pure water (tap water without additive). However the same tendencies can be found as with pure water for the correct operation of the generator. The functioning is relatively stable for flows between 0.12 kg s^{-1} and 0.14 kg s^{-1} up to a supercooling of 1.5 K. Beyond these flow rates and this supercooling, blockings in the exchanger highly increase, penalising the production of ice in the tank.

5. Modelling

The experimental results showed that the principal disadvantage of the ice production by supercooled water is the possible crystallization within the evaporator.

In order to help us in the comprehension of the phenomena involving this supercooling breakdown, a numerical modelling of the heat exchanger producing supercooled water was

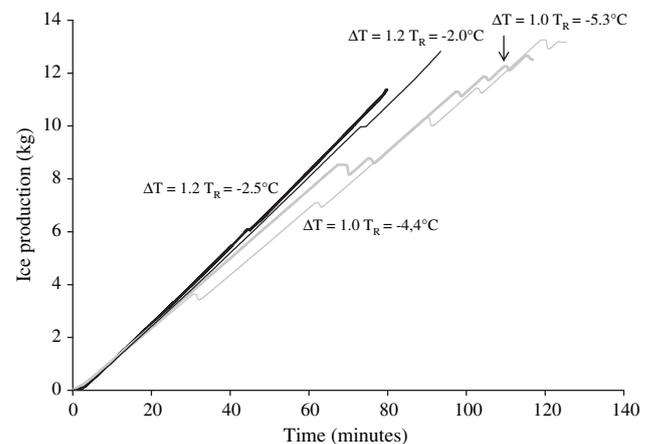


Fig. 9 – Ice production versus time at the main evaporator for $\dot{m}_w = 0.16 \text{ kg s}^{-1}$.

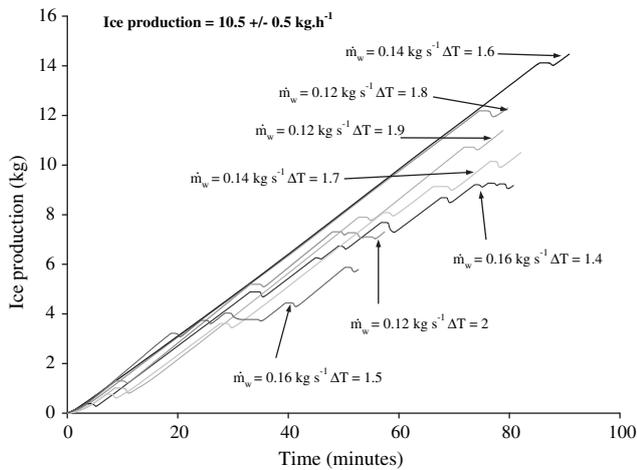


Fig. 10 – Ice production versus time at the main evaporator for different flow rates and supercooling degrees.

$T_R = -3.5\text{ °C}$.

carried out. Because of the stochastic character of the crystallization of supercooled water and the fact that the probability of crystallization is not easy to determine experimentally, only the cooling process without crystallization is modeled. The knowledge of this process permits to understand why crystallization can occur inside the exchanger.

5.1. Principle of modelling and assumptions

The principal simplifying assumptions of modelling are as follows:

- Monodimensional study in the direction of the length of the exchanger.
- Heat transfer by conduction is neglected in the axial direction.
- Conduction in the copper walls of the exchanger is neglected. Indeed, copper having a high thermal conductivity (approximately $400\text{ W m}^{-1}\text{ K}^{-1}$) and the thickness of the walls being low, the resulting thermal resistance is negligible in comparison with that of the convective heat transfer coefficients.
- Water is considered as incompressible liquid.
- The refrigerant is considered in its gas phase as an ideal gas (superheating region of the evaporator) and in its liquid phase as an incompressible liquid. During the phase change, quality x (local vapour fraction) is introduced.
- There is no variation of mass of refrigerant within the exchanger.
- The evaporation of the refrigerant is done at constant pressure.
- The exchanger is insulated and thus considered perfectly adiabatic.
- Kinetic and potential energy changes are negligible.

The first principle of thermodynamics (law of conservation of energy) in transient state is written for each element of the

exchanger. The modelling is based on Finite Volume method. The exchanger is divided in several control volumes according to the length.

The system of equations to be solved is as follows:

- For the water circulating in the annular space between the internal tube and the external tube:

$$\frac{\partial U_w}{\partial t} = \alpha_{w,in} A_{w,in} (T_{t,in} - T_w) + \alpha_{w,ex} A_{w,ex} (T_{t,ex} - T_w) + \dot{m}_w (h_{w,i} - h_{w,o}) \quad (2)$$

- For the refrigerant circulating in the internal tube:

$$\frac{\partial U_R}{\partial t} = \alpha_R A_R (T_{t,in} - T_R) + \dot{m}_R (h_{R,i} - h_{R,o}) \quad (3)$$

- For the inner copper tube separating the two fluids:

$$\frac{\partial U_{t,i}}{\partial t} = \alpha_R A_R (T_R - T_{t,in}) + \alpha_{w,in} A_{w,in} (T_w - T_{t,in}) \quad (4)$$

- For the external copper tube:

$$\frac{\partial U_{t,ex}}{\partial t} = \alpha_{w,ex} A_{w,ex} (T_w - T_{t,ex}) \quad (5)$$

where U stands for the internal energy, h for the specific enthalpy, A for the heat exchange areas of the control volume and α for the local heat exchange coefficients.

One uses a discretisation of explicit upstream scheme type.

To compare the results of simulation with those of the experiment, it is necessary to impose initial conditions and limit conditions corresponding to the experimental conditions. The mass flow rate of the refrigerant is calculated considering the characteristics of the compressor. The vapour quality at the inlet of the exchanger is also calculated.

5.2. Determination of the heat transfer coefficients

For the determination of the heat transfer coefficients, several correlations were tested and comparison between the results of the model and those of the experiments permits the choice of the correlation for each fluid (water and refrigerant).

The convective coefficient α_w for the water which circulates in the annular space is given by the correlation of Petukhov and Roizen (1964). If the inner tube is heated, the correlation is

$$Nu_a = Nu_t \left[0.86 \left(\frac{d_{a,in}}{d_{a,ex}} \right)^{-0.16} \right] \quad (6)$$

where $Nu_a = \alpha_w d_h / k_w$ with $d_h = d_{a,ex} - d_{a,in}$ the hydraulic diameter of the annular space and k_w the thermal conductivity of water. Nu_t is the Nusselt number for a tube calculated with the equation of Dittus and Boelter using the hydraulic diameter of the annular space instead of diameter of the inner tube:

$$Nu_t = \frac{\alpha_w d_h}{k_w} = 0.023 Re_w^{0.8} Pr_w^{0.4} \quad (7)$$

where Re is the Reynolds number and Pr the Prandtl number.

The heat transfer coefficient in convective boiling α_R for the refrigerant in inner tube is calculated by a model of intensification (Kandlikar, 1990) considering an increase in the

coefficient in forced convection for the liquid phase flowing alone α_l . The general expression of this type of relation is

$$\alpha_R = E \times \alpha_l \quad (8)$$

α_l is calculated using the equation of Dittus and Boelter with the Reynolds number:

$$Re_l = \frac{G(1-x)d_{t,in}}{\mu_l} \quad (9)$$

where $G = \dot{m}/S$ is the mass flux, S is the cross sectional area of the inner tube, x is the vapour quality (local vapour fraction), $d_{t,in}$ the inner diameter of the inner tube.

The factor of intensification E represents the maximum between the factor of intensification in the nucleate boiling mode E_{nb} and that of convective boiling E_{cb} :

$$E_{nb} = 0.6683Co^{-0.2}(25Fr)^n + 1058.0Bo^{0.7}F \quad (10)$$

$$E_{cb} = 1.136Co^{-0.9}(25Fr)^n + 667.2Bo^{0.7}F \quad (11)$$

where Co is a convection number defined as

$$Co = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.8} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0.5} \quad (12)$$

ρ_v and ρ_l are the density of vapour phase and of liquid phase.

Fr is the Froude number considering the whole flow as liquid:

$$Fr = \frac{G^2}{\rho_l^2 g d_{t,in}} \quad (13)$$

With g the gravitational body force.

Bo is the Boiling number defined as

$$Bo = \frac{q}{\rho_l \ell_v G} \quad (14)$$

where q is the heat flux and ℓ_v the latent heat of vaporisation.

F is a fluid dependent parameter whose value is 1.63 for R134a. The value of n depends on the tube orientation (vertical or horizontal). $n = 0.3$ for horizontal flows.

The Kandlikar correlation has been carefully fitted to a wide range of data for water, refrigerants and cryogenes.

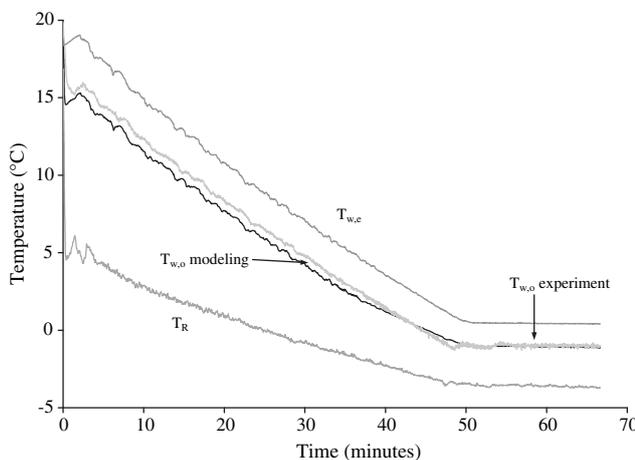


Fig. 11 – Validation of the model for a water flow rate of $\dot{m}_w = 0.14 \text{ kg s}^{-1}$.

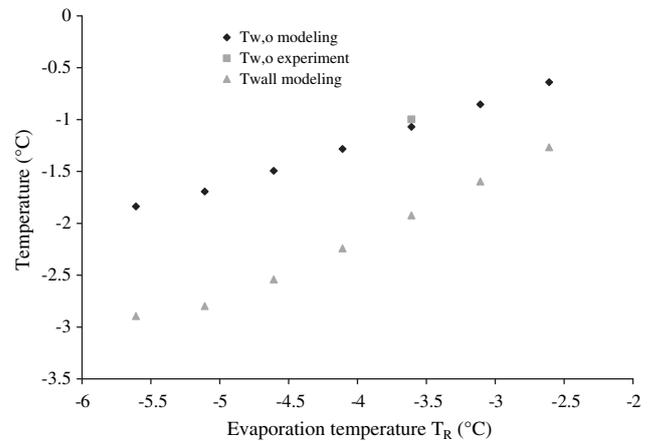


Fig. 12 – Influence of the evaporation temperature for a water flow rate of 0.14 kg s^{-1} and an inlet temperature of 0.5 °C .

By coiling a tube, heat transfer may be enhanced. In this case, centrifugal forces within the fluid induce a secondary flow consisting of a pair of longitudinal vortices that contrast to conditions in a straight tube, can result in highly local heat transfer coefficients around the periphery of the tube.

With liquid flow inside the annular space, the improvement of heat transfers depends on the coil ratio $d_{a,ex} - d_{a,in}/D$ where D is coil diameter. It is not easy to prove the influence of the coil geometry in our exchanger because of the low annular space. So correlation (6) has been used.

For the inner tube, the geometry of the studied exchanger in the shape of spiral makes it possible to increase the heat transfer coefficient up to 30% (Wongwises and Polsongkram, 2006; Kumar et al., 2008) compared to a flow in a linear horizontal tube. Correlation (8) is thus multiplied by 1.3.

5.3. Results of the calculation

The comparison between the result of the model and that of the experiment (Fig. 11) makes it possible to validate the simulation and the choice of the correlations used to calculate the heat transfer coefficients. The model permits to know the wall temperature of the inner tube. This temperature is important because if it is too low, the crystallization is initiated. The modelling is used to see the influence of the various parameters on the cooling of water: the mass flow rate, the evaporation temperature. For example, Fig. 12 shows the influence of the evaporation temperature on the supercooled water temperature. It is noted that the difference between the outlet water temperature and the temperature of the wall of the exchanger increases when the temperature of evaporation decreases. However, it should be noted that in practice, for these experimental conditions, evaporation temperature lower than -4.5 °C systematically causes crystallization in the exchanger, the temperature of wall being lower than -2.5 °C .

6. Conclusions

The results show the difficulty in controlling an installation where supercooling is present. The randomness of the

supercooling breakdown interferes with the reproducibility of the results. Crystallization in the exchanger seems inevitable and it is necessary to envisage a defrosting system.

From the qualitative evaluation of the control of the supercooling phenomenon in our experimental system, the following results have been obtained:

- It is impossible to have a supercooling degree higher than 2 K without crystallization inside the exchanger.
- A supercooling degree of 1.6 K guarantees a correct operation for flows up to 0.14 kg s^{-1} ($Re = 3400$) with an evaporation temperature of $-3.5 \text{ }^\circ\text{C}$.
- It is necessary to control the temperature of evaporation with precision. A slight decrease can involve crystallization inside the exchanger.

The modelling of the exchanger enables us to find the influence of the parameters on the cooling of water and can constitute a help with the dimensioning of a generator.

However, the direct extension on an industrial scale (i.e. on a real installation) of these results remains a delicate issue. It will have to be the subject of specific studies taking into account the geometry of the system, this one being able to locally create a crystallization which is not desired. Nevertheless, this work shows all the interest of an ice slurry production using the supercooling phenomenon and the relevance of the model.

Acknowledgements

These studies were supported financially by OSEO (French innovation agency).

REFERENCES

- Bédécarrats, J.P., Strub, F., Falcon, B., Dumas, J.P., 1996. Phase-change thermal energy storage using spherical capsules: performance of a test plant. *Int. J. Refrigeration* 19 (3), 187–196.
- Castaing-Lasvignottes, J., David, T., Bédécarrats, J.P., Strub, F., 2006. Dynamic modelling and experimental study of an ice generator heat exchanger using supercooled water. *Energ. Convers. Manag.* 47, 3644–3651.
- David, T., 2007. Production de fluides frigoporteurs diphasiques basée sur le phénomène de surfusion. Intérêts énergétiques. PhD Thesis (in french). Thèse de Doctorat de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- Egolf, P., Kauffeld, M., 2005. From physical properties of ice slurries to industrial. *Int. J. Refrigeration* 28, 4–12.
- Faucher, G., Binet, M., Paradis, M.A., 1995. La surfusion de l'eau des tubes d'évaporateur de dimensions commerciales avec ailettes intérieures. In: Proceedings of the Nineteenth Int. Congress of Refrigeration, The Hague, The Netherlands, vol. IVa, pp. 171–177.
- Faucheux, M., Muller, G., Havet, M., LeBail, A., 2006. Influence of surface roughness on the supercooling degree: case of selected water/ethanol solutions frozen on aluminium surfaces. *Int. J. Refrigeration* 29, 1218–1224.
- Kandlikar, S.G., 1990. A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *ASHRAE Trans.* 112, 219–228.
- Kauffeld, M., Kawaji, M., Egolf, P., 2005. Handbooks on Ice Slurries – Fundamentals and Engineering. IIF/IIR.
- Kozawa, Y., Aizawa, N., Tanino, M., 2005. Study on ice storing characteristics in dynamic-type ice storage system by using supercooled water: effects of the supplying conditions of ice-slurry at deployment to district heating and cooling system. *Int. J. Refrigeration* 28 (1), 73–82.
- Kumar, V., Faizee, B., Mridha, M., Nigam, K.D.P., 2008. Numerical studies of a tube-in-tube helically coiled heat exchanger. *Chem. Eng. Process.* 47, 2287–2295.
- Okawa, S., Saito, A., 1998. Experimental study on controlling the initiation of freezing of supercooled water. In: Proceedings of the Eleventh Int. Heat Transfer Conference, Kyongju, Korea, vol. 7, pp. 229–234.
- Petukhov, B.S., Roizen, L.I., 1964. Generalized relationships for heat transfer in a turbulent flow of gas in tubes of annular section. *High Temp.* 2, 65–68.
- Saito, A., Okawa, S., 1994. Fundamental research on initiation of freezing of supercooled water on heat transfer surface. In: Proceedings of the Tenth Int. Heat Transfer Conference, Brighton, UK, vol. 4, pp. 121–126.
- Teraoka, Y., Saito, A., Okawa, S., 2002. Ice crystal growth in supercooled solution. *Int. J. Refrigeration* 25 (2), 218–225.
- Turnbull, D., 1956. Phase Change, *Solid State Physics*, vol. 2. Academic Press Inc. Pub., pp 226–306.
- Wongwises, S., Polsongkram, M., 2006. Evaporation heat transfer and pressure drop of HFC-134a in a helically coiled concentric tube-in-tube heat exchanger. *Int. J. Heat Mass Tran.* 49, 658–670.



Energetic performances of a refrigerating loop using ice slurry

Ikram El Abbassi^{a,b}, Jean Castaing-Lasvignottes^{a,*}, Jean-Pierre Bédécarrats^a, Jean-Pierre Dumas^a, Abdelaziz Mimet^b

^aLaboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (LaTEP), Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA), BP 1155 – 64013 Pau, France

^bLaboratoire d'Energétique et Mécanique des Fluides et Sciences des matériaux, Faculté des Sciences, BP 2121, 93000 Tétouan, Morocco

ARTICLE INFO

Article history:

Received 29 June 2009

Accepted 7 January 2010

Available online 11 January 2010

Keywords:

Secondary heat transfer fluid

Monophasic

Ice slurry

Pressure drop

Pumping power

Modelling

ABSTRACT

The consideration of environmental constraints in production, transport and distribution of cold energy resulted in reconsidering the practices of installations dimensioning in particular. Their containment led to the development of secondary refrigerants such as ice slurries to store, transport and distribute the cold energy. These heat transfer fluids should have good thermophysical properties, giving high transport capability, high heat transfer ability as well as low pressure drops. The use of ice slurries can lead to lower flow rates and smaller pumping power compared to single phase fluid. The purpose of the presented work is to study the distribution network of indirect cold systems thanks to a model allowing the evaluation of the influence of various parameters on the operating behaviour of the installation. The available domain for the use of secondary heat transfer fluid (whether in their single phase or two phase form) is determined considering the best design from an energetic point of view. Because of the essential role of the fluid distribution between the production site and consumers, we focus our study on pressure drops and pumping power due to the fluid flow in cooling loops. For each investigated case, the minimum consumption power is obtained with the two phases (solid–liquid) heat transfer fluid (ice slurry).

© 2010 Elsevier Ltd. All rights reserved.

1. Introduction

During the last decade, some refrigerants have been identified as ozone depleting and/or greenhouse substances. So, industrial and commercial sectors have been working to find alternative refrigerants having both good physical and thermodynamic characteristics as well as less adverse effects on the environment. In the same time, work has been done to reduce the amount of refrigerant in installations by the use of secondary refrigeration loops. The heat transfer fluid in those loops is very often water or an aqueous solution. These systems usually use single phase heat transfer fluids but it is possible to improve their efficiencies by using diphasic secondary refrigerants such as ice slurries. Ice slurry is a mixture of an aqueous solution and fine ice crystals. This promising technology has main advantages in particular thanks to the latent heat of ice: a more efficient heat transfer fluid, better temperature stabilization and higher power [1].

These features have made ice slurries a competitive alternative to conventional secondary refrigeration systems [2]. For example, it has been successfully employed in many applications from comfort cooling and commercial refrigeration to industrial production processes [3]. However, more engineering information is required on fluid flow and heat transfer characteristics as well as on a

reliable, energy efficient and cost effective production of the ice, for ice slurries to become more widely accepted.

The transport properties of ice slurry have been studied extensively. Most previous studies focussed on the heat transfer and pressure drops [4].

Niezgoda-Zelasko [5], Niezgoda-Zelasko and Zalewski [6] and recently, Grozdek et al., [7,8] present results of studies on pressure drops and heat transfers in ice slurry flows through horizontal tubes. The secondary fluid was prepared by mixing ethanol and water to obtain an initial alcohol concentration of about 10%. Generally, with higher ice mass fraction and velocity, they found that the heat transfer is enhanced and the pressure drop is high in comparison to the single phase flow. Up to ice mass fraction between 10% and 15% the mean heat transfer coefficient shows only slight (laminar regime) or no increase (turbulent regime) in comparison to single phase flow. Beyond that ice mass fraction, the heat transfer coefficient is increased significantly. The same evolution was found for pressure drops. However for ice concentrations of 15% and higher, certain velocity exists at which the ice slurry pressure drop is lower than for single phase flow (transition zone from turbulent to laminar).

Bédécarrats et al. [9] studied the behaviour in heat exchangers of ice slurry composed of fine ice particles inside an ethanol–water solution. The heat transfer and friction characteristics were studied in two double pipe heat exchangers, one with a smooth surface and another with an improved surface. Heat transfer coefficients and

* Corresponding author. Tel.: +33 559407439; fax: +33 559407435.

E-mail address: jean.castaing@univ-pau.fr (J. Castaing-Lasvignottes).

Nomenclature

d	diameter, m	η_{pump}	pump efficiency
f	friction factor	μ	dynamic viscosity, Pa s
h	specific enthalpy, J kg ⁻¹		
L	length, m	Subscripts	
\dot{m}	mass flow rate, kg s ⁻¹	<i>app</i>	application
T	temperature, K	<i>in,out</i>	inlet, outlet
ΔP	pressure drop, Pa	<i>eq</i>	equivalent
Re	Reynolds number	<i>d</i>	diphasic
X	fraction	<i>f</i>	fluid
\dot{Q}	heat flux, W	<i>is</i>	ice slurry
V	velocity, m s ⁻¹	<i>ai</i>	alcohol initial
\dot{W}	pumping power, kW	<i>nom</i>	nominal
		<i>v</i>	volumetric
Greek letters			
ρ	density, kg m ⁻³		

pressure drops were experimentally investigated for the slurry flowing in the internal tube with ice mass fractions ranging from 0% to 30% and with flow velocities between 0.3 and 1.9 m s⁻¹. For some flow velocities, the results showed that an increase in the ice fractions caused a change in the slurry flow structure influencing the evolution of the pressure drops and of the heat transfer coefficients. Critical ice fraction values were determined corresponding to a change flow structure from laminar to turbulent motion revealed by the evolution of the friction factor.

However, very little work has been conducted on the flow of slurries through industrial heat exchangers. Norgaard et al. [10] studied the behaviour of ice slurry in a piping system, including pumps, plate heat exchangers and various types of fittings. They found that the pump performance decreases with increasing ice concentration due to the increasing viscosity of the ice slurry and the additional effect of the ice particles. For a standard plate heat exchanger, results indicated an increase in the overall heat transfer coefficient and pressure drop with increasing ice fraction. Pressure loss coefficients in selected fittings have been measured to reveal the dependency of ice concentration.

Jensen et al. [11] reported on heat transfer coefficients and pressure drops performed on three pipes measuring 12, 16 and 20 mm in diameter. The ice slurry mixture was based on 10% ethanol aqueous solution with an ice fraction of 0–0.30 and with a particle size of less than 0.2 mm. The velocity in the pipes was 0.5, 1.0 and 1.5 m s⁻¹. They report that the heat transfer coefficient increased with increasing ice fraction and velocity. For the hydraulic performance, they found no change in pressure drops with varying ice fraction as long as the ice fraction was lower than 0.1–0.15 and an increase beyond.

Bellas et al. [12] performed measurements on ice slurry (based on 5% propylene glycol aqueous solution) in a plate heat exchanger with an ice mass fraction between 0 and 0.25. The flow rate was between 1.0 and 3.7 m³ h⁻¹. By increasing the ice mass fraction from 0 to 0.20 the pressure drop increased by around 15% over the flow range. The overall heat transfer coefficient of the plate heat exchanger increased significantly with increasing flow rate. The variation of ice fraction did not appear to have any effect on the overall heat transfer coefficient.

Shire et al. [13] conducted experiments to determine the characteristics of ice flows through industrial heat exchangers (plate heat exchanger and tubular heat exchanger) to extend the range of previous work to higher ice fractions. As expected from most previous research, the pressure drops experienced were greater than those with water, and rose with increasing ice fraction and flow rate.

The heat transfer and pressure drop results obtained by the different investigators indicate that the behaviour of ice slurries is a function of a number of parameters which include the mixture viscosity, the Reynolds number and the ice fraction. These parameters have an influence on the energy consumption in installation using secondary refrigeration loops.

There have few publications on the subject about the energetic advantages and the investments of installations using ice slurry. Haberschill et al. [14] have compared the use of ice slurry (water + ethanol) and chilled water in the case of air conditioning in a building. The result of this work is not favourable to ice slurry. This conclusion is explained by a high level of the temperature needed in the case of the air conditioning.

The main objective of our investigation is to verify the interest of the use of ice slurry for cooling systems.

Our goal in this work is to determine the available domain for the use of secondary heat transfer fluid (whether in their single phase or two phases form) and to find out the best design from an energetic point of view. Considering such an objective, researchers as well as engineers have to solve the problem consisting in distributing the maximum amount of heat with the lowest amount of energy needed to transport the fluid. As in other hydraulic energy transport systems, pumps are essential to distribute the fluid between the production site and consumers. So we will focus our study on pressure drops and pumping power due to the flow of a water/ethanol mixture in cooling loops.

Firstly, the studied installation and all considered assumptions of this investigation are described. Then, the used methodology is explained, in particular, to calculate the pressure drops (frictional losses in straight pipes and losses due to various fittings) created respectively in the two branches of the loop and in the industrial heat exchangers.

Finally, we present results obtained by the model developed in this work which enabled to evaluate the pumping power.

2. Model description

2.1. System description

As already mentioned we will focus our study on pressure drops and pumping power due to the fluid flow in cooling loops.

The investigated process that has been considered and that has been studied, has to exchange an amount of power Q_{app} , at a fixed temperature T_{app} (Fig. 1). The secondary heat transfer fluid is

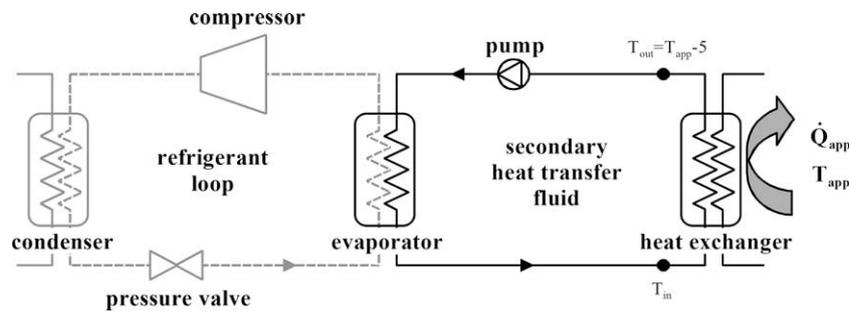


Fig. 1. Cold distribution network using secondary refrigerant fluid.

cooled in the evaporator of a vapour compression refrigeration machine.

The investigated case considers the pump and two exchangers; one receiving the cold production from the evaporator, the other one receiving the amount of heat of the application corresponding to the refrigeration loads. This latter is given by the expression:

$$\dot{Q}_{app} = \dot{m}_f \cdot (h_{f,out} - h_{f,in}) \quad (1)$$

where \dot{m}_f represents the mass flow rate of the heat transfer fluid and h_f , its enthalpy, at the input and at the output of the heat exchanger.

Both sensible heat and latent heat of melting are included in the enthalpy expression, the thermophysical properties are taken from Ben Lakhdar work [15].

As a first hypothesis, we have considered a pinch of 5 °C between the application temperature T_{app} and the outlet of the secondary heat transfer fluid T_{out} . Thus, for a given mass flow rate, the temperature T_{in} at the inlet of the heat exchanger is deduced from this energy balance by an iterative calculation due to the temperature and ice fraction dependence of the enthalpy.

2.2. Transport properties and energetic aspects

The major pressure drops of the secondary heat transfer loop have two origins:

- The first one concerns the distribution network itself (i.e. the tubes). The loads (also called application power) are one of the parameters of the model and varies quite significantly, the mass flow of the fluid circulating covers then an important range of values. In order to give to this study a general character, the diameters of the tubes have been adapted in order to keep a constant value of the flow velocity (1 m s⁻¹ here).
- The second one mainly concerns the two heat exchangers that are used to transfer heat between the application and the refrigerant loop.

The frictional pressure drops have been calculated considering the two branches of the loop: at the inlet of the process exchanger (outlet of the evaporator), and at the outlet of the process exchanger. The main reason of that choice is due to the ice slurry properties (mainly viscosity and density) dependence on temperature and ice fraction that can be relatively different at the input and the output.

As mentioned in the introduction, there have been several publications on the subject of pressure drop and flow characteristics of ice water slurries. The carrying fluid in ice slurries can generally be considered as Newtonian, as can slurries themselves if ice mass fraction remains low. Authors agree to say that the ice mass fraction limit separating Newtonian and non-Newtonian behaviour is situated about 15/20%.

In general and as in other works, the pressure drop is estimated with the following Darcy-Weissbach [16] relation:

$$\Delta P = \frac{f \cdot \rho \cdot V^2 \cdot L}{2 \cdot d} \quad (2)$$

where d is the diameter of the tubes, L is length of the distribution network, f is dimensionless friction factor, ρ is density, and V is the mean flow velocity. It has to be mentioned that this pressure drop is calculated for the two branches of the loop as working conditions are different (temperature, ice fraction, viscosity, etc.).

Friction factor f is a function of Reynolds number. The definition of the Reynolds number that has been adopted in the current investigation is based on the ice slurry properties: the ice slurry viscosity has been calculated using the viscosity proposed by Thomas [17]. For the single phase fluid, usual correlations for a smooth surface have been used to determine the friction factor: Hagen-Poiseuille law ($f = 64/Re_{is}$) in the case of laminar flow and Blasius law ($f = 0.3164/Re_{is}^{0.25}$) in the turbulent case.

For the ice slurries the friction factor is calculated by a correlation proposed by Snoeck et al. [18]:

$$f_d = f \cdot \left(1 + 0.119 \cdot X_{v, is}^{2.151} \cdot Re^{0.2422} + 0.02415 \cdot X_{v, is}^{0.3996} \cdot d^{-0.2845} \right) \quad (3)$$

Fig. 2 shows the relationship between the pressure drop and the ice fraction with various ice slurry mass flow at the conditions experimented by Bédécarrats et al. [9]. An increase in the pressure drop with velocity and the ice fraction is observed. For a given mass flow rate, we note firstly a quite constant or very low increase

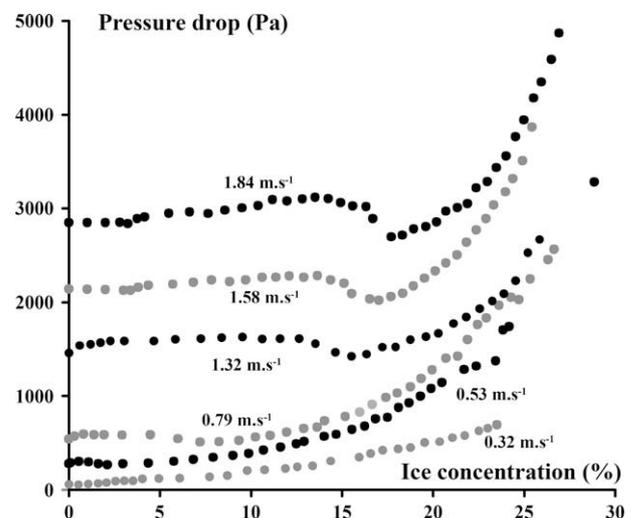


Fig. 2. Variation of pressure drop with ice fraction for different flow velocities. Results from Bédécarrats [9].

in the pressure drop with the ice concentration. In this area of low ice slurry concentration, the regime is in fact turbulent mainly because the ice particles contribute to mix the flow. On the other side, the regime becomes laminar as the ice concentration increases. The main consequence of this higher ice fraction is to increase significantly the pressure drops associated to the fluid transport. For the selected flow velocity in the modelled loop (1 m s^{-1}), the change in the flow regime is situated about 20%. A particular point to mention is that in the turbulent area (when the ice fraction remain lower than 15/20%) the order of magnitude of the pressure drops of the flow in the loop tubes is relatively well represented by the monophasic behaviour of the fluid (when the ice fraction equals zero). This property will be used further in order to estimate pressure drops.

Concerning the singularities, especially in the case of heat exchangers, the difficulty mostly lies in the fact that very few studies have been made on the subject.

There have been also few experiments performed on the pressure drop of ice slurry flows in industrial heat exchangers. Studies on ice slurry pressure drops by Bellas et al. [12] for propylene/water in a commercial plate heat exchanger indicate clearly an increase of pressure drop with flow rate and ice fraction. Other research conducted by Shire et al. [13] for NaCl water slurries in plate and tubular heat exchangers have lead to the same conclusions. The investigated flow rates are ranging from 0.4 to 1 l s^{-1} for Bellas et al. and between 0.5 and 2 l s^{-1} for Shire et al. The corresponding pressure drops reach respectively 0.5 and 2.5 bar. These results are reported in Fig. 3. Nevertheless, these results are too much related to the particular heat exchangers under study and cannot be used as is.

In order to extend this work and give a more general character to our study (i.e. whatever the kind of heat exchanger), we have investigated another way. It consists in analysing data from common heat exchangers in order to try to extrapolate their behaviour to ice slurries. In most cases, the data that are given by the manufacturers are: the kind of fluid, the mass flow rate and the corresponding pressure drop. If we suppose that a singularity can be represented as an equivalent length of tube, ΔP can be expressed by Eq. (2) and gives:

$$\Delta P_{nom} = f_{nom} \cdot \frac{\rho_{nom} \cdot V_{nom}^2}{2} \cdot \frac{L}{d} \quad (4)$$

in the case of the nominal manufacturer's conditions and where L and d refer to an equivalent length and diameter of a virtual tube.

With the same assumptions, the pressure drop, when ice slurry is concerned, is supposed as expressed exactly the same:

$$\Delta P_{is} = f_{is} \cdot \frac{\rho_{is} \cdot V_{is}^2}{2} \cdot \frac{L}{d} \quad (5)$$

As the friction factor is proportional to $Re^{-0.25}$ in turbulent flow regime, that the velocity is related to the mass flow rate through the density, both equations can be combined to obtain finally:

$$\begin{aligned} \Delta P_{is} &= \Delta P_{nom} \cdot \frac{f_{is}}{f_{nom}} \cdot \frac{\rho_{is} \cdot V_{is}^2}{\rho_{nom} \cdot V_{nom}^2} \\ &= \Delta P_{nom} \cdot \left(\frac{\mu_{is}}{\mu_{nom}} \right)^{0.25} \cdot \left(\frac{\rho_{is}}{\rho_{nom}} \right)^{-1} \cdot \left(\frac{\dot{m}_{is}}{\dot{m}_{nom}} \right)^{1.75} \end{aligned} \quad (6)$$

This last expression allows to estimate the pressure drop of an ice slurry flow whatever the conditions if a single point at defined nominal conditions is known. To test these hypotheses and this approach, a comparison has been made with previous above-mentioned works [12,13].

Fig. 3 shows the variation of ice slurry pressure drop with flow rate, results obtained from these experiments. The pressure drop measured by Bellas et al. are obtained for concentration of 5% and 20% propylene/water and those by Shire et al. for concentration of 12.4% and 25.6% NaCl/water. It is interesting to compare these results with those of the model obtained from Eq. (6). The simulation of the pressure drop fits relatively accurately to the experiments and allows continuing with these hypotheses.

To quantify the pressure drops in manufactured heat exchanger, we need to know the nominal working conditions. Various different plate and shell and tube heat exchangers were investigated (among Alfa Laval and Thermokey models [19,20]) and showed that a value of 40 kPa could be considered as the nominal pressure drop for both kinds of exchangers.

If we suppose that the previous part allows determining quite accurately pressure drops, the pumping power can be calculated and is given by:

$$\dot{W}_{pump} = \frac{(\Delta P_{in} + \Delta P_{out} + \Delta P_{exchanger1} + \Delta P_{exchanger2}) \cdot \dot{m}_f}{\rho_{out} \cdot \eta_{pump}} \quad (7)$$

where $\Delta P_{exchanger1}$ and $\Delta P_{exchanger2}$ are the pressure drops of the two exchangers calculated with Eq. (6). η_{pump} is the efficiency of the pump (ratio between the pumping power and the electrical power consumed by the pump). Both experiments performed in our

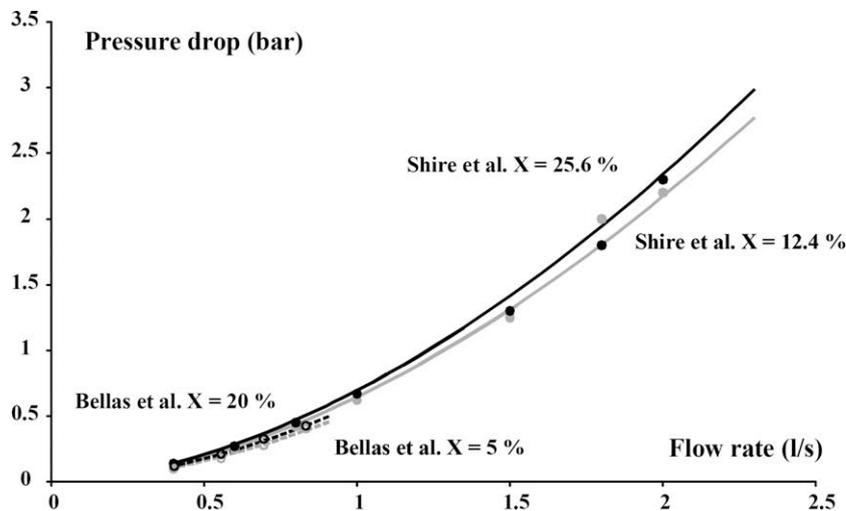


Fig. 3. Variation of pressure drop with flow rate at different ice fractions and different heat exchangers from [12,13]. Comparison between experiments (points) and our model (solid lines).

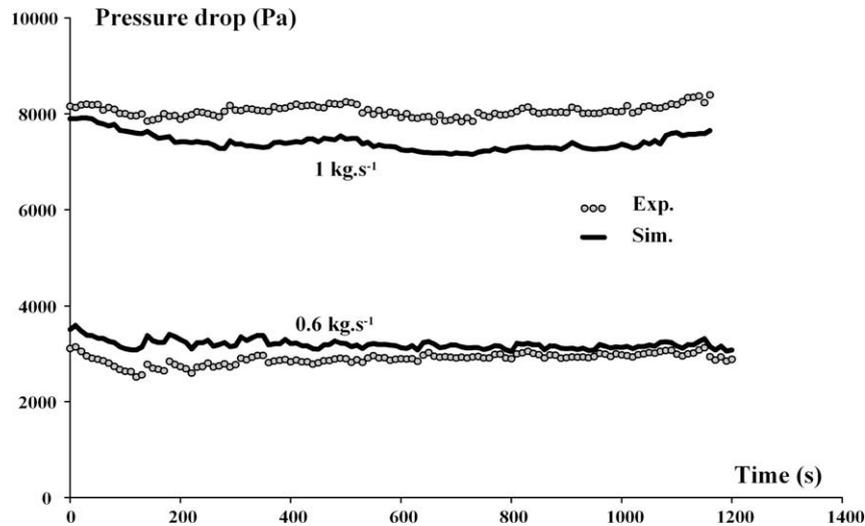


Fig. 4. Comparison of the experimental (points) and simulated (solid lines) evolutions of pressure drop in our heat exchanger [9] for two different mass flow rates of ice slurry.

laboratory and manufacturers brochures agree to consider a value of about 25% for η_{pump} .

Before investigating the field that could theoretically be covered by secondary heat transfer fluids, the model itself has been compared to experiments. This has been done thanks to the experimental loop used and described by Bedecarrats et al. [9]. Fig. 4 shows in particular the pressure drops measured and calculated by the model in the case of a coaxial heat exchanger for two different flow rates of ice slurry when melting. On an energetic point of view, the electric power consumed by the pump situated on the loop has been measured and calculated according to Eq. (7). Results are compared in Fig. 5 for two different mass flow rates and when ice slurry is being melted. The heat exchanger has been simulated with experimental boundary conditions (temperature and mass flow rate), leading to variations in the results. The conclusion of this work reveals a quite good accuracy of the model concerning pressure drops and the corresponding consumed pumping power in the case of ice slurry and validates the model as well as the methodology described above.

3. Results and discussion

The binary mixture that has been considered in this study is composed of water and ethanol, mainly because this is a very common couple studied right now. The field of application for secondary refrigerant has been investigated regarding the consumed pumping power versus mass flow rate. The influence of the following parameters has been considered:

- the application power level,
- the application temperature,
- the initial ethanol concentration.

Fig. 6 shows the evolution of the temperature and of the ice fraction at the inlet of the heat exchanger with mass flow rate. The application power \dot{Q}_{app} considered in our case is 100 kW and the application temperature T_{app} is fixed at 5 °C. The secondary refrigerant output temperature T_{out} is 5 °C lower than T_{app} and is then 0 °C. These evolutions are calculated as follow: for a given mass

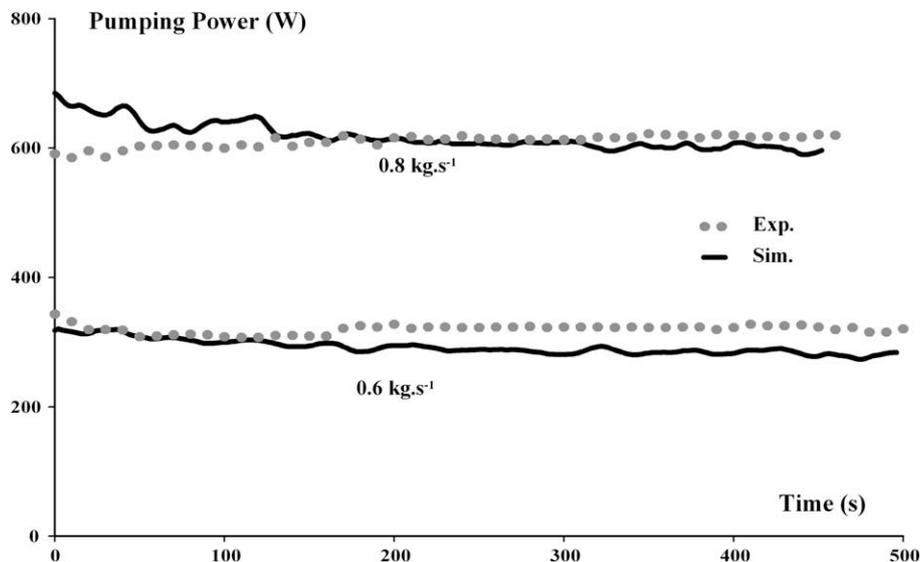


Fig. 5. Comparison of the experimental (points) and simulated (solid lines) evolutions of the pumping power for our loop [9] for two different mass flow rates of ice slurry.

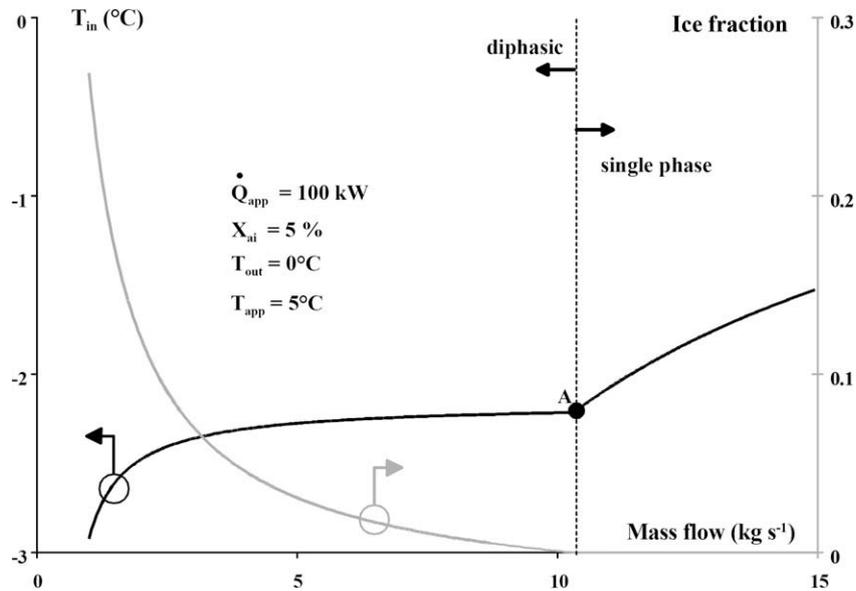


Fig. 6. Evolution of the temperature and mass ice fraction at the inlet of the heat exchanger with mass flow.

flow rate, and as h_{out} is defined, the input enthalpy is deduced from Eq. (1). As the ethanol/water initial concentration is known, the temperature and the ice fraction can then be determined from state equations of the ice slurry. Both values are represented in Fig. 6 ($X_{ai} = 5\%$).

Depending on the nature of the secondary heat transfer fluid, each evolution can be separated in two areas. On the right (high mass flow), the water/ethanol mixture is liquid only. The important mass flow at constant application power requires a reduced enthalpy variation that can be supplied in our conditions by sensible heat only. As the mass flow decreases, the required enthalpy variation increases and as the ethanol water mixture reaches the crystallisation temperature (point A), the only way for the solution to compete with the objective is to use latent heat instead of heat sensible. On the left side of the dashed line, the secondary refrigerant is called ice slurry and is composed of water, ethanol

and ice crystals. The evolution of the temperature on the beginning of this zone is almost constant and is due to the presence of the ice and of their relatively low proportion in the slurry. On the contrary, for lower values of mass flow, the required amount of ice gets very important, reaching levels generally incompatible with pumping devices. In the same time, the temperature of the ice slurry gets also lower and lower. Such behaviour occurs systematically whatever the ice slurry, but the intensity is directly linked to the temperature and to the ethanol/water initial ratio.

Varying the mass flow has also other consequences, considering the chosen hypotheses. First of all, as the fluid velocity is kept constant (1 m s^{-1}), the diameter of the loop tube is systematically adapted. The corresponding pressure drops are then calculated by Eq. (2) for the loop (a length of 250 m of tube has been considered here) and by Eq. (6), for the heat exchangers. Finally, the

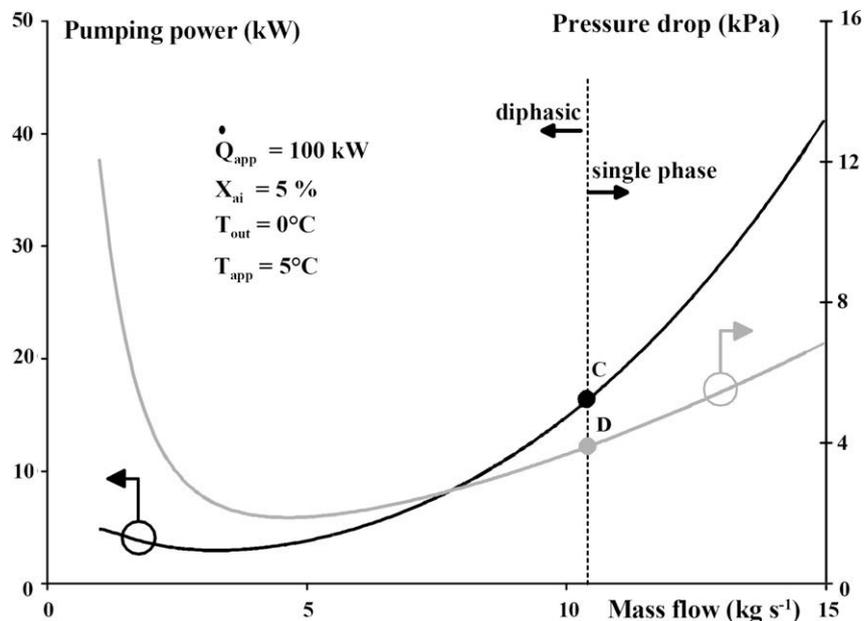


Fig. 7. Evolution of the pumping power and pressure drop with mass flow rate.

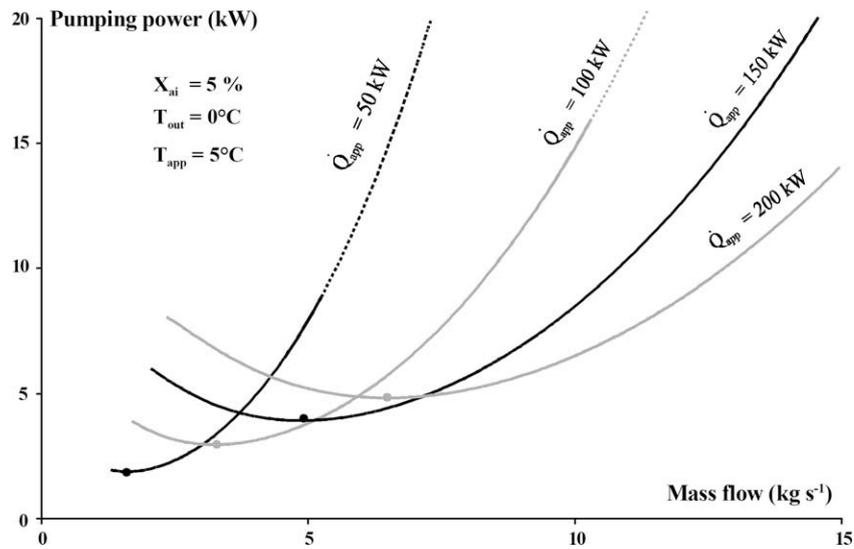


Fig. 8. Pumping power dependence with mass flow rate and different application powers for a 0 °C application temperature and an initial ethanol concentration of 5%.

pumping power is determined by Eq. (7), and the results are represented in the Fig. 7.

In the single phase area, the decrease in the pressure drops is due to their normal dependence to mass flow in this zone. On the left side of point D (corresponding to the crystallisation of the ice slurry), the fluid is diphasic and the pressure drops still continue to decrease to reach a minimum before growing again for lower mass flows. This particular behaviour is mainly due to the growing dependence of the viscosity with ice concentration. As for pressure drops, the pumping power also passes by a minimum (about 4 kg s⁻¹ in our case). This demonstrates that an optimum, from an energetic point of view, exists when pumping ice slurries in such kinds of loops.

Fig. 8 gives the evolution of the pumping power with mass flow rate for different values of application power. The main important result comparing single (dashed line) and two phases (solid line) is that the lower pumping power is systematically in the diphasic zone. The area of study of the flow has been restricted to ice fraction lower than 30% and explains why the curves do not begin all with the same flow rate value. The second point to mention is that the evolution of the pumping power is not monotonous and passes

systematically, for each application power, by a minimum (points in the figure) corresponding to a particular mass flow. Decreasing the mass flow of the ice slurry is desirable because it leads to a significant reduction in pumping power unless the influence of the viscosity remains weak. Fig. 9 shows that a minimum also appears when other conditions of temperature and initial concentration are investigated.

4. Conclusion

The main aim of this project was to develop a model providing engineering information facilitating the design of efficient ice slurry systems. In particular, the objective is to improve the operations of distribution and use of the cold in the association of a refrigerating generator and a loop of secondary refrigerant from an energetic point of view. In a first part, the presented model enables us to estimate pressure drops in fluid loops. Compared to the results obtained from previous studies, the model turns out to be quite accurate to calculate pressure drops in the case of heat exchangers of different technologies. The pumping power required

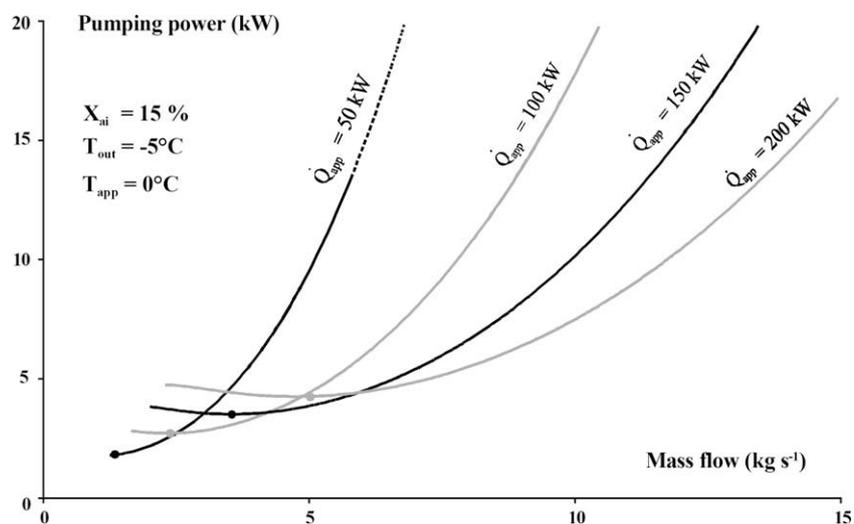


Fig. 9. Pumping power dependence with mass flow rate and different application powers for a -5 °C application temperature and an initial ethanol concentration of 15%.

for the secondary heat transfer fluid to circulate is then also estimated by the model and also validated in the case of our experimental loop.

Then, these results enable us to extrapolate the conclusion in order to estimate the energetic benefit in using ice slurry. Considering different application powers and temperatures as well as the initial concentration of a water/ethanol mixture, a minimum in the consumed power is observed systematically. The second point that has been pointed out by this work is that the position of that minimum is always when the fluid is diphasic, i.e. when ice slurry is concerned.

Then, the use of ice slurry can lead to much lower flow rates and pumping power compared to single phase secondary distribution systems. Nevertheless, the pump is not the only consuming power device in such installations and the integration of the refrigerant loop will be the next step to complete the model and access the global consumption of energy of such installations.

Acknowledgement

This study was supported by the Joint Committee Inter-University Franco-Morocco within the framework of the Integrated Action No. MA/06/152.

References

- [1] M. Kauffeld, M. Kawaji, P. Egolf, Handbooks on Ice Slurries Fundamentals and Engineering, IIF/IIR, 2005.
- [2] P. Egolf, M. Kauffeld, From physical properties of ice slurries to industrial, *Int. J. Refrig.* 28 (2005) 4–12.
- [3] I. Bellas, S.A. Tassou, Present and future applications of ice slurries, *Int. J. Refrig.* 28 (2005) 115–121.
- [4] V. Ayele, O. Lottin, H. Peerhossaini, Rheology, flow behaviour and heat transfer of ice slurries: a review of the state of the art, *Int. J. Refrig.* 26 (2003) 95–107.
- [5] B. Niezgoda-Zelasko, Heat transfer of ice slurry flows in tubes, *Int. J. Refrig.* 29 (2006) 437–450.
- [6] B. Niezgoda-Zelasko, B. Zalewski, Momentum transfer of ice slurry flows in tubes, experimental investigations, *Int. J. Refrig.* 29 (2006) 418–428.
- [7] M. Grozdek, R. Khodabandeh, P. Lundqvist, B. Palm, A. Melinder, Experimental investigation of ice slurry heat transfer in horizontal tube, *Int. J. Refrig.* 22 (2009) 34, doi:10.1016/j.ijrefrig.2009.01.014.
- [8] M. Grozdek, R. Khodabandeh, P. Lundqvist, Experimental investigation of ice slurry flow pressure drop in horizontal tubes, *Exp. Therm. Fluid Sci.* 33 (2009) 357–370.
- [9] J.-P. Bédécarrats, F. Strub, C. Peuvrel, Thermal and hydrodynamic considerations of ice slurry in heat exchangers, *Int. J. Refrig.* 33 (2009) 45, doi:10.1016/j.ijrefrig.2009.04.002.
- [10] E. Nørgaard, T.A. Sørensen, T.M. Hansen, M. Kauffeld, Performance of components of ice slurry systems: pumps, plate heat exchangers, and fittings, *Int. J. Refrig.* 28 (2005) 83–91.
- [11] E.N. Jensen, K.G. Christensen, T.M. Hansen, P. Schneider, M. Kauffeld, Pressure drop and heat transfer with ice slurry, in: Final Proceedings of the IIR-Gustav Lorentzen Conference on Natural Working Fluids at Purdue, Ray W. Herring Laboratories, West Lafayette, IN, 25–28 July 2000, p. 572–580.
- [12] J. Bellas, I. Chaer, S.A. Tassou, Heat transfer and pressure drop of ice slurries in plate heat exchangers, *Appl. Therm. Eng.* 22 (2002) 721–732.
- [13] G.S.F. Shire, G.L. Quarini, T.S. Evans, Pressure drop of flowing ice slurries in industrial heat exchangers, *Appl. Therm. Eng.* 29 (2009) 1500–1506.
- [14] P. Haberschill, A. Lallemand, Etude comparative de l'intérêt de l'emploi des fluides frigoporteurs monophasiques et diphasiques pour la climatisation, in: Final Proceedings of COFRET'04, Nancy, France.
- [15] M.A. Ben Lakhdar, Comportement thermo-hydraulique d'un fluide frigoporteur diphasique le coulis de glace. Etudes théorique et expérimentale, PhD Thesis INSA Lyon, 18 Novembre, 1998 (in French).
- [16] F.M. White, Fluid Mechanics, fourth ed., McGraw-Hill International Editions, ISBN: 0-07-116848-6.
- [17] D.G. Thomas, Transport characteristics of suspension: VIII. A note on the viscosity of Newtonian suspension of uniform spherical particles, *J. Colloid Sci.* 22 (1965) 267–277.
- [18] C.W. Snoeck, S. Walosik, R.P. Gupta, Ice slurry transport for district cooling networks, slurry handling and pipeline, in: C. Snoeck (Ed.), Transport-hydrotransport 12, Mechanical Engineering Publication Ltd., London, 1993, pp. 511–524.
- [19] <http://www.alfalaval.com/>.
- [20] <http://www.thermokey.com/>.

Chapitre 4

Nouvelles méthodes d'analyses thermodynamiques

Nomenclature

C	concentration massique
cp	capacité calorifique massique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
Ex	exergie, J
$\dot{E}x$	flux exergétique, W
L_F	chaleur latente massique de fusion, J kg^{-1}
h	enthalpie massique, J kg^{-1}
m	masse, kg
\dot{m}	débit massique, kg s^{-1}
M	nombre de mailles dans le volume de contrôle
N	nombre de nodules dans une maille
N_S	nombre de production d'entropie
\dot{Q}	flux d'énergie thermique, W
r	rayon interne de MCP, m
S	entropie, J K^{-1}
s	entropie massique, $\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
t	temps, s
T_0	température ambiante, K
T	température, K
T_∞	température d'application, K
U	énergie interne, J
V	volume, m^3
\dot{W}	flux d'énergie mécanique, W
x_g	fraction massique de glace

Symboles grecs

$\Delta \dot{E}_x$	flux exergétique utilisé, W
ΔT	$= T_F - T$ degré de surfusion, K
ΔT_e	écart entre la température d'entrée du fluide et celle de fusion, K
η_{ex}	rendement exergétique
ρ	masse volumique, kg m^{-3}

$\dot{\sigma}(s)$	production entropique, W K^{-1}
τ	temps nécessaire au fluide pour traverser la cuve, s

Indices

e	entrée
f	fluide caloporteur
F	fusion
i	milieu
j	milieu
MCP	matériau à changement de phase
s	sortie
vc	volume de contrôle

4.1 Introduction

L'analyse des systèmes énergétiques est encore très souvent réalisée uniquement à l'aide du Premier Principe de la Thermodynamique qui met en évidence les pertes dues aux interactions avec l'environnement à travers la frontière du système. L'objectif de la conception et de la conduite du système est alors de réduire les quantités d'énergie transférées dans l'environnement. Cette méthode s'avère insuffisante puisqu'elle ne s'intéresse pas à la dégradation de l'énergie due aux transformations internes. Or cette dégradation de l'énergie entraîne une perte des ressources naturelles qu'il convient de considérer.

Le Second Principe de la Thermodynamique permet de qualifier les transformations subies par le système en évaluant leur irréversibilité. Dès lors, il semble intéressant de généraliser l'application de ce second principe à l'étude pratique des systèmes. L'utilisation de la fonction entropie définie par le second principe se révèle être un concept abstrait dont l'application à des cas pratiques donne parfois des résultats difficiles à interpréter.

De nombreux chercheurs se sont penchés sur ce problème depuis quelques années en introduisant, entre autres, le concept d'exergie, défini à partir du premier principe et du second principe, qui permet de prendre en compte simultanément la quantité et la qualité des interactions énergétiques du système et de son environnement.

L'exergie peut se définir comme la fraction maximale d'énergie d'un système récupérable sous forme de travail, dans un processus d'échange à température ambiante. Plus précisément, l'exergie associée à un transfert ou un stock d'énergie est définie comme le potentiel de travail maximal qui serait idéalement possible de tirer de chaque unité énergétique transférée ou stockée (à l'aide de cycles réversibles utilisant l'atmosphère comme une des deux sources froide ou chaude). L'exergie s'exprime donc en unité énergétique (J) comme n'importe quel type d'énergie.

L'exergie présente le grand avantage de pouvoir définir des rendements qui sont adaptables à toutes les situations (couplage chaleur-force, trigénération, réfrigération, pompe à

chaleur, . . .) et pour tous les domaines d'utilisation de l'énergie (Borel et Favrat, 2005). Ces rendements donnent une appréciation de la qualité relative de différents concepts techniques.

En France, une communauté de chercheurs, actuellement regroupés dans le programme CARNOT (Communauté d'Analyse et de Recherche sur les Nouvelles Orientations de la Thermodynamique), développe diverses approches sur l'application du second principe aux procédés et aux systèmes énergétiques (détails dans l'Annexe B page 230).

Ces analyses permettent de localiser et de quantifier les irréversibilités d'un système. On peut ainsi procéder à l'amélioration de la performance du système qui entraînera une économie des ressources.

Cette thématique transversale a été initiée au LaTEP par Françoise Strub et implique actuellement plusieurs membres du laboratoire travaillant sur des applications très diverses. La plupart de ces travaux se sont poursuivis dans le cadre de la communauté CARNOT mise en place en 2002 lors d'un Programme Interdisciplinaire Energie du CNRS ainsi que dans le cadre des Programmes THERMOECO et VARITHERM de l'ACI Energie 2003 (le contenu de ces programmes sont disponibles dans l'Annexe B page 232).

Je ne développerai ici que les études auxquelles j'ai participées qui correspondent aux applications largement détaillées dans les précédents chapitres :

- la détermination d'un critère thermodynamique de choix de fluides frigoporteurs diphasiques,
- l'analyse entropique d'un système de stockage d'énergie par chaleur latente.

Le travail réalisé sur le stockage d'énergie est une étude en régime instationnaire qui s'appuie sur le modèle énergétique présentée dans le chapitre 2.1.6.

4.2 Equations générales

L'écriture des équations de conservation d'énergie fait systématiquement appel au 1^{er} principe de la thermodynamique, en système fermé pour certains milieux (sous-systèmes) et en système ouvert pour d'autres. Dans un système ouvert, l'équation de conservation est donc de la forme (si les énergies cinétiques et potentielles ont été négligées) :

$$\frac{dU_i}{dt} = \sum_j \dot{Q}_{ij} + \dot{W}_i + \sum_e \dot{m}_{i,e} h_{i,e} - \sum_s \dot{m}_{i,s} h_{i,s} \quad (4.1)$$

avec U_i l'énergie interne du milieu i , \dot{Q}_{ij} le flux d'énergie thermique échangé entre les milieux i et j , \dot{W}_i le flux d'énergie mécanique du milieu i , $\dot{m}_{i,e}$, $\dot{m}_{i,s}$ respectivement le débit masse de fluide entrant et sortant, $h_{i,e}$, $h_{i,s}$ respectivement les enthalpies spécifiques du fluide entrant et sortant.

En ajoutant l'équation de conservation de la masse, on arrive à modéliser le comportement énergétique du système.

Si le système est fermé, il suffit de considérer qu'il n'y a pas d'échange de matière et écrire que les débits massiques sont nuls dans l'équation (4.1).

Le second principe en système ouvert s'écrit (si les énergies cinétiques et potentielles ont été négligées) :

$$\frac{dS_i}{dt} = \sum_j \frac{\dot{Q}_{ij}}{T_j} + \sum_e \dot{m}_{i,e} s_{i,e} - \sum_s \dot{m}_{i,s} s_{i,s} + \dot{\sigma} \quad (4.2)$$

avec S_i l'entropie du milieu i , \dot{Q}_{ij} le flux de chaleur échangé avec un milieu à température T_j considéré comme une source, $s_{i,e}$, $s_{i,s}$ respectivement les entropies massiques du fluide entrant et sortant, $\dot{\sigma}$ la production d'entropie.

En combinant le premier et le second principe et en introduisant l'exergie, on obtient l'équation suivante (si les énergies cinétiques et potentielles ont été négligées) :

$$\frac{dEx_i}{dt} = \sum_j \left(1 - \frac{T_0}{T_j}\right) \dot{Q}_{ij} + \dot{W}_i + \sum_e \dot{m}_{i,e} ex_{i,e} - \sum_s \dot{m}_{i,s} ex_{i,s} - T_0 \dot{\sigma} \quad (4.3)$$

avec Ex_i l'exergie du milieu i , égale à $Ex = U - T_0 S$, T_0 la température du milieu ambiant, $ex_{i,e}$, $ex_{i,s}$ les exergies massiques respectivement du fluide entrant et sortant, égales à $ex = h - T_0 s$.

4.3 Critère de choix d'un fluide frigopporteur

Les coulis de glace obtenus généralement à partir de solutions binaires ont des caractéristiques énergétiques à une température donnée qui dépendent fortement de la nature de la solution, de la concentration en soluté et de la fraction de glace (donc de la température si on est à l'équilibre thermodynamique).

Faire le choix des meilleurs paramètres qui adapteront de façon optimale le comportement du fluide à l'application donnée peut s'avérer difficile. Pour permettre la comparaison et le choix des meilleurs paramètres, un critère basé sur l'application des premier et deuxième principes a été déterminé et appliqué dans un premier temps au cas du mélange binaire eau-éthanol.

L'application de la méthode n'est possible que si les enthalpies et les entropies du fluide sont connues à l'état monophasique mais aussi diphasique (liquide-solide). Cette démarche est présentée dans la publication [Strub *et al.* \(2004\)](#) page 183.

On pourra trouver d'autres détails dans les références suivantes : ([Strub *et al.*, 2003](#); [Castaing-Lasvignottes *et al.*, 2004](#)).

4.3.1 Système étudié et hypothèses

Un système simple (voir figure 4.1), composé d'un échangeur alimenté en coulis de glace, est destiné à produire du froid, c'est-à-dire à extraire la puissance calorifique \dot{Q} à la température T_∞ alors que l'ambiance est à T_0 . Le coulis de glace, constitué d'une solution aqueuse de concentration massique initiale C_0 , circule dans l'échangeur avec un débit massique \dot{m} et une température d'entrée T_e .

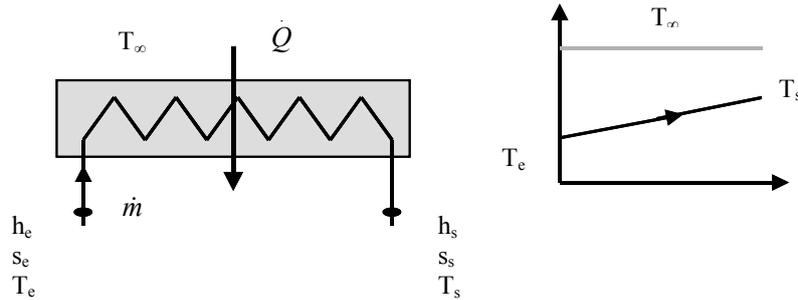


FIGURE 4.1 – Schématisation de l'échangeur de chaleur étudié et profil de température entre l'entrée et la sortie de l'échangeur

En régime permanent et pour des valeurs de \dot{Q} et de T_∞ fixées, un calcul systématique de l'entropie créée a été réalisé en fonction de la concentration en éthanol et de la fraction de glace. De ces valeurs, on déduit les pertes d'exergie et les valeurs du rendement exergétique.

Les hypothèses suivantes sont retenues :

- régime permanent,
- seules les irréversibilités dues au transfert thermique entre le coulis de glace et le milieu à T_∞ sont prises en compte (échangeur isolé de l'environnement), les irréversibilités mécaniques dues aux pertes de charge étant négligées,
- les effets des énergies cinétiques et potentielles sont négligées.

4.3.2 Equations utilisées

En combinant les premier et deuxième principes (équations 4.1 et 4.2), nous pouvons obtenir l'expression du taux de production d'entropie, en fonction des propriétés thermodynamiques du fluide frigopporteur :

$$\dot{\sigma} = \dot{m} \left[\frac{(h_e - h_s)}{T_\infty} - (s_e - s_s) \right] \quad (4.4)$$

La notion d'exergie permet une analyse plus générale en utilisant l'équation 4.3 qui s'écrit dans notre cas :

$$0 = \left(1 - \frac{T_0}{T_\infty}\right) \dot{Q} + \dot{m}(ex_e - ex_s) - T_0\dot{\sigma} \quad (4.5)$$

Le terme $T_0\dot{\sigma}$ correspond aux pertes exergétiques du procédé.

La variation d'exergie du fluide lors de son passage dans l'échangeur de chaleur est donnée par le terme $\dot{m}[h_e - h_s - T_0(s_e - s_s)]$ notée $\Delta\dot{E}x$ qui est l'exergie utilisée.

Le terme $\left(1 - \frac{T_0}{T_\infty}\right) \dot{Q}$ correspond au contenu exergétique de la chaleur échangée qui est ici l'exergie utile. Ce terme représente le travail minimum nécessaire à la production du flux frigorifique \dot{Q} à la température T_∞ . C'est le travail qui serait utilisé par une machine frigorifique réversible fonctionnant entre les températures T_∞ et T_0 .

Le rendement exergétique défini par :

$$\eta_{ex} = \frac{\text{exergie utile}}{\text{exergie utilisée}} \quad (4.6)$$

s'écrit dans notre cas :

$$\eta_{ex} = \frac{\left(\frac{T_0}{T_\infty} - 1\right) \dot{Q}}{\Delta\dot{E}x} \quad (4.7)$$

ou en utilisant l'équation 4.5 :

$$\eta_{ex} = 1 - \frac{T_0\dot{\sigma}}{\Delta\dot{E}x} \quad (4.8)$$

4.3.3 Résultats

Les calculs sont réalisés pour une variation de l'enthalpie massique : 100 kJ kg^{-1} , un débit massique de 1 kg s^{-1} , une température ambiante $T_0 = 35 \text{ }^\circ\text{C}$ et une température d'application $T_\infty = 0 \text{ }^\circ\text{C}$.

Les résultats sur les variations de la production d'entropie en fonction de la température à l'entrée de l'échangeur sont représentés sur la figure 4.2 alors que ceux du rendement exergétique sont sur la figure 4.3. Chacune des courbes correspond à une solution eau-éthanol à une concentration massique initiale en éthanol constante.

Pour chaque courbe, la plus grande température d'entrée est celle permettant d'obtenir une température à la sortie de l'échangeur égale à T_∞ , tandis que la température la plus basse correspond à un coulis de glace avec un taux massique de glace de l'ordre de 50 % à l'entrée de l'échangeur.

Nous pouvons remarquer que, quelle que soit la concentration initiale d'éthanol dans la solution, la production entropique augmente et le rendement exergétique diminue avec la diminution de la température et donc l'accroissement du taux de glace.

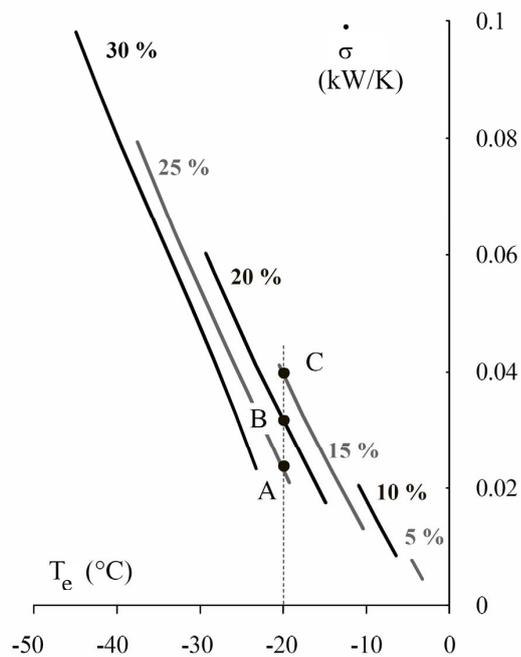


FIGURE 4.2 – Production d'entropie en fonction de la température pour différentes concentrations initiales en éthanol (température d'application $T_\infty = 0$ °C)

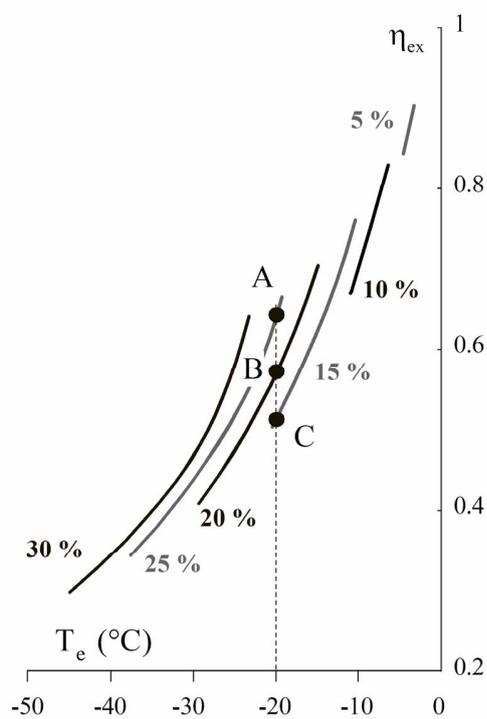


FIGURE 4.3 – Rendement exergetique en fonction de la température pour différentes concentrations initiales en éthanol (température d'application $T_\infty = 0$ °C)

Il apparaît clairement que, pour une température donnée, nous pouvons choisir d'utiliser une solution eau-éthanol dont la concentration initiale en alcool nous fournira un minimum de production d'entropie ou un rendement exergetique maximum.

Par exemple pour une température de $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ à l'entrée de l'échangeur, on a le choix entre trois points de fonctionnement A, B et C dont les différentes caractéristiques sont répertoriées dans le tableau 4.1. Dans ces conditions, la production d'entropie minimale sera réalisée par le point A correspondant aussi au meilleur rendement exergetique. Donc si nous utilisons une solution eau-éthanol pour une application spécifique à la température de $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$, la meilleure solution est d'utiliser un mélange caractérisé par le point A plutôt que celui caractérisé par le point C.

	A	B	C
C_0	0,25	0,2	0,15
$T_e/C_e\text{ [}^{\circ}\text{C/]}$	-20/0,294	-20/0,294	-20/0,294
x_g	0,15	0,32	0,49
$T_s\text{ [}^{\circ}\text{C]}$	-4,8	-12,28	-11,0
$\dot{\sigma}\text{ [kW K}^{-1}\text{]}$	0,023	0,031	0,04
$\Delta\dot{E}x\text{ [kW]}$	20,0	22,5	24,8
$T_0\dot{\sigma}\text{ [kW]}$	7,19	9,65	12
$\eta_{ex}\text{ [%]}$	64	57	50

TABLE 4.1 – Caractéristiques des points de fonctionnement pour une température d'entrée de $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ et une température d'application de $0\text{ }^{\circ}\text{C}$

En d'autres termes, l'utilisation du coulis de glace avec une forte concentration massique en alcool ($C_0 = 0,25$) et une faible fraction de glace ($x_g = 0,15$), sera meilleure qu'avec une concentration en alcool plus faible ($C_0 = 0,15$) par exemple, et donc un taux de glace plus grand ($x_g = 0,49$).

Le résultat essentiel que nous pouvons en tirer est que pour toute application de refroidissement au voisinage de $T_{\infty} = 0\text{ }^{\circ}\text{C}$, la meilleure solution exergetique sera apportée par des solutions eau-éthanol peu concentrées en alcool. En effet, pour une concentration initiale en éthanol de 5 %, nous avons des rendements exergetiques importants.

L'analyse qui a été faite sur le mélange eau-éthanol a été étendue au mélange eau-ammoniac. Les valeurs des fonctions d'état enthalpie et entropie ont été calculées.

Seuls les résultats comparatifs des deux fluides pour une application de $T_{\infty} = -5\text{ }^{\circ}\text{C}$ sont présentés (figure 4.4). Ils permettent de choisir le fluide qui conduira au meilleur rendement exergetique.

Dans le cas du mélange eau-ammoniac, nous retrouvons les meilleurs rendements exergetiques pour des solutions peu concentrées en soluté, comme dans le cas du mélange eau-

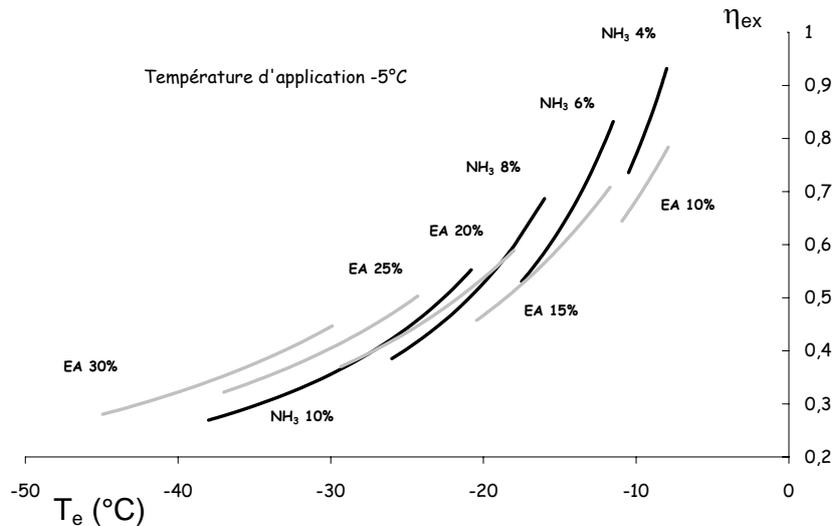


FIGURE 4.4 – Rendement exergetique en fonction de la température pour différentes concentrations initiales en alcool et en ammoniac

éthanol. L'importance de cette comparaison est de mettre en valeur le choix exergetique qui s'impose entre deux solutions aqueuses. En effet si nous voulons fonctionner à une température de -10°C , nous obtiendrons un meilleur rendement exergetique avec une solution eau-ammoniac avec 4 % en masse d'ammoniac, qu'avec une solution eau-éthanol avec 10 % en masse d'alcool. Par contre cette tendance n'est pas vérifiée lorsque la température est inférieure à -30°C , puisque dans ce domaine, d'un point de vue exergetique, l'utilisateur devra employer une solution eau-éthanol.

4.3.4 Conclusions

L'analyse entropique puis exergetique a été appliquée comme critère de choix de fluides frigoporteurs constituées à partir d'une solution aqueuse d'éthanol ou d'ammoniac. Les résultats montrent que le rendement atteint les valeurs maximales pour des concentrations faibles en soluté. Par ailleurs, il apparaît pour chaque température d'application, plusieurs solutions possibles et la méthode permet de déterminer celle dont le rendement exergetique est le plus élevé, c'est-à-dire la solution qui conduit à une économie des ressources utilisées.

Toutefois les hypothèses de cette étude doivent être rappelées car elles sont une limite aux conclusions que l'on peut en tirer. En effet, le fait de spécifier le flux de chaleur permet de ne pas prendre en compte les échanges thermiques et donc la géométrie de l'échangeur. L'étude thermodynamique ne sera donc complète que lorsque les transferts thermiques et les pertes mécaniques par frottement lors de l'écoulement seront définis avec précision.

4.4 Analyse entropique d'un système de stockage d'énergie par chaleur latente

Le procédé étudié utilise des MCP encapsulés dans des containers sphériques qui remplissent une cuve cylindrique. Il est largement décrit dans le paragraphe 2.1.3. Seul le fonctionnement optimum est considéré. Ce mode "normal" correspond à une circulation du fluide caloporteur au sein de la cuve se caractérisant par une stratification des isothermes perpendiculaire au sens de l'écoulement. Lorsque la cuve est en position verticale, au cours du stockage du froid, l'entrée du liquide frigopporteur se fait par le bas et au cours du déstockage, l'entrée du liquide se fait par le haut.

Pour comparer différentes opérations de stockage en vue de l'optimisation, plusieurs études ont été réalisées basées sur le second principe (Strub et Bédécarrats, 1999, 2000; Kousksou *et al.*, 2007). La particularité de ces travaux est le fait que l'analyse est faite pour des régimes instationnaires, compliquant la méthodologie et faisant appel à une modélisation du système.

Les analyses ont été réalisées pour des déstockages (Strub et Bédécarrats, 1999) pour des stockages (Strub et Bédécarrats, 2000) et les deux combinés (Kousksou *et al.*, 2007). Seuls les principaux résultats sur le stockage par MCP encapsulés appliqué au froid seront repris ici complétant ainsi la partie relative au chapitre 2.1. Le MCP utilisé a une température de fusion de 0°C.

Ces analyses s'appuient sur le modèle présenté dans le paragraphe 2.1.6.1. La cuve remplie de nodules est considérée comme un système ouvert parfaitement isolée thermiquement de l'extérieur. La vitesse du fluide caloporteur étant faible, on néglige les pertes de charges au sein du volume de contrôle que constitue la cuve.

4.4.1 Équations utilisées

Un nombre de production d'entropie N_S a été posé comme le rapport de l'exergie détruite durant la période 0-t et de l'exergie stockée par le système durant le même intervalle :

$$N_S = \frac{T_0 \int_0^t \dot{\sigma} dt}{\int_0^t \dot{E}x_{vc} dt} \quad (4.9)$$

T_0 est la température du milieu environnant. La production entropique, $\dot{\sigma}$, est calculée en utilisant le second principe (équation 4.2) appliqué dans un volume de contrôle défini par la cuve :

$$\dot{\sigma} = \frac{\partial S}{\partial t} - \dot{m}_f (s_{f,e} - s_{f,s}) \quad (4.10)$$

où $\frac{\partial S}{\partial t}$ est la variation instantanée d'entropie de la cuve, \dot{m}_f le débit massique du fluide caloporteur, $s_{f,e}$ et $s_{f,s}$ sont respectivement les entropies massiques du fluide entrant et sortant.

$\frac{\partial S}{\partial t}$ est calculée en considérant la somme des variations instantanées d'entropie de toutes les M mailles de la cuve contenant chacune N nodules :

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \sum_{j=1}^M \left(\frac{\partial S_{f,j}}{\partial t} + \sum_{i=1}^N \frac{\partial S_{MCP,ij}}{\partial t} \right) \quad (4.11)$$

Pour le fluide caloporteur dans la maille j :

$$\frac{\partial S_{f,j}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (\rho_f c p_f V_{f,j} \ln T_{f,j}) \quad (4.12)$$

où $T_{f,j}$ est la température du fluide dans la maille j contenant le volume $V_{f,j}$ de fluide.

Le calcul de l'entropie du MCP pour le nodule i , $S_{MCP,i}$, est réalisé en tenant compte du caractère aléatoire de la rupture de surfusion ([Strub et Bédécarrats, 2000](#)).

Avant et après cristallisation :

$$\frac{\partial S_{MCP,ij}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} (m_{MCP} c p_{MCP} \ln T_{MCP,ij}) \quad (4.13)$$

où $T_{MCP,ij}$ est la température du MCP dans le nodule i de la maille j .

Durant la cristallisation :

$$\frac{\partial S_{MCP,ij}}{\partial t} = \frac{L_F}{T_F} \frac{4}{3} \pi \rho_s \frac{\partial}{\partial t} (r_{ij}^3(t)) \quad (4.14)$$

où L_F est la chaleur latente de fusion du MCP, r_{ij} le rayon interne du MCP dans le nodule i de la maille j et T_F est la température de fusion du MCP.

$\dot{E}x_{vc}$ est le flux d'exergie du volume de contrôle (cuve de stockage) tiré de l'équation 4.3 qui peut s'écrire :

$$\dot{E}x_{vc} = \dot{E}x_{f,e} - \dot{E}x_{f,s} - T_0 \dot{\sigma} \quad (4.15)$$

où $\dot{E}x_{f,e} - \dot{E}x_{f,s} = \dot{m}_f c p_f (T_{f,e} - T_{f,s}) - T_0 \dot{m}_f c p_f \ln \left(\frac{T_{f,e}}{T_{f,s}} \right)$ est la variation d'exergie transférée par le fluide caloporteur.

Quand N_S tend vers 0, alors le fonctionnement est proche de la réversibilité et aucune exergie n'est détruite.

Afin de comparer différentes situations, N_S est représenté en fonction du pourcentage d'exergie stockée définie ainsi : $X = \frac{\int_0^t \dot{E}x_{vc} dt}{\int_0^{t_{fin}} \dot{E}x_{vc} dt}$ où t_{fin} correspond à la durée totale d'un stockage.

Afin d'étendre les résultats à plusieurs tailles de cuve, divers débits et températures d'entrée, la variation de N_S en fonction de X est représentée pour différentes valeurs de τ et ΔT_e définies ainsi : $\tau = \frac{\rho_f V_{f,vc}}{\dot{m}}$ représente le temps nécessaire au fluide pour traverser toute la cuve où $V_{f,vc}$ est le volume de fluide dans la cuve ; $\Delta T_e = T_{f,e} - T_F$ représente l'écart entre la température d'entrée du fluide et celle de fusion du MCP.

4.4.2 Résultats et conclusions

Les résultats pour un des stockages sont présentés sur la figure 4.5. T_e et T_s sont respectivement les températures du fluide caloporteur à l'entrée et la sortie de la cuve.

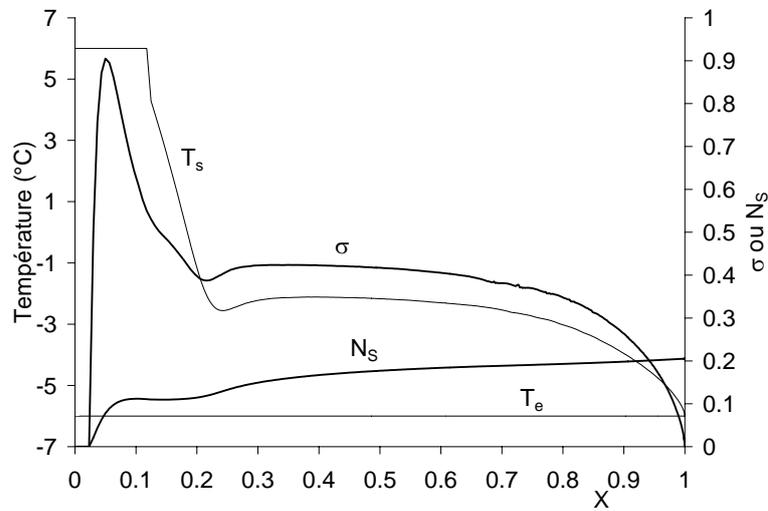


FIGURE 4.5 – Résultats pour un stockage classique ($\Delta T_e = 6$ °C et $\tau = 750$ s)

Au début du stockage, la valeur de $\dot{\sigma}$ est nulle car cette période correspond au refroidissement du fluide dans les capots de la cuve où il n'y a pas de nodules. Après, $\dot{\sigma}$ augmente rapidement car le fluide caloporteur entre au niveau d'une couche de nodules à une température très différente de celle du liquide à l'intérieur des nodules. $\dot{\sigma}$ diminue ensuite rapidement puis plus doucement quand certains MCP commencent à cristalliser.

Avant que le fluide refroidi atteigne les nodules, correspondant aux valeurs $X < 0,025$, l'exergie détruite est nulle. Puis, N_S augmente jusqu'à ce que le fluide initialement stocké dans la cuve ait été renouvelé. N_S augmente ensuite progressivement pendant la phase où les nodules cristallisent. Cette analyse prouve que les cristallisations du MCP sont une des causes des irréversibilités thermiques.

Sur les Figures 4.6 et 4.7, nous montrons que la fraction d'exergie détruite varie de 10 % à 30 % pour un stockage complet selon les conditions de débit et de température. Comme pressenti, N_S augmente quand ΔT_e augmente et τ diminue. Nous observons que

la température est la principale cause de la variation de N_S . Rappelons néanmoins que les irréversibilités dues aux pertes de charge ont été négligées dans les hypothèses de départ.

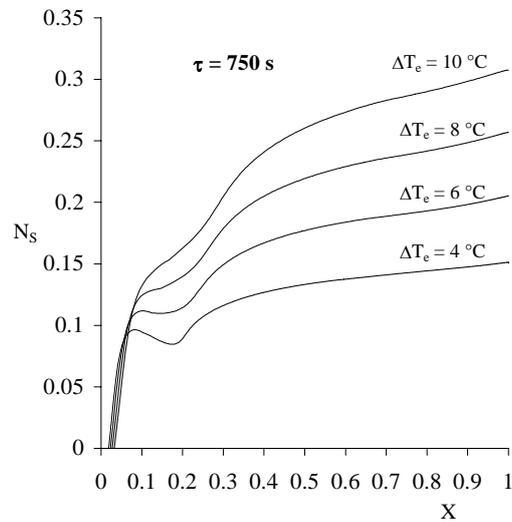


FIGURE 4.6 – Fraction d'exergie détruite en fonction de X pour différents ΔT_e

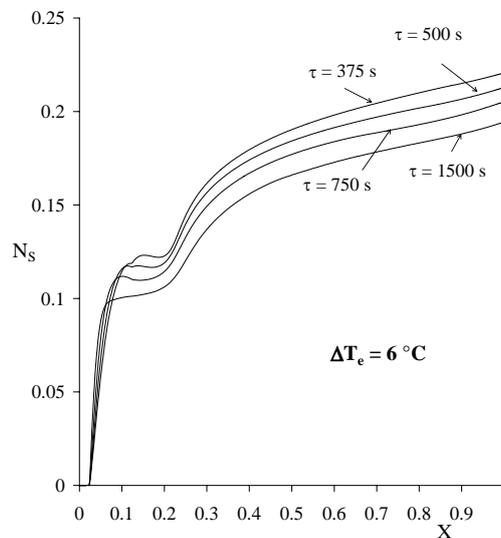


FIGURE 4.7 – Fraction d'exergie détruite en fonction de X pour différents τ

Il est important de noter que la durée du stockage n'entre pas directement dans ces mesures. En conditions industrielles, le mode de charge doit être réalisé dans un temps donné. On a déjà montré l'influence du débit et de la température finale sur la durée du processus. La durée du mode de stockage est diminuée quand la température finale est abaissée et quand le débit est augmenté. Ainsi, pour faire un stockage dans une période donnée, nous pouvons choisir le couple débit - température finale approprié.

Ainsi, en pratique, pour réduire au minimum l'irréversibilité, il vaut mieux choisir un petit ΔT_e (une température proche de T_F) et une valeur basse de τ (un débit élevé) au lieu d'un grand ΔT_e et une grande valeur de τ (une valeur basse du débit).

La Figure 4.8 montre la surface $N_S(\tau, \Delta T_e)$ du nombre de génération d'entropie pour $X = 1$. Nous voyons la variation du N_S en fonction de ΔT_e et de τ pour un stockage complet ($X = 1$).

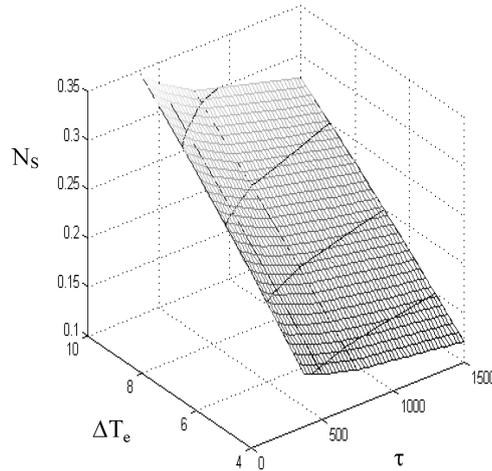


FIGURE 4.8 – Nombre de production d'entropie en fonction de ΔT_e et τ pour $X = 1$

Nous notons que c'est particulièrement ΔT_e qui a un effet sur la variation du N_S et que l'influence de τ est plus importante quand ΔT_e augmente.

Pour terminer, nous avons regardé l'influence (figure 4.9) de la surfusion sur ce nombre d'entropie.

Le résultat sans surfusion représente la variation de N_S en supposant que tous les nodules cristallisent à la température d'équilibre liquide-solide T_F . Cette hypothèse est bien évidemment irréaliste dans le cas où le MCP est l'eau. La surfusion est toujours présente mais peut-être réduite en ajoutant des agents nucléants. Nous avons choisi 3 degrés de surfusion correspondant à des valeurs vraisemblables tout en conservant le caractère aléatoire des cristallisations. La surfusion faible correspond à un degré de surfusion égal à $\Delta T = 2,5$ K, $\Delta T = 4,0$ K pour une surfusion moyenne et $\Delta T = 5,5$ K pour une forte surfusion.

La fraction d'exergie détruite est la même avant le début des cristallisations. Quand les cristallisations commencent, N_S augmente. Sa diminution entre $X = 0,1$ et $X = 0,25$ correspond au retard des cristallisations à cause de la surfusion. Plus la surfusion est importante, plus cette diminution est évidente.

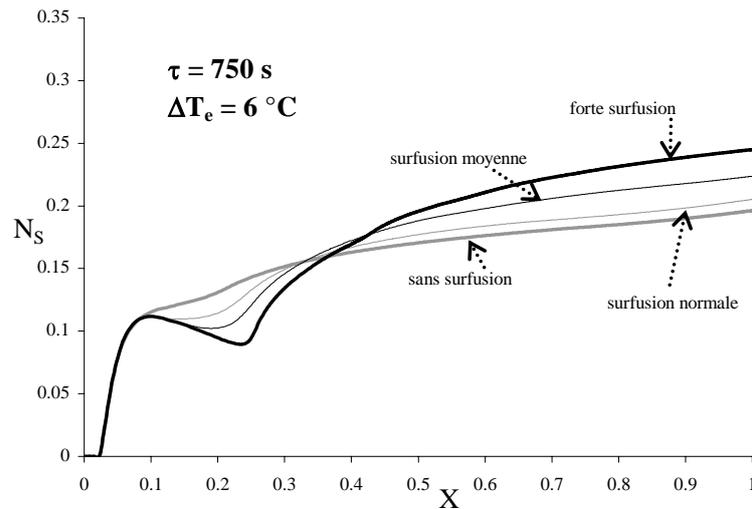


FIGURE 4.9 – Influence de la surfusion

Ces résultats confirment que la production d'entropie due aux cristallisations est une source non négligeable des irréversibilités. Quand le stockage est complet, la fraction d'exergie détruite augmente avec la surfusion. Ce résultat confirme l'inconvénient d'une surfusion importante. Il est donc important de la réduire.

4.5 Conclusions

Les deux études présentées dans ce chapitre montrent l'intérêt d'une mise en oeuvre des notions exergetiques. Cependant, la définition des rendements conduisent parfois à des résultats différents du fait de l'appréciation qualitative du terme "utile" et du terme "utilisé" de la formule 4.6 (Lallemand, 2007).

Les calculs des termes sont parfois complexes et nous amènent dans un souci de simplification à poser des hypothèses restrictives qu'il convient de mettre en évidence afin de ne pas tirer de conclusions trop hâtives. Par exemple, les irréversibilités dues aux pertes de charges ont été négligées dans nos études.

Des analyses entropiques et exergetiques en régime instationnaire ont été réalisées grâce à la maîtrise de la modélisation des systèmes. Les résultats permettent une optimisation de la conduite des procédés en tenant compte du fonctionnement instationnaire. Ces méthodes ont été appliquées dans la cas du stockage par chaleur latente d'énergie solaire et ont permis d'obtenir les résultats de la publication Kousksou *et al.* (2007) page 189. Les résultats montrent en particulier que les performances d'un stockage par chaleur latente peuvent être améliorées avec un choix judicieux du MCP.

Le chapitre suivant (chapitre 5 page 197) présente les perspectives de mes travaux de

recherche.

Application of the Second Law Analysis to a Heat Exchanger Working with Ethanol/Water Ice Slurry

Françoise Strub*, Jean Castaing-Lasvignottes,
Jean Pierre Bédécarrats and Christophe Peuvrel
Laboratoire de Thermique, Energétique et Procédés (LaTEP)
Université de Pau et des Pays de l'Adour (UPPA)
BP 1155 – 64013 Pau, France
E-mail : francoise.strub@univ-pau.fr

Abstract

The use of ice slurries as secondary refrigerants is a very promising technology. The aim of this paper is to evaluate the contribution of second law analysis to the study of a phase changing secondary refrigerant in cooling systems. The first step of the work presented here consists of two parts: the first involves the calculation of enthalpies and entropies and the second is an entropy/exergy analysis of a heat exchanger. This work attempts to provide a thermodynamic criterion in order to choose the kind of fluid and the inflow conditions that are more suitable for a particular application. It presents the establishment of the method and the results that have been obtained for an ethyl alcohol-water mixture.

Keywords: Ice slurry, ethanol-water ice slurry, exergy, binary mixture, second law analysis, specific entropy.

1. Introduction

Secondary refrigerants are used in indirect refrigeration systems to transport heat from the cooling utilisation to the cooling production. Over the last few years, a new class of transport fluid has been developed. Two-phase solutions, known as ice slurries composed of water, an additive (for example ethanol (ethyl alcohol)) and very small ice crystals are very interesting. The latent heat of fusion enables large cooling capacities and more stable temperature conditions to be obtained. One of the main advantages of secondary refrigeration systems is a lower impact on the environment thanks to the reduced risk of primary refrigerant leakage, due to shorter piping, and reduced charge amount.

A number of water solutions may be used for ice slurry applications. For these binary mixtures, the enthalpy change depends on the kind of solution, the concentration of the freezing point depressant substance, and the temperature (i.e. ice mass fraction). To make the choice of these parameters easier for a given application, entropy analysis has already been applied to cold storage with phase-change (Strub and Bedecarrats, 1999, 2000).

The studied system is a heat exchanger through which an ice-slurry is flowing and melting. The open thermodynamic system is in thermal contact with a heat reservoir of which the temperature represents a particular application. The heat transfer across the reservoir-fluid temperature difference is the cause of irreversibilities.

Because our objective is second law analysis of ice slurry behaviour, particular attention is paid to the ice fraction. The enthalpy calculation is based primarily on the previous works of Melinder (1997, 2001, 2002). The specific entropy definition is then introduced and the values of specific entropy for the two-phase ethanol/water mixture are calculated. The calculations and the diagrams for enthalpy and entropy versus the ice fraction are an originality of the paper. The second one lies in the entropy/exergy analysis of the heat exchanger mentioned above. It is developed in the second part where the entropy generation values are determined versus all the main parameters of the ice slurry. At the end, this paper proposes a thermodynamic criterion to determine the best choice for the inlet ice fraction range for cooling. The method presented in the paper is applied to an ethanol–water solution.

*Author to whom correspondence should be addressed

2. Background

Aqueous binary ice slurries are defined through a set of different characteristics. The first one is the concentration of the ethanol (the solvent chosen in this paper) in the solution. This ratio is given by $C = m_a/m_s$, where m_a is the mass of alcohol, while m_s represents the mass of the solution. This concentration changes the freezing point temperature of the solution. As can be seen in the freezing point diagram for ethanol, *Figure 1*, the higher C is, the lower this temperature.

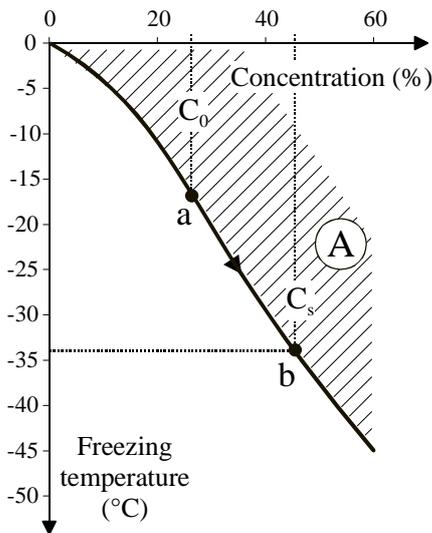


Figure 1. Freezing point diagram of ethanol/water solution.

Thus, a solution remains liquid as long as its properties are situated in the hatched area (A). In contrast, lowering the temperature of a solution at a given initial concentration C_0 below the solid-liquid equilibrium curve, leads to a partial crystallization of water present in the solution that starts at point "a". The binary mixture is then composed of ice at the final temperature and a more concentrated solution (C_s) at the same temperature (point b). The amount of ice in the secondary refrigerant is generally described through the ice fraction given by $i = m_i/m_0$, where m_i is the mass of ice and m_0 is the total mass of ice and solution.

As the sum of ice and the water remaining in the solution represents the amount of water that was initially in the solution at C_0 , the last two equations can be combined to give $i = 1 - C_0/C_s$. The ice fractions of the ethanol solution as a function of freezing point temperature and for different initial concentrations are given in *Figure 2*.

Ice slurries are used for energetic and particularly for cooling purposes and thermodynamic properties such as enthalpy for first law analysis and entropy for second law analysis are needed. Both expressions take the same general form given by

$$f = (1-i)f_s + i(f_i) \quad (1)$$

where f can represent enthalpy as well as entropy. f_s integrates, if any, sensible as well as mixing transformation of the solution and f_i , sensible as well as latent transformations.

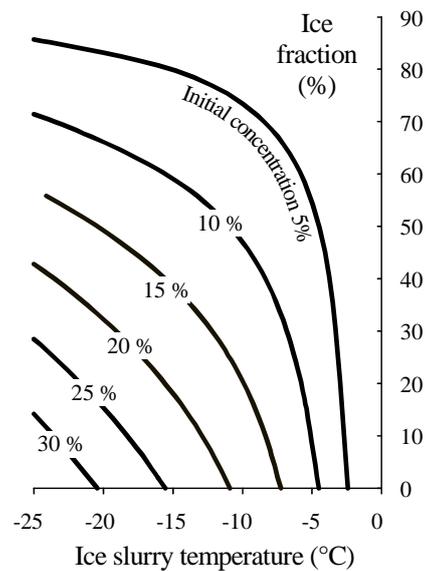


Figure 2. Ice fraction versus temperature for various initial concentrations.

The diagram in *Figure 3* illustrates the variation of enthalpy versus the temperature of ethanol/water solutions for various initial concentrations of ethanol. Considering the shapes of the curves, one can see that the enthalpy change is strongly dependent on the initial concentration and temperature of the solution (i.e. ice fraction). As can be seen, the available latent heat has its maximum at low concentrations of the additive (ethanol) and at a temperature just below the freezing point. So, just below 0°C , a small temperature change is sufficient to generate a high ice concentration and, thus, a large enthalpy difference that will give a large "heat transport capability". Higher concentrations of the additive will require a much larger temperature change to get the same effect. However, for a particular temperature application, it is not easy to choose the initial concentration C_0 and the ice fraction i (i.e. the ice slurry temperature entering the process). For example, to reach the cooling temperature

demand, two entering characteristics are possible: either a high initial concentration and a low ice fraction or a low initial concentration and a high ice fraction. Regarding the enthalpy diagram, these two possibilities cannot have the same thermodynamic efficiency. So an entropy analysis has been developed.

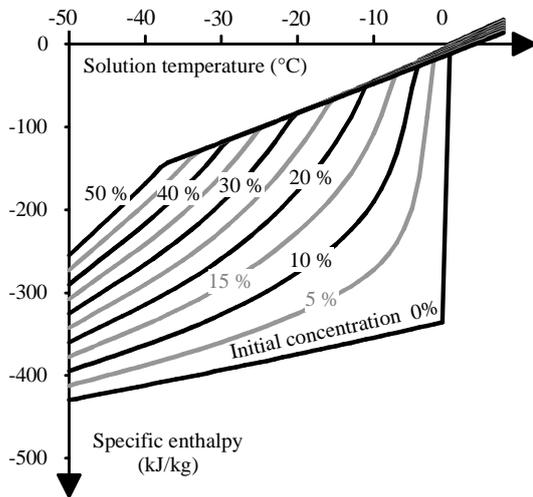


Figure 3. Enthalpy diagram of water/ethanol solutions.

Because this study requires specific entropy values, their calculation for the two phase mixture has been carried out according to Eq. (1) and with the help of thermophysical properties from Prosim (Vacher and Guittard, 2002). The results are reported on Figure 4.

The global behaviour of the entropy curves reveals behaviour very similar to those for the enthalpy. This is quite unsurprising, since the changes in these thermodynamic properties are much more affected by the latent heat of fusion contained in h_i and s_i than by any other term of the preceding equations.

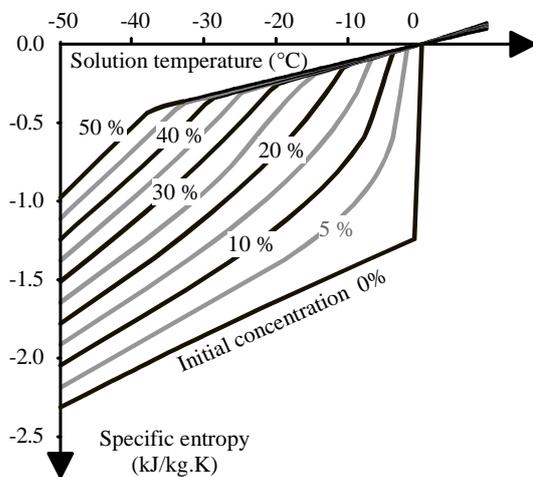


Figure 4. Entropy diagram of water / ethanol solutions.

3. Second Law Analysis of Heat Exchange with a Phase Changing Secondary Refrigerant.

Thanks to many previous works concerning the exergy/entropy analysis of machines (e.g., Feidt and Lang, 2001), cycles (e.g., Spinner et al., 2001) as well as elementary components (e.g., Bejan, 1996 and Bejan and Tondeur, 1998), an important literature in the second law analysis of systems has developed.

The thermodynamic system being studied here consists of a heat exchanger as illustrated in Figure 5. A given mass flow of ice slurry \dot{m} at given concentration (C_0) and temperature (T_{in}) conditions, crosses a heat exchanger in order to cool a medium at a uniform temperature T_∞ as shown in Figure 5. The amount of heat flux transferred is denoted as \dot{Q} .

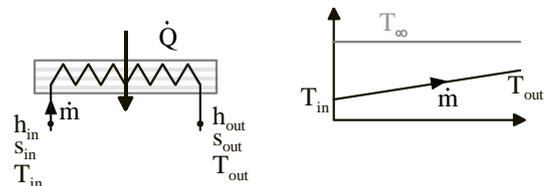


Figure 5. Illustration of the heat exchanger studied and the considered temperature profile.

Under the following assumptions:

- steady state operating conditions,
- entropy generation is due only to heat transfer between the ice slurry and the medium at T_∞ (the heat exchanger is insulated from the environment and the fluid does not undergo any pressure drop),
- kinetic as well as potential energy changes are neglected,

the energy and entropy balances yield

$$\begin{cases} \dot{Q} + \dot{m}(h_{in} - h_{out}) = 0 \\ \frac{\dot{Q}}{T_\infty} + \dot{m}(s_{in} - s_{out}) + \dot{P}(s) = 0 \end{cases} \quad (2)$$

Combining these two equations gives the expression for the entropy generation as a function of the thermodynamic properties of the refrigerant:

$$\dot{P}(s) = \dot{m} \left[\frac{(h_{in} - h_{out})}{T_\infty} - (s_{in} - s_{out}) \right] \quad (3)$$

Values of the entropy generation per unit mass flow rate versus input temperature are presented in Figure 6. Each curve corresponds to a constant initial concentration of ethanol. The operating conditions corresponding to these results are summarized in TABLE I.

TABLE I. OPERATING CONDITIONS OF THE RESULTS PRESENTED IN FIGURES 6-7

Specific enthalpy variation (kJ/kg)	100
Environment temperature T_0 (°C)	35
Temperature of the application T_∞ (°C)	0
Mass flow rate (kg/s)	1

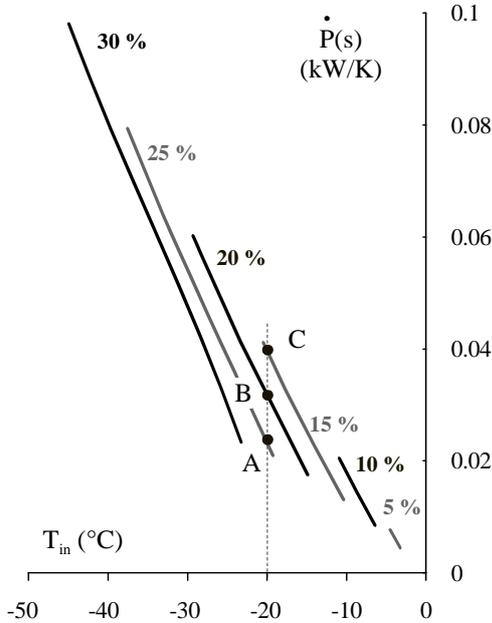


Figure 6. Entropy production versus input temperature for various water/ethanol initial composition solutions.

For each curve, the highest input temperature corresponds to an output temperature equal to T_∞ while the last point corresponds to an input ice fraction of 50 %. Lowering the entropy generation requires both increasing the input temperature and, for a given temperature, using the highest available concentrated solution. This is clearly shown in the Figure 6 where detailed values taken at points A, B, and C are summarized in TABLE II.

These three points correspond to the same input temperature (-20°C). At such conditions, the lowest entropy generation occurs for the inlet conditions at point A. So, to operate with an input temperature of -20°C, it is better to use the fluid conditions represented by point A than those represented by point C. In other words and according to TABLE II, it is better to use ice slurry from a high concentrated solution ($C_0 = 0.25$) with a low ice fraction ($i = 0.15$) than to use ice slurry from a low concentrated solution ($C_0 = 0.15$) with a higher ice fraction ($i = 0.49$).

To integrate these results in a more global analysis, an exergetic balance is introduced. The destroyed exergy is derived directly from the entropy generation via

$$\dot{E}x_d = T_0 \dot{P}(s) \quad (4)$$

while the exergy change of the fluid entering the system is given by:

$$\Delta \dot{E}x = \dot{m} [h_{in} - h_{out} - T_0 (s_{in} - s_{out})] \quad (5)$$

The exergetic efficiency compares these two quantities by the exergetic efficiency $\eta_{ex} = 1 - \dot{E}x_d / \Delta \dot{E}x$ whose values are presented in Figure 7.

TABLE II. DETAILS OF POINTS A, B AND C IN FIGURES 6 - 7

	A	B	C
C_0 [%]	25	20	15
T_{in}/C_{in} [°C/%]	-20 / 29.4		
i [%]	15	32	49
T_{out} [°C]	-4.8	-12.28	-11.0
$\dot{P}(s)$ [kW.K ⁻¹]	0.023	0.031	0.04
$\Delta \dot{E}x$ [kW]	20.0	22.5	24.8
$\dot{E}x_d$ [kW]	7.19	9.65	12
η_{ex} [%]	64	57	50

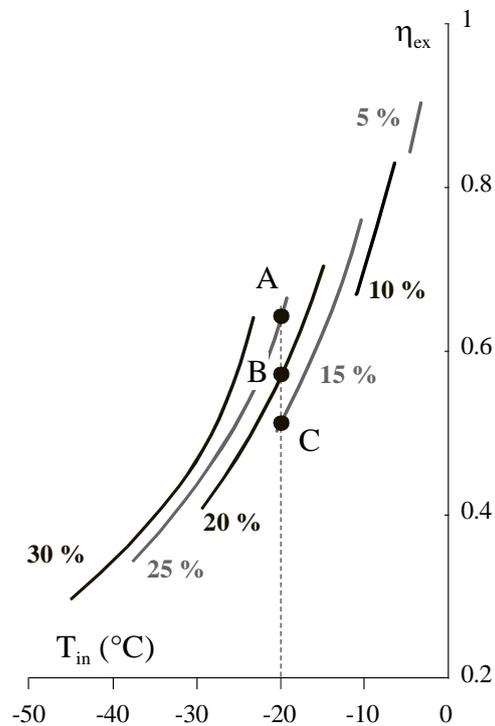


Figure 7. Exergetic efficiency versus input temperature for various water/ethyl alcohol initial composition solutions.

The same conclusions can be drawn from the variations of η_{ex} shown in Figure 7. In order to produce a cooling effect (at 0°C in our example) efficiently, ice slurry with a high initial

concentration of the additive is preferable. For a given inlet temperature, the highest values of η_{ex} are found with the highest values of C_0 . When C_0 is fixed, η_{ex} decreases with the increase in ice fraction, which means a decrease in the inlet temperature. If the input temperature is -20°C , point A is still preferred from an exergetic efficiency point of view.

It is interesting to note that

$$\eta_{\text{ex}} = 1 - \frac{\dot{E}x_d}{\Delta\dot{E}x} = \frac{\Delta\dot{E}x - \dot{E}x_d}{\Delta\dot{E}x} \quad (6)$$

where

$$\begin{aligned} \Delta\dot{E}x - \dot{E}x_d &= \dot{m}(h_{\text{in}} - h_{\text{out}}) \left(1 - \frac{T_0}{T_\infty}\right) \\ &= \dot{Q} \left(\frac{T_0}{T_\infty} - 1\right) \end{aligned} \quad (7)$$

The denominator of η_{ex} is the exergy change of the fluid across the heat exchanger and represents the work that would be required to cool down, in a reversible way, the ice slurry from outlet to inlet conditions. On the other hand, the numerator represents the minimum amount of work that is necessary to provide the cooling \dot{Q} , i.e. the work consumed by a reversible refrigeration machine operating between T_∞ and T_0 .

4. Conclusions and Analysis

Knowing the thermophysical properties of ice slurries is not sufficient to find the best kind of fluid for a particular cooling application. Not only the kind of additive but also the initial concentration and the ice fraction must be defined. To aid in the selection, an entropy analysis was used. Preliminary to this, specific entropy was introduced and calculated for a binary water-ethanol solution. Entropy generation and exergetic efficiency were then calculated for different initial concentrations and different ice fractions. The results show that concentrated solutions without ice are preferable to less concentrated solutions with an important ice fraction. As is well known, this fluid is powerful for low concentrations and well-adapted for cooling temperatures near the freezing point. It is why the exergetic efficiency reaches values near 1 at a low concentration and for a cooling application at 0°C .

This work will soon be extended to other kinds of solutions and results compared between each other. Hence, for a fixed cooling temperature, the different exergetic efficiencies will permit one to select a particular kind of fluid.

Of course, it is obvious that minimization of exergy destruction may lead to impractical constructions. This study contributes to the selection of the inlet conditions of the ice slurry flowing into the heat exchanger when the refrigeration application temperature and heat rate are specified. An improvement can be achieved with supplementary constraints like surface and cost.

Lastly, approach being pursued by the authors presently is the integration of transfer properties (heat transfer as well as pressure drop coefficients) into the global exergetic analysis, in order to point out the major sources of exergy destruction and to optimize heat exchangers when refrigeration applications involving ice-slurries are concerned.

Nomenclature

C	concentration	[-]
m	mass	[kg]
T	temperature	[K]
s	specific entropy	[J.kg ⁻¹ .K ⁻¹]
h	specific enthalpy	[J.kg ⁻¹]
\dot{Q}	heat flux	[W]
\dot{m}	mass flow	[kg.s ⁻¹]
$\dot{P}(s)$	entropy generation	[W.K ⁻¹]
η_{ex}	exergetic efficiency	[-]
i	ice fraction	[-]
$\dot{E}x$	exergy flow rate	[W]

Subscripts

in	input
out	output
∞	application conditions
0	environmental conditions.
s	solution
a	alcohol
i	ice

References

- Bejan A., 1996, *Entropy Generation Minimization*, CRC Press, Boca Raton N.Y.
- Bejan A., Tondeur D., 1998, "Equipartition, Optimal Allocation and the Constructal Approach to Predicting Organisation in Nature", *Rev. Gen. Therm.*, Vol. 37, pp. 165-180.
- Feidt M., Lang S., 2001, "Optimal Design of Combined Power", *Proceedings of Refrigeration and Heating System, Proceedings of HPC'01*, Paris, pp. 241-246.
- Melinder A., 1997, *Thermophysical Properties of Liquid Secondary Refrigerants*, International Institute of Refrigeration edition, Paris.
- Melinder A. and Granryd E., 2001, "Using Property Values of Water Solutions and Ice to Estimate Ice Concentration and Enthalpy Values

of Ice-Slurries “, *Proceedings of the Third workshop on Ice slurries of the International Institute of Refrigeration*, Lucerne, Switzerland, 16-18 may, pp. 19-26

Melinder A., 2002, “Enthalpy-Phase Diagrams of Aqueous Solutions for Ice-Slurry Applications “, *Proc. of the Fifth workshop on Ice slurries of the International Institute of Refrigeration*, KTH/Stockholm, Sweden, 30-31 May.

Spinner B., Sorin M., Stitou D., 2001, “Internal Energy Flow Analysis Within a Single Effect Heat Pump “, *Int. J. Refrigeration*, Vol. 24, No.2, pp. 185-191.

Strub F., Bedecarrats J.P., 1999, “Numerical Second Law Analysis of a Refrigeration Phase-Change Storage“, *Int. J. of Applied Thermodynamics*, Vol.2, No.3, pp.133-138.

Strub F., Bedecarrats J.P., 2000, ”Thermodynamics of Phase-Change Energy Storage. The Effects of Undercooling on the Entropy Production During Solidification “, *Int. J. of Applied Thermodynamics*, Vol.3, No.1, pp.35-42.

Vacher A., Guittard Ph., 2002, « Concept d'Interopérabilité dans l'Architecture d'un Serveur Thermodynamique COM. Exemple d'Intégration dans Microsoft Excel « , *Proc. of the Colloque Systèmes d'information, modélisation optimisation et commande en Génie des Procédés*, 24-25 Octobre, Toulouse, France.



Second law analysis of latent thermal storage for solar system

T. Kousksou*, F. Strub, J. Castaing Lasvignottes, A. Jamil, J.P. Bédécarrats

Laboratoire de Thermique Énergétique et Procédés, Avenue de l'Université, BP 1155, 64013 Pau Cedex, France

Received 19 February 2007; accepted 12 April 2007

Available online 13 June 2007

Abstract

A theoretical model has been developed for analysis and optimization of the solar system using phase change material (PCM). The later consists of a solar air heating collector coupled with a cylindrical storage tank which contains spherical capsules filled with a PCM. Energy and exergy analyses are carried out to understand the behavior of the system using single PCM or multiple PCMs. Numerical results show that the performance of the latent thermal storage system can be ameliorated by the judicious choice of the melting temperature of the PCM.

© 2007 Elsevier B.V. All rights reserved.

Keywords: Entropy generation; Exergy; Latent storage; Multiple PCMs; Solar

1. Introduction

In recent years, extensive numerical and experimental investigations have been made in the subject of the latent heat thermal energy storage in systems using solar energy for building or drying the agricultural products [1–3]. The advantages of these systems in comparison with sensible storage are a greater density of stored energy and a narrow operational temperature range.

Latent thermal storage systems present a solution to the time-mismatch between the internal space heating demand at night and the external solar energy available during the day.

Not all phase change materials (PCMs) can be used in building or drying. The choice of the most appropriate PCM is based on a number of factors including low cost, high latent and sensible heat, high thermal conductivity in both the liquid and solid phases, high specific heat capacity, suitable phase change temperature and no supercooling [4]. The paraffins are mostly used as PCMs, due to their easy availability and to their suitable thermal characteristics, in low temperature applications [5–8]. Their properties have been extensively studied by Himran and Suwono [9].

Several investigations have studied theoretically and experimentally the encapsulation of the PCM [7]. The PCM can be encapsulated into a variety of ways using cylindrical geometries with or without fins, plates, or spherical capsules. The spherical geometry seems to offer a number of advantages which ranks it among the most attractive methods of encapsulation. The spherical capsules are preferred due to favorable relation of volume of energy stored to the area for heat transfer and also because of easiness of packing into the storage tank with a good bed porosity [10,11].

A limited number of studies are found on the problem of thermal storage of solar energy using PCM in spherical capsules and taking into account the sinusoidal fluctuation in temperature of the working fluid at the inlet of the latent storage system. Fath and Hassan [12] developed a simple solar air heater integrated with thermal energy storage system. Heat storage materials were filled in the tubes and set as an absorber of the collector. Paraffin wax and $\text{Na}_2\text{SO}_4 \cdot 10\text{H}_2\text{O}$ are used as PCMs. Arkar [3] also designed a solar assisted ventilation system based on PCM storage. He recommended that paraffin-spherical encapsulations provide homogeneous porous effect in ventilation duct which can improve the thermal conductivity of paraffin. Jain [13] studied the performance of the reversed absorber with packed bed thermal storage natural convection solar crop dryer. Their results showed that the thermal energy

*Corresponding author.

E-mail address: Tarik.kousksou@univ-pau.fr (T. Kousksou).

Nomenclature			
A	superficial surface of the capsules (m^2)	s	specific entropy of the fluid ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)
A_f	superficial particle area per unit bed volume (m^{-1})	\dot{S}_{gen}	entropy generation rate (W K^{-1})
c	specific heat ($\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$)	U_f	heat transfer coefficient ($\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$)
d	outer diameter of capsule (m)	u	mean fluid velocity (m s^{-1})
$\dot{E}x_{\text{cv}}$	rate of exergy change of the control volume (W)	x	axial coordinate (m)
f	liquid fraction	<i>Greek symbols</i>	
H	height of the storage tank (m)	ρ	density (kg m^{-3})
k	thermal conductivity ($\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$)	ε	porosity of the tank
L_f	latent heat of PCM (J kg^{-1})	<i>Subscripts</i>	
N_s	entropy generation number	f	fluid
Nu	Nusselt number	m	melting
q_v	flow rate of heat transfer fluid ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$)	ini	initial
$P(t)$	useful power (W)	inl	inlet
Pr	Prandtl number	out	outlet
r	solid–liquid interfaces radius in test capsule (m)	pcm	phase change material
R	inside radius of test capsule (m)	W,P,E	west, center and east control volumes
Re	Reynolds number		
T	temperature (K)		

storage affects drying during the non-sunshine hours and it is very pertinent in reducing the fluctuation in temperature for drying. Hammou and Lacroix [14] have investigated a hybrid thermal energy storage system for managing simultaneously the storage of heat from solar and electric energy. They have proposed a mathematical model to examine the effect of various storage materials and the operating conditions on the thermal behavior of the system.

In this paper, a phase change thermal energy storage system integrated with solar air heating system is numerically modeled. The main objectives of this study are as follows:

- to analyze the impact of the sinusoidal fluctuation in temperature of the working fluid on the performance of the latent storage system and
- to identify and numerically examine simple ways of enhancing such heat transfer rates.

2. System description

The schematic of the solar energy system is shown in Fig. 1. It consists of a solar air collector and a cylindrical storage tank that contains a spherical capsules filled with a PCM. Solar energy that is intercepted by the air collector is converted into hot air which can be either used directly, or stored in PCM within the tank for later use. Obviously, the temperature of the air at outlet collector depends on the solar radiation. In a first approximation and in order to make our calculations, we have chosen as condition at the exit of the air collector, the temperature

indicated in Fig. 2 which is a sinusoidal function in the interval [6 h–18 h].

3. Mathematical model

The thermal model, describing the behavior of the tank, is based on the following assumptions:

- the fluid flow is laminar and the fluid is Newtonian;
- heat losses from the tank to the surroundings are negligible;
- the mass flow rate inside the tank is considered large enough so that heat transfer in the fluid is convection dominated in the axial direction;
- thermophysical properties of the PCM and of the heat fluid flow are temperature independent.

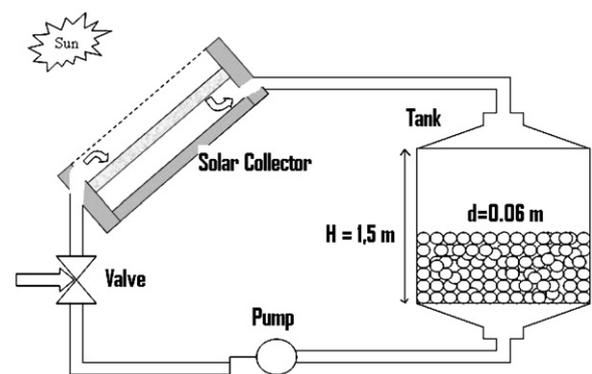


Fig. 1. Phase change solar system.

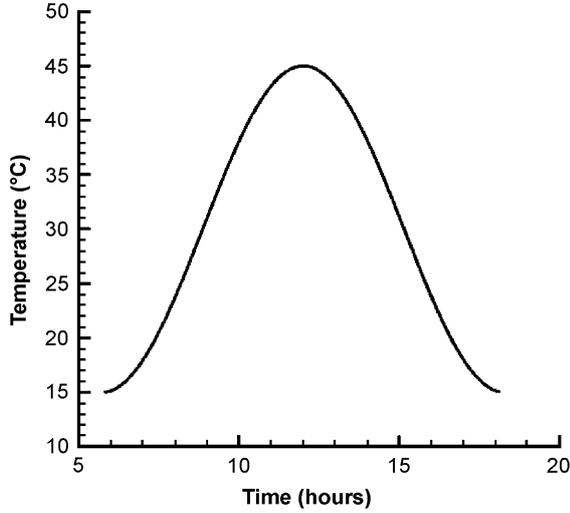


Fig. 2. Variation of temperature with time of day.

Based on these assumptions, energy balances for the circulating fluid and the PCM during the charge period yield the following equations:

Fluid:

$$\varepsilon(\rho c)_f \left(\frac{\partial T_f}{\partial t} + u \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(k_f \frac{\partial T_f}{\partial x} \right) + U_f A_f (T_{\text{wall}} - T_f). \quad (1)$$

PCM:

$$(\rho c)_{\text{pcm}} \frac{\partial T_{\text{pcm}}}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k_{\text{pcm}} \frac{\partial T_{\text{pcm}}}{\partial r} \right) - \rho_{\text{pcm}} L_f \frac{\partial f}{\partial t} + U_f A_f (T_f - T_{\text{wall}}). \quad (2)$$

ρ_f and c_f are, respectively, the density and the specific heat of the fluid, ρ_{pcm} and c_{pcm} are, respectively, the density and the specific heat of the PCM, A_f the superficial particle area per unit bed volume, u the mean fluid velocity, ε the porosity of the tank, f the liquid fraction of PCM inside the capsules, L_f the melting heat of PCM and U_f is the overall constant heat transfer coefficient estimated with an empirical correlation proposed by Beek [15] for the case of fluid flow between the spheres arranged in a random form

$$Nu = 3.22 Re^{1/3} Pr^{1/3} + 0.11 Re^{0.8} Re^{0.8}. \quad (3)$$

The Reynolds number Re can be obtained from the relation $Re = \rho_f u d / \mu_f$ where d is the diameter of the sphere and μ the dynamic viscosity of the fluid.

The mean velocity can be calculated from the flow rate q_v :

$$q_v = u \varepsilon A, \quad (4)$$

where A is the superficial capsules area.

The initial and boundary conditions for the above set equations are:

For the fluid,

$$T_f(x, 0) = T_{\text{ini}}, \quad (5)$$

$$T_f(0, t) = T_{\text{inl}}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial T_f(x, t)}{\partial x} = 0 \quad \text{at } x = H. \quad (7)$$

For the PCM and the capsule wall,

$$T_{\text{pcm}}(r, 0) = T_{\text{ini}}, \quad (8)$$

$$\frac{\partial T_{\text{pcm}}(r, t)}{\partial r} = 0 \quad \text{at } r = 0, \quad (9)$$

$$T_{\text{pcm}}(r, t) = T_{\text{wall}} \quad \text{at } r = R. \quad (10)$$

4. Numerical procedure

The finite-difference equations are obtained by integrating the conservation laws over each of the control volume.

For fluid,

$$a_{f,P} T_{f,P} = a_{f,W} T_{f,E} + a_{f,E} T_{f,E} + b_f \quad (11)$$

with

$$a_{f,P} = a_{f,P}^0 + a_{f,E} + a_{f,W} + U_f A_f \Delta x, \quad (12)$$

$$a_{f,P}^0 = \varepsilon \rho_f c_f \frac{\Delta x}{\Delta t}, \quad (13)$$

$$a_{f,E} = \frac{k_{f,E}}{\Delta x_E}, \quad (14)$$

$$a_{f,W} = \frac{k_{f,W}}{\Delta x_W}, \quad (15)$$

$$b_f = U_f A_f T_{\text{wall}}. \quad (16)$$

For PCM,

$$a_{\text{pcm,P}} T_{\text{pcm,P}} = a_{\text{pcm,W}} T_{\text{pcm,E}} + a_{\text{pcm,E}} T_{\text{pcm,E}} + b_{\text{pcm}} \quad (17)$$

with

$$a_P = a_{\text{pcm,P}}^0 + a_W + a_E + U_f A_f \left(\frac{r_E^3 - r_W^3}{3 \Delta t} \right), \quad (18)$$

$$a_{\text{pcm,P}}^0 = \rho_{\text{pcm}} c_{\text{pcm}} \left(\frac{r_E^3 - r_W^3}{3 \Delta t} \right) T_{\text{pcm,P}}^0, \quad (19)$$

$$a_{\text{pcm,W}} = \frac{r_W^2 k_{\text{pcm,W}}}{\Delta r}, \quad (20)$$

$$a_{\text{pcm,E}} = \frac{r_E^2 k_{\text{pcm,E}}}{\Delta r}, \quad (21)$$

$$b_{\text{pcm}} = \rho_{\text{pcm,l}} L_f \left(\frac{r_E^3 - r_W^3}{3 \Delta t} \right) (f_P^0 - f_P) + U_f A_f T_{f,P}. \quad (22)$$

The solid–liquid phase change problem is handled by updating the liquid fraction f after each iteration. This

fraction takes the value 1 in the fully liquid phase, 0 in the fully solid phase and lies in the interval [0,1] in the vicinity of the phase front. The liquid fraction f is updated with the following formulate:

$$f_P^{i+1} = f_P^i + \frac{a_{pcm,P}(T_{pcm,P} - T_m)}{\rho_{pcm,l}L_f} \quad \text{for } 0 < r < R, \quad (23)$$

where i is the index of the iteration level.

The resulting finite-difference scheme are solved iteratively at a given time step, with a tridiagonal matrix solver (TDMA).

5. Energy and exergy analyses

For the numerical calculation, we have applied the procedure described in the preceding section. We suppose that the duration of the storage is ended if the outlet temperature of the tank reaches the value of the inlet temperature. Air is the working fluid and paraffin is the PCM. The values of thermophysical characteristics of the paraffins (see Table 1) required in the different equations have been obtained from the literature [9,16].

5.1. Energy analysis

The energy analysis presented in this section is mainly based on the first law of thermodynamics. Our interest has been focused on the outlet temperature of the working fluid, the efficiency of the tank as well as the percentage of stored latent energy.

The tank can be regarded as an heat exchanger whose efficiency is defined as the relationship between transferred heat flow and maximal transferable heat flow:

$$\eta(t) = \frac{\dot{Q}(t)}{\dot{Q}_{max}} = \frac{\rho_f q_v c_f (T_{inl} - T_{out}(t))}{\rho_f q_v c_f (T_{inl} - T_{ini})} = \frac{T_{inl} - T_{out}(t)}{T_{inl} - T_{ini}}. \quad (24)$$

Fig. 3 displays the variation of the efficiency with the percentage of stored latent energy for different velocity of the working fluid u during the charging period (melting). From this figure one can see that the efficiency of the tank increases by increasing the fluid velocity. This is because an increase in the fluid velocity translates into an increase in

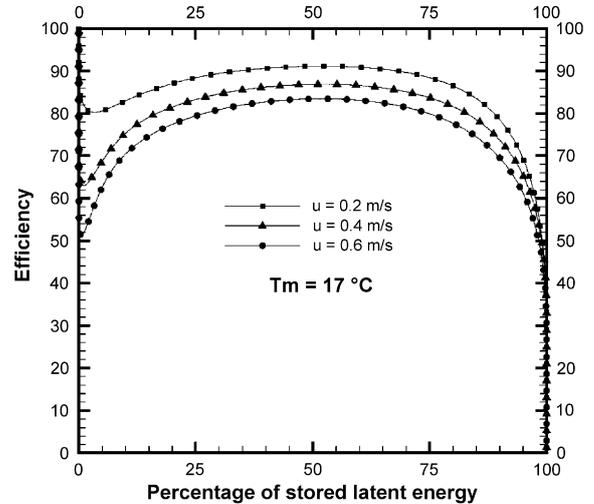


Fig. 3. Effect of the fluid velocity on the thermal efficiency of the storage tank.

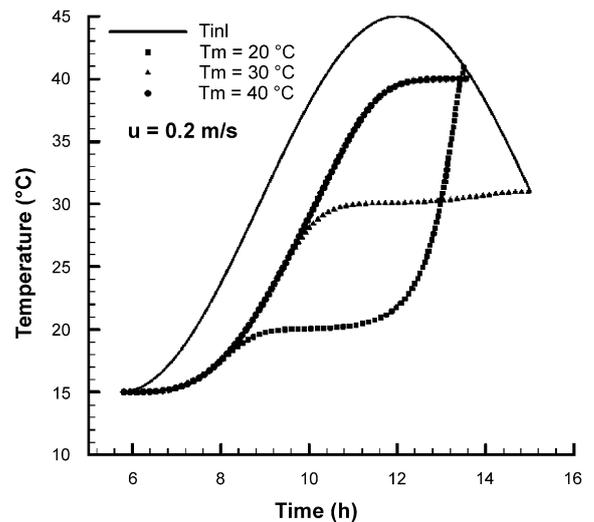


Fig. 4. Effect of the melting temperature on the outlet temperature of the working fluid.

surface heat transfer coefficient between the fluid and the capsules.

An important key parameter for design in this problem is the melting temperature. The choice of this parameter influences strongly the exit temperature of the circulating fluid (Fig. 4).

Fig. 5 shows the variations of the efficiency with the percentage of stored latent energy and u . We show that both of the efficiency and the percentage of stored latent energy increase by decreasing the melting temperature T_m of the PCM. The efficiency of the tank becomes very small when $T_m = 40$ °C. In this case we store solely the sensible energy.

Based on the obtained results, the energy efficiency of the system is strongly affected by the melting temperature and the flow rate of the circulating fluid. The combination of high velocity and a low melting temperature is the ideal

Table 1
Thermodynamic properties of some of the paraffins

	Melting point (K)	Latent heat of fusion (kJ/kg)	Density (kg/m ³)	Specific heat solid (J/mol K)	Specific heat liquid (J/mol K)
Hexadecane	291.25	236	770	479.6	501.5
Heptadecane	295.05	214	775	467.4	534.3
Octadecane	301.25	244	779	485.4	564.4
Nonadecane	305.15	222	782	514.6	618
Eicosane	309.75	248	785	544.3	658
Heneicosane	311.35	213	788	570.7	698

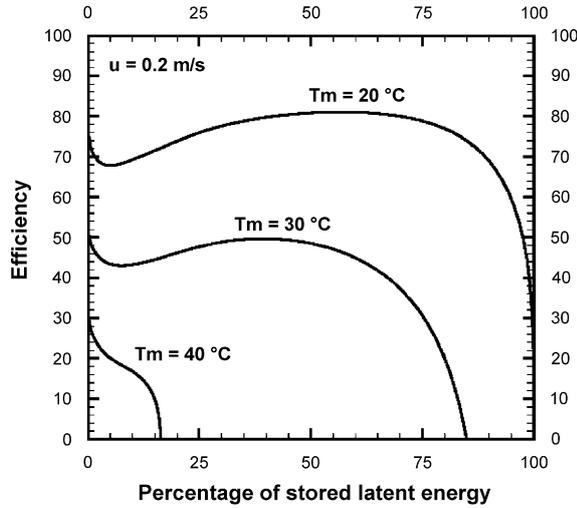


Fig. 5. Effect of the melting temperature on the thermal efficiency of the storage tank.

condition for a better energy storage. It also shows that with the highest melting temperature it is impossible to melt all the PCM.

5.2. Exergy analysis

As it can be seen, the conventional energy analysis (based on the first law analysis) ignores completely the quality of energy and does not take into account the temperatures at which the latent heat is stored and the temperature of the surroundings. In order to find a system able to store thermal energy at the highest possible temperature and with minimum thermal losses, it is necessary to use a method for energy accounting which is based in both, first and second law of thermodynamics. That is why the exergy analysis (based on the second law analysis) is used to get a clear picture on the behavior of the system.

An important approach in the exergy analysis of the thermal latent energy storage system is the calculation of the entropy generation number N_s [17]. This number is defined as the degraded exergy (availability) divided by the total exergy input to the cycle of the storage, that is,

$$N_s = \frac{T_0 \int_0^t \dot{S}_{\text{gen}} dt}{\int_0^t \dot{E}x_{\text{cv}} dt} \quad (25)$$

The tank (control volume) is considered as an open system. During the charge mode, the fluid enters the system, flows through the capsules and exits colder. \dot{S}_{gen} is the instantaneous rate of entropy, the second law of thermodynamics states:

$$\dot{S}_{\text{gen}} = \frac{\partial S}{\partial t} - \dot{m}(s_{\text{inl}} - s_{\text{out}}) \geq 0, \quad (26)$$

where $\partial S/\partial t$ is the instantaneous variation of the entropy of the system and both s_{inl} and s_{out} are the specific entropy of the fluid at the inlet and the outlet of the bed.

Assuming air as an ideal gas and by neglecting the frictional pressure drop on the fluid side, specific entropy change of the fluid can be calculated:

$$s_{\text{inl}} - s_{\text{out}} = c_f \ln \left(\frac{T_{\text{inl}}}{T_{\text{out}}} \right). \quad (27)$$

The entropy variation of the system is the sum of the entropy variation of all the parts in each control volume:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \sum_{i=1}^N \left[\frac{\partial S_{\text{air},i}}{\partial t} + \frac{\partial S_{\text{pcm},i}}{\partial t} \right]. \quad (28)$$

For the fluid flow:

$$\frac{\partial S_{\text{air},i}}{\partial t} = \rho c_f \varepsilon V_i \frac{\partial}{\partial t} (\ln T_i). \quad (29)$$

In this model, we neglect the entropy variation of the plastic capsules.

For the solid or liquid PCM the corresponding equation is

$$\frac{\partial S_{\text{pcm},i}}{\partial t} = \rho_{\text{pcm}} c_{\text{pcm}} (1 - \varepsilon) V_i \frac{\partial}{\partial t} (\ln T_{\text{pcm},i}) \quad (30)$$

during the melting process the equation can be written as

$$\frac{\partial S_{\text{pcm},i}}{\partial t} = \frac{(1 - \varepsilon) V_i \rho_f L_f}{T_m} \frac{\partial f_i(t)}{\partial t}. \quad (31)$$

$\dot{E}x_{\text{cv}}$ is the time rate of change exergy of the control volume defined as

$$\dot{E}x_{\text{cv}} = \overbrace{\dot{E}x_{\text{inl}} - \dot{E}x_{\text{out}}}^1 - \overbrace{T_0 \dot{S}_{\text{gen}}}^2. \quad (32)$$

In this expression, the first and second term correspond, respectively, to the rate of exergy transfer and destroyed exergy.

The rate of exergy transfer can be expressed as

$$\dot{E}x_{\text{inl}} - \dot{E}x_{\text{out}} = \dot{m} c_f (T_{\text{inl}} - T_{\text{out}}) - T_0 \dot{m} c_f \ln \left(\frac{T_{\text{inl}}}{T_{\text{out}}} \right). \quad (33)$$

Fig. 6 presents the exergy variation ($E x_{\text{inl}} - E x_{\text{out}}$) for different velocity of the working fluid u during the charging period. It shows that the amount of exergy is at a maximum value around solar noon. This maximum increase by decreasing the velocity of the circulating fluid.

Fig. 7 displays the exergy variation with the percentage of stored latent energy and for various melting temperature. We can note that the exergy variation and the percentage of stored latent energy decrease by increasing the melting temperature of the PCM.

In Fig. 8, we see the variation of N_s versus percentage of stored latent energy and T_m . We can observe that the irreversibility of the latent thermal energy system is strongly influenced by the melting temperature. It also shows that the better energy system corresponds to the PCM system with melting temperature $T = 25^\circ\text{C}$ because we store all of the latent energy with the minimum irreversibility.

Since the irreversibility due to the frictional pressure drop on the fluid was assumed to be negligible in this study,

1280

T. Kouksou et al. / Solar Energy Materials & Solar Cells 91 (2007) 1275–1281

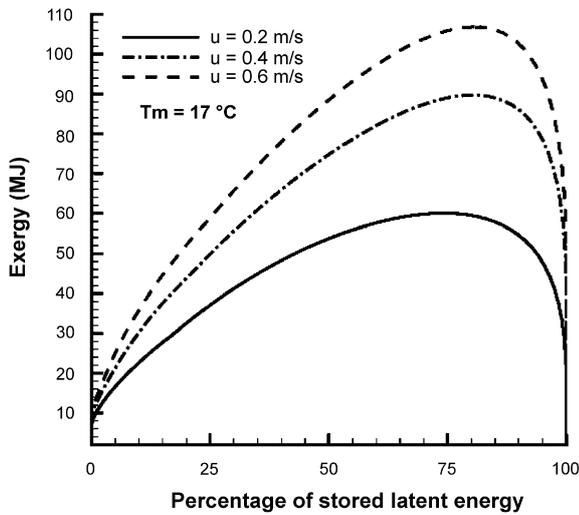


Fig. 6. Exergy variation versus the percentage of stored latent energy for different velocity.

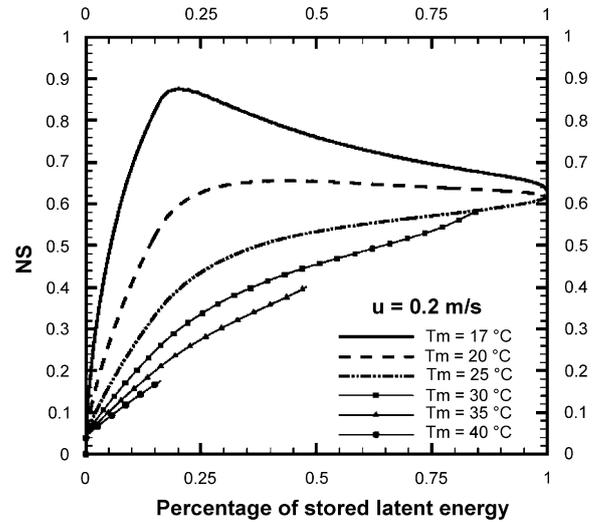


Fig. 8. Fraction of destroyed exergy versus the percentage of stored latent energy for different T_m .

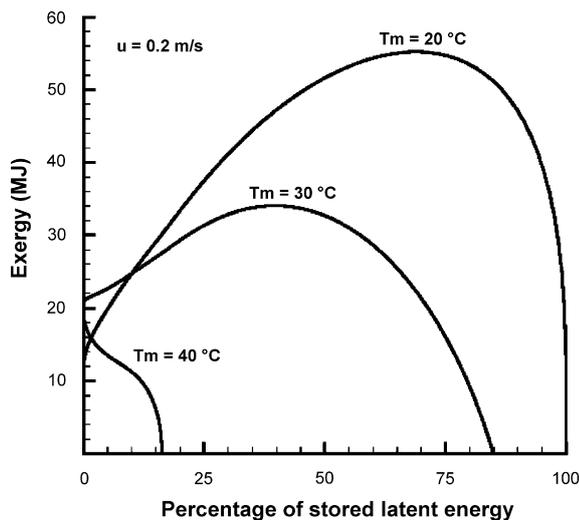


Fig. 7. Exergy variation versus the percentage of stored latent energy for various melting temperature.

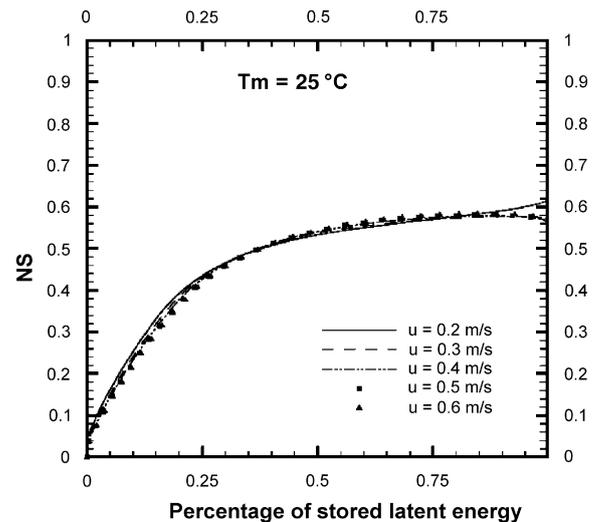


Fig. 9. Fraction of destroyed exergy versus the percentage of stored latent energy for different u .

the velocity of the working fluid seems to have very little influence on the irreversibility of latent thermal energy system (Fig. 9).

5.3. Multiple PCMs compared with a single PCM

Recently, the use of multiple PCMs in the thermal storage systems are gaining importance in the field of cool storage systems, solar energy systems and waste heat recovery systems because of their potentially improved efficiency. Several researchers [18,19] have been interested in the systems using different PCMs. Gong and Mujumdar [20] proposed a solar receiver store consisting of multiple PCMs and found that the fluctuation of the outlet temperature of the heat transfer fluid can be greatly

damped using multiple PCMs. According to their results, the performance of the thermal storage system can be significantly improved using multiple PCMs compared with a single PCM in a system.

In order to investigate the impact of using multiple PCMs on the efficiency of our system, we have placed various PCMs inside the storage system. We have found that the minimum irreversibility is obtained when the melting temperatures of the PCMs are placed in series and linearly in the tank (Fig. 10). In this case the PCMs melt successively by the same stream of fluid.

The scope of investigation can be enlarged to include multiple PCMs inside the capsule and various distribution of PCMs in the tank. In this case, a better simulation is needed to correctly model the behavior of the system.

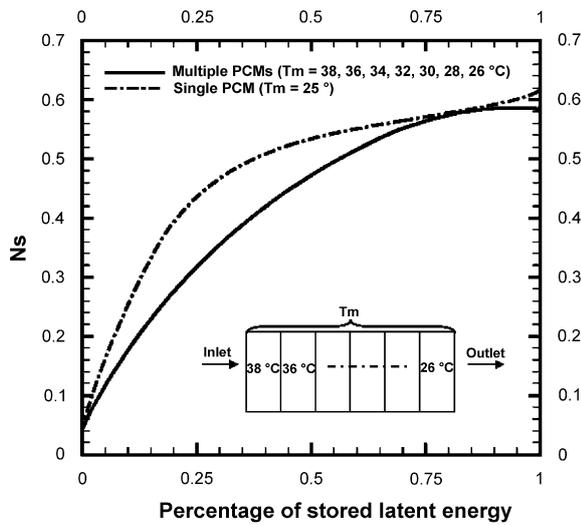


Fig. 10. Effect of the multiple PCMs on the fraction of destroyed exergy.

6. Conclusions

Numerical model of the solar system using encapsulated PCM thermal heat storage is developed. Energy and exergy analysis were applied to study and optimize the proposed system. It was found that the energy efficiency of the system can be significantly ameliorated by a proper selection of the melting temperature of the PCM. We can also reduce the irreversibility inside the system using multiple PCMs.

In terms of development of a functioning system, a selection process for the PCMs will need to be established based on the conditions of use.

It would be reasonable to make this study for the realistic seasonal period and not only for chosen typical

days. Also we will evaluate the energy and exergy efficiencies during charging and discharging periods.

Acknowledgments

This work has been done in the framework of the PRI CARNOT (Communauté d'Analyse et de Recherche sur les Nouvelles Orientations de la Thermodynamique) funded by the Programme Interdisciplinaire Energie of CNRS.

References

- [1] W. Saman, F. Bruno, E. Halawa, *Sol. Energy* 78 (2005) 341.
- [2] S. Takeda, K. Nagano, T. Mochida, K. Shimakura, *Sol. Energy* 77 (2004) 329.
- [3] C. Arkar, S. Medved, *Thermochimica Acta* 438 (2005) 192.
- [4] G.A. Lane, *Solar Heat Storage: Latent Heat Material*, vol. 1, CRC Press, Boca Raton, FL, 1983; G.A. Lane, *Energy Convers. Manage.* 47 (1983) 1.
- [5] S.M. Hasnain, *Energy Convers. Manage.* 39 (1998) 1139.
- [6] A. Abhat, *Sol. Energy* 30 (1983) 313.
- [7] B. Zabla, J.M. Marin, L.F. Cabeza, H. Mehling, *Appl. Therm. Eng.* 23 (2003) 251.
- [8] C. Keumnam, C.H. Choi, *Int. J. Heat Mass Transfer* 43 (2000) 3183.
- [9] S. Himran, A. Suwono, *Energy Sources* 16 (1994) 177.
- [10] T. Kousksou, J.P. Bédécarrats, J.P. Dumas, A. Mimet, *Appl. Therm. Eng.* 25 (2005) 1534.
- [11] T. Saitoh, K. Hirose, *Chem. Eng. Commun.* 41 (1986) 39.
- [12] A. Fath, E.S. Hassan, *Energy Convers. Manage.* 36 (1995) 989.
- [13] D. Jain, *J. Food Eng.* 78 (2007) 637.
- [14] Z.A. Hammou, M. Lacroix, *Energy Convers. Manage.* 47 (2006) 273.
- [15] J. Beek, *Adv. Chem. Eng.* 3 (1962) 203.
- [16] R. David (Ed.), *Hand Book of Chemistry and Physics*, 87th ed., 2006.
- [17] A. Bejan, *Entropy Generation Minimization*, CRC Press, Boca Raton, New York, 1996.
- [18] Z.X. Gong, A.S. Mujumdar, *ASME J. Solar Eng.* 20 (1995) 117.
- [19] M. Fang, G. Chen, *Appl. Therm. Eng.* 27 (2007) 994.
- [20] Z.X. Gong, A.S. Mujumdar, *Appl. Therm. Eng.* 17 (1997) 1067.

Chapitre 5

Perspectives de recherche

Au terme de cette synthèse des travaux de recherche ayant pour motivation commune une utilisation plus rationnelle de l'énergie, il convient maintenant d'évoquer les différentes possibilités de poursuites de ces études.

Les perspectives sont fortement connectées au projet scientifique proposé par le LaTEP pour la campagne d'évaluation 2011-2014 auprès de l'Agence d'Evaluation de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur.

Les thématiques scientifiques du LaTEP se resserrent autour des deux axes forts que sont l'Energétique et les Procédés pour l'Environnement. L'axe Energétique, auquel je participe, est appelé "Energie 20³" car il travaille à une meilleure utilisation de l'énergie dans le but de respecter l'objectif "20-20-20" (20% d'émissions de gaz à effet de serre en moins, 20% d'économie d'énergie et 20% d'énergie renouvelable dans la consommation énergétique pour 2020) tiré du plan de la Commission européenne "Climate Action" qui vise à avoir un impact positif sur l'évolution du climat. Cet axe est donc actuellement en phase avec les grandes préoccupations locales, nationales et mondiales sur le sujet de l'énergie.

L'axe Energétique se décline en trois volets : analyse des systèmes énergétiques, stockage et distribution de l'énergie, intensification des procédés. Les objectifs de chaque volet sont résumés ci-dessous (informations tirées du projet scientifique du LaTEP) :

- Analyse des systèmes énergétiques

L'équipe en charge de l'analyse des systèmes énergétiques s'appuie sur un socle de connaissances acquises dans le domaine de la thermique et de l'énergétique. Les principales compétences scientifiques mises en oeuvre sont : la modélisation des systèmes thermiques et thermodynamiques (producteur de chaleur, de froid ou de travail et donc d'électricité), leurs simulations, en particulier lors des phases transitoires ou non permanentes (de quelques minutes à une année complète) et leur analyse (calcul de performances instantanées ou intégrées, énergétiques, exergétiques ou thermoéconomiques). Les objectifs poursuivis sont l'analyse des performances (soit à partir de simulation, soit d'après l'expérience), la recherche d'optimum selon des critères purement scienti-

fiques, économiques ou mixtes.

L'analyse des systèmes énergétiques a une dimension transversale naturelle et évidente ; elle rejoint également des activités de recherche développées dans le cadre de l'axe Procédés pour l'environnement.

– Stockage et distribution de l'énergie

Les compétences mises en oeuvre ici portent sur le changement de phase liquide-solide (corps purs et solutions) ou triphasique gaz-liquide-solide. Le LaTEP entend contribuer plus particulièrement au développement de connaissances dans les domaines :

- des équilibres de phases des corps purs et des solutions ;
- de la surfusion des corps macroscopiques ou divisés ;
- de la caractérisation des propriétés thermophysiques ;
- du stockage de l'énergie thermique ;
- des fluides frigoporteurs diphasiques ;
- des échanges thermiques associés à des transformations de phases ;
- du transport de gaz naturel et de son stockage.

– Intensification des procédés

L'intensification des procédés permet, grâce à une nette amélioration des transferts de matière et de chaleur, une réduction significative du rapport volume sur production. La démarche d'intensification des procédés conduit généralement à une diminution sensible du coût d'investissement et de la consommation énergétique. C'est plus particulièrement sous cet angle, intégration et optimisation énergétique des procédés, qu'est abordée la problématique d'intensification des procédés au LaTEP. Deux types de procédés sont plus particulièrement étudiés : les procédés supercritiques et les réacteurs multifonctionnels.

Mes activités de recherche (stockage par utilisation des matériaux à changement de phase, stockage et transport avec des fluides frigoporteurs diphasiques, analyses thermodynamiques de ces systèmes) présentent des perspectives immédiates parfaitement insérées dans les thématiques du laboratoire, dont les grandes lignes sont évoquées ici.

5.1 Utilisation des Matériaux à Changement de Phase

Les travaux présentés dans le chapitre 2 montre les avancées dans le domaine du stockage latent liquide-solide essentiellement dans le domaine du froid. Ce domaine correspond à des températures en dessous de la température ambiante. En effet, lorsque ces études ont commencé au LaTEP en 1990, seul le stockage du froid semblait rentable au niveau économique.

Toutes les compétences acquises dans le domaine du froid peuvent être appliquées pour stocker le chaud. Les applications de l'utilisation des MCP peuvent être très diverses. Cependant, celles concernant le développement durable sont particulièrement amenées à progresser.

Le développement durable est en effet une préoccupation actuelle comme en témoigne le plan "Climat". Le secteur du bâtiment est le plus gros consommateur d'énergie en France parmi l'ensemble des secteurs économiques. Il consomme actuellement environ 68 millions de tonnes équivalent pétrole, soit 42,5 % de l'énergie finale totale. Il génère 123 millions de tonnes de CO₂, soit 23 % des émissions nationales.

Dans ce cadre, le stockage de l'énergie est un enjeu très important. En effet, un des objectifs affichés suite au Grenelle de l'environnement est le passage à 20% de la part des énergies renouvelables. Or ces énergies (éoliennes, solaires, . . .) sont des énergies intermittentes. Outre le problème du transport, puisqu'elles ne sont pas forcément produites là où on en a besoin, leur stockage est un enjeu majeur, puisqu'elles ne sont pas produites forcément quand on en a besoin (exemple du solaire produit essentiellement l'été et le jour (différentes échelles temporelles d'intermittence ou de variations...)).

De plus, la fourniture de l'énergie électrique de base est assurée principalement en France par les centrales nucléaires. Or, il est difficile avec ce type de fourniture électrique d'ajuster constamment la production pour satisfaire la demande. Les centrales utilisées pour satisfaire les pics de production ont un taux d'utilisation très faible et donc un coût de revient de production du kWh élevé. De plus ces "centrales de pointes" (gaz, charbon, fioul) sont fortement génératrices de CO₂. Un stockage permettrait un lissage des pics de surconsommation et permettrait également d'envisager plus sereinement des périodes de manque.

L'utilisation des Matériaux à Changement de Phases (MCP) peut donc être envisagée dans l'habitat :

- pour réaliser des stockages associés à l'énergie solaire et/ou à d'autres énergies et/ou à d'autres systèmes ;
- pour améliorer le rendement de composants d'un système comme par exemple les cellules photovoltaïques en abaissant leur température de fonctionnement ;
- pour améliorer le confort thermique en augmentant l'inertie des murs.

Le LaTEP a déjà commencé à travailler sur certaines de ces applications.

Pour stocker l'énergie solaire au cours d'une longue période, aucune technologie rentable ne semble actuellement disponible et des systèmes de chauffage supplémentaires utilisant des combustibles fossiles ou l'électricité sont installés. Le LaTEP est déjà engagé dans un programme (ANR Stock-E ESSI) sur l'Evaluation comparée de Systèmes de Stockage Inter-saisonnier (détails dans l'Annexe B page 230) et poursuivra ses travaux en ce sens.

Pour accentuer et développer l'utilisation croissante des matériaux à changement de phase dans les systèmes et le milieu du bâtiment, il est important de réaliser des études exhaustives des propriétés thermophysiques et de la cinétique de transferts thermiques des MCP. Le LaTEP possède toutes les compétences pour mener ce développement, de l'étude des caractéristiques de ces matériaux jusqu'à la mise en oeuvre. Trois projets ont été déposés auprès de l'Agence Nationale de la Recherche dans le cadre des appels d'offre 2010, Stock-E (Stockage innovant de l'Energie) et HABISOL (HABitat Intelligent et SOLaire photovoltaïque).

Un des projets, dont l'acronyme est MICMCP, a été sélectionné dans le programme Stock-E 2010. Ce projet MICMCP a pour objectifs l'utilisation de Méthodes d'Identification pour la Caractérisation de Matériaux à Changement de Phases. Les deux autres projets, qui n'ont pas été sélectionnés, visaient le couplage de stockage utilisant des MCP avec des systèmes afin d'en améliorer les performances.

Le chauffage thermique solaire dispose d'une grande variété d'applications dont les plus classiques sont l'eau chaude sanitaire, le chauffage des locaux, le pré conditionnement de l'eau. . . Ces applications correspondent à des besoins différents au niveau de la température allant de 25°C jusqu'à 70°C.

Une des perspectives de recherche est donc de travailler sur des Matériaux à Changement de Phase liquide-solide dans des plages de températures intéressant directement la production d'eau chaude sanitaire ou le chauffage.

Des études théoriques ont déjà débuté sur l'intérêt énergétique de l'utilisation de matériaux à changement de phase dans un chauffe-eau utilisant une source d'énergie électrique (Gibout *et al.*, 2010). On montre que, à encombrement constant et «satisfaction» constante (eau fournie à l'utilisateur à la température attendue), l'ajout de MCP augmente globalement la consommation énergétique du système (principalement due à l'augmentation des pertes) mais permet de diminuer le coût correspondant. On montre également que la quantité optimale de MCP se situe aux environs de 20 à 30% du volume total. De même, la température de fusion du MCP doit être choisie légèrement supérieure à la température d'utilisation. Ce choix permet de maintenir le stock d'eau à la température la plus basse compatible avec le confort des utilisateurs, ce qui permet de réduire les pertes vers l'ambiance. Cette température pourra d'ailleurs être d'autant plus basse que les échanges eau-MCP seront efficaces. Enfin, l'introduction de MCP permet, à «satisfaction» et coût constants, de réduire le volume total du système et, par conséquent de diminuer les pertes.

La validité de ces résultats ne concerne cependant que les installations similaires à celle retenue ici, i.e. chauffe-eau électrique, fonctionnant en période de tarification basse seulement, avec un profil de puisage donné, etc. . . Il semble donc que la question de l'intérêt des MCP dans les systèmes de production d'eau chaude sanitaire n'admette pas de réponse triviale et que celle-ci sera probablement dépendante du système et des habitudes des consommateurs. Ce travail est actuellement poursuivi afin d'aborder le cas d'un fonctionnement solaire ainsi que l'influence des nombreux paramètres introduits dans le modèle.

Les activités dans le domaine de l'Energétique de l'Habitat peuvent se renforcer également dans le cadre de la participation du LaTEP au projet PRIMES (Pôle de Recherche pour l'Intégration de puissance, le Management de l'Énergie et ses composants de Stockage) en cours de mise en place sur l'agglomération tarbaise.

La technologie du stockage latent décrite dans le chapitre 2 consistant à répartir le matériau à changement de phase au sein de capsules est actuellement mature et bien illustrée au travers d'applications industrielles opérationnelles dans le monde entier. Cependant, l'ana-

lyse du fonctionnement de ces systèmes montre clairement que les puissances de stockage et de restitution sont sévèrement limitées par la conductivité thermique du MCP.

Un projet de recherche (MINOSTOC) (voir l'Annexe B page 229) financé par le Programme Interdisciplinaire Energie du CNRS a pour objectif d'intensifier les performances de ces systèmes par ajout de charges minérales dans le MCP afin d'augmenter sa conductivité thermique. Ce projet dirigé par le Professeur Xavier Py du Laboratoire Procédés Matériaux et Energie Solaire (PROMES) fait appel à nos compétences sur l'utilisation des MCP.

Des premiers essais de faisabilité, ont montré le potentiel d'intensification en puissance sur une gamme de MCP encapsulés en y incorporant du graphite. Une étude systématique a ensuite été réalisée sur l'ensemble des variétés de graphites disponibles, sur un MCP d'intérêt commercial immédiat et sur l'ensemble des conditions de fonctionnement d'une unité de stockage.

Ces résultats permettront de valider les outils de modélisation du système pour l'évaluation de ses performances de manière à effectuer l'optimisation des composants (composite, nodules, enveloppe) en vue de l'amélioration des puissances échangées, de la compacité et de la réduction des coûts. Un second objectif du projet consiste donc à développer une approche d'optimisation des stockages à chaleur latente par approche combinée d'intensification d'interface d'échange et de conductivité du MCP. Cette approche repose non seulement sur des critères de performances énergétiques mais aussi sur des critères économiques. Les études seront ensuite poursuivies sur d'autres MCP.

La connaissance des mécanismes de cristallisation des matériaux à changement de phase s'avère indispensable afin d'optimiser le fonctionnement de systèmes dans lesquels les changements d'états liquide-solide ont lieu. Ces systèmes peuvent être des installations dans lesquelles la cristallisation est recherchée comme pour le stockage d'énergie par chaleur latente, pour le transport d'énergie grâce à des fluides frigoporteurs diphasiques, mais aussi des installations où cette cristallisation veut être évitée comme c'est le cas lors du transport de fluide liquide dans des conduites.

Ces études ont déjà été initiées dans le cadre de la thèse de Jean-Paul Ribeiro ([Ribeiro, 2007](#)) qui a étudié la rupture de surfusion de l'eau. Mais de nombreux travaux restent à faire pour compléter la compréhension des phénomènes.

Notre équipe s'est récemment intéressée à l'influence de divers paramètres (vitesse de refroidissement, température finale, présence d'un agent nucléant, composition de la solution. . .) sur le processus de cristallisation de l'eau et de solutions aqueuses dans un cylindre horizontal ([Bédécarrats *et al.*, 2010a](#)). L'étude a été réalisée à l'aide d'un couplage entre la mesure de l'évolution de la température du matériau et la visualisation du mécanisme de cristallisation.

Cette étude expérimentale a permis de déterminer le processus de cristallisation associé à la rupture de surfusion. L'analyse de la cristallisation a permis de différencier différentes

phases. Ainsi, lorsque lors d'un refroidissement continu, le processus de fabrication de la glace, à partir d'eau pure, peut être décomposé en 4 étapes :

- La première étape comprend le refroidissement de l'échantillon liquide jusqu'à l'état de surfusion, avant que toute cristallisation ne débute.
- La deuxième étape correspond à la rupture de surfusion où de fines dendrites de glace se propagent rapidement du site de nucléation vers l'axe du cylindre, et dans le même temps la glace peut se propager le long de la paroi interne du cylindre (zone la plus froide). Durant le processus de croissance des dendrites, la chaleur latente dégagée par la cristallisation réchauffe localement l'eau surfondue jusqu'à la température d'équilibre liquide-solide. Quand celle-ci est atteinte, on observe un mélange d'eau liquide et de dendrites de glace dans la zone où on était en surfusion.
- La troisième étape correspond au processus de cristallisation complet sous l'influence de la différence entre la température du liquide caloporteur froid et la température d'équilibre du MCP. La couche de glace augmente concentriquement plus lentement vers le centre jusqu'à cristallisation complète.
- La dernière étape correspond au refroidissement sensible de la glace.

On retrouve le même processus de cristallisation pour les solutions aqueuses d'éthanol. La différence notable est que lors de la cristallisation, la température d'équilibre liquide-solide de la solution encore liquide diminue avec l'augmentation de la concentration en éthanol de la solution.

Nous avons montré que l'importance de chaque phase est liée et influencée directement par les paramètres de refroidissement et en particulier pour la phase de rupture de surfusion. En effet, l'apparition des dendrites est conditionnée par la présence de surfusion : plus le degré de surfusion est important, plus la taille des dendrites est grande et la vitesse de propagation rapide. En outre, nous avons remarqué que plus la vitesse de refroidissement est importante, moins la taille et la quantité des dendrites sont importantes à cause des forts gradients thermiques. Il est cependant difficile de mesurer la forme et la taille des dendrites ainsi que leur vitesse de formation. La prochaine étape de ce travail va consister à améliorer le dispositif expérimental, en particulier le système de visualisation afin de mesurer ces paramètres.

5.2 Fluides frigoporteurs diphasiques

Les fluides frigoporteurs diphasiques et en particulier les diphasiques liquide-solide comme les coulis de glace (chapitre 3) ont été l'objet de nombreuses études ces dernières années. Ces fluides frigoporteurs semblaient être amenés à remplacer de façon très pertinente les fluides monophasiques liquides communément utilisés dans l'industrie.

Aujourd'hui, le développement de cette technologie est principalement freiné par trois points :

- le manque de générateurs de coulis de glace fiables et efficaces associés à un prix compétitif et une faible maintenance ;
- le problème d’ascension et d’agglomération de la glace au niveau du stockage du coulis ;
- le manque de capteurs de taux de glace délivrant une information à même de permettre l’optimisation du fonctionnement de l’installation.

Par ailleurs, le manque de retour d’informations concernant les installations existantes contribue au faible développement de ces procédés. Il est évident que cette technologie, de développement relativement récent, est entourée d’une aura de confidentialité.

Nous avons surtout travaillé pour faire sauter le premier verrou en tentant de développer un générateur de coulis basé sur le phénomène de surfusion.

Au Japon, la majeure partie de la production de coulis de glace se fait sur le principe de l’eau surfondue. Le risque de prise de glace dans l’échangeur, lors de la génération continue du coulis de glace, n’est pas pénalisant pour ce pays du fait que leur utilisation repose davantage sur le stockage d’énergie. Le coulis de glace devient une réserve d’eau glacée destinée à alimenter l’installation de climatisation. En Europe, les contraintes sont fortes sur l’industrie frigorifique. Contrairement à l’usage qui en est fait au Japon, le coulis de glace est utilisé en tant que fluide frigoporteur et donc le risque de prise de glace dans l’échangeur doit être complètement maîtrisé voire annulé.

L’amélioration de ce type de générateur demande des études plus fondamentales sur la rupture de surfusion déjà initiée dans le cadre de la thèse de Jean-Paul Ribeiro ([Ribeiro, 2007](#); [Ribeiro et al., 2006, 2007](#)). Le but du travail est de mieux comprendre les phénomènes intervenant lors de la cristallisation d’eau ou de solutions aqueuses. Comme mentionné dans le paragraphe précédent, ce travail continue. Les études réalisées essentiellement pour des solutions statiques doivent maintenant être menées pour des liquides en circulation.

Du point de vue de ses potentialités énergétiques, de nombreux travaux ont démontré l’intérêt de l’utilisation des coulis de glace, en terme de densité énergétique volumique notamment et des opportunités de stockage de froid qui en découlent. Cependant peu d’études ont quantifié les avantages énergétiques et d’investissements d’une installation complète. L’objectif est donc d’étendre à l’échelle d’une installation complète, des approches entropique et exergetique en vue d’optimiser son fonctionnement.

Le travail déjà débuté dans le cadre de la thèse de [El Abbassi \(2009\)](#) (voir le paragraphe [3.3](#)) doit être poursuivi afin de compléter la prise en compte de toute l’installation (le générateur de coulis, les échangeurs utilisation et la cuve de stockage). La difficulté de la tâche n’a pas encore permis de réaliser une analyse de l’installation complète.

Ce travail devrait nous permettre de faire le point sur les installations de coulis de glace. Les résultats pourront ensuite être comparés à ceux d’autres types de stockage et en particulier à celui utilisant des MCP encapsulés.

Comme nous avons vu au chapitre [3.1](#), les résultats sur les coefficients d’échange et les

pertes de charge des coulis de glace dans des échangeurs n'ont pas encore débouché sur la détermination de corrélations relativement universelles. Une approche d'analyse dimensionnelle pourrait nous permettre de déterminer les paramètres et les nombres adimensionnels les mieux adaptés à ce type de fluide.

Même si suffisamment d'études ont été faites au LaTEP pour répondre à de nombreuses questions sur les applications technologiques des coulis de glace, (changements de phases, écoulements, transferts d'énergie...), de nombreux points scientifiques ne sont pas encore résolus en particulier dans les modélisations : description du mouvement des particules associé à la transformation de phases et à la diffusion du soluté (déséquilibre thermodynamique...), répartition spatio-temporelle des températures dans un stock...

Enfin, le LaTEP a l'intention de proposer des recherches sur d'autres types de fluides frigoporteurs diphasiques tels que les coulis stabilisés, les microencapsulations ou les hydrates. Les connaissances sur la surfusion seront alors une originalité de notre laboratoire.

5.3 Analyses thermodynamiques

Comme déjà évoqué, les analyses exergetiques méritent d'être étendues à diverses applications afin de réaliser une optimisation plus pertinente que celle basée uniquement sur l'approche énergétique.

C'est ce qui est en train d'être réalisé sur les installations de coulis de glace.

Ces analyses permettent de localiser et de quantifier les irréversibilités d'un système. On peut ainsi procéder à l'amélioration de la performance du système qui entraînera une économie des ressources.

Pourtant les conclusions de la Thermodynamique quant à l'efficacité d'un système sont insuffisantes si elles ne sont pas associées à des considérations économiques ou environnementales. La diminution des irréversibilités a un coût qu'il convient de considérer puisqu'il se répercute sur le coût de production.

L'approche thermoéconomique associe les analyses économique et thermodynamique en appliquant le contexte de coût, grandeur économique, à l'exergie qui est un concept thermodynamique. Cette approche a été initiée au LaTEP dans le cadre du programme THERMOECO (AC Energie 2003) d'une durée de 3 ans. Ce programme dont Françoise Strub était le responsable national regroupait quatre laboratoires (voir l'Annexe B page 232). Son objectif était de développer la compétence et l'intérêt des chercheurs français dans le domaine conjoint de la thermodynamique et de l'économie.

De récentes collaborations avec le secteur industriel nous amènent actuellement à travailler sur une installation réelle qui regroupe dans une même enveloppe tous les composants

permettant d'assurer les fonctions ventilation, chauffage, production d'eau chaude sanitaire (ECS), voire de refroidissement d'une maison individuelle.

La diversité des composants regroupés dans cette installation appelée "appareil multifonctions" ainsi que l'ensemble des contraintes qui s'applique à un tel système fait qu'il n'existe pas une solution unique de fonctionnement. Ces appareils dit compacts, sont souvent associés à des capteurs solaires thermiques pour la production d'ECS, ou à un puits canadien pour le préchauffage de l'air neuf de ventilation. La réalisation d'une étude thermoéconomique doit donc permettre la recherche d'optimum liant la meilleure utilisation de l'énergie au moindre coût. Cette optimisation peut s'appliquer à trois niveaux différents : choix des composants du système ; dimensionnement ; gestion de l'énergie.

Le but de cette étude était d'analyser les performances d'un appareil multifonctions par le biais d'une modélisation complète basée sur la thermodynamique (bilans énergétiques et exergetiques) puis la thermoéconomie où interviennent les coûts.

L'étude énergétique a permis une analyse complète du fonctionnement de l'installation et une optimisation de ses performances selon différents paramètres. Elle est un outil de prédimensionnement (ballon ECS, pompe à chaleur, échangeurs,...) et d'évaluation de la performance en fonction de paramètres tels que le climat, le scénario d'utilisation...

L'étude thermoéconomique quant à elle :

- a permis d'identifier les sources de destruction d'exergie dans un processus, pour ensuite éventuellement chercher à les minimiser ;
- a permis d'attribuer un coût aux produits d'une installation,
- a fourni les outils nécessaires pour l'analyse globale de systèmes complexes.

Les premiers résultats ont fait l'objet d'une communication ([Bédécarrats *et al.*, 2010c](#)). A cause de la complexité de l'architecture de l'installation choisie, il y a une inter-dépendance forte des différents composants dont le poids est déterminé lors des calculs. L'influence des différents paramètres (efficacités des échangeurs, rendements de la pompe et des ventilateurs, rendement isentropique du compresseur...) sur le résultat global (coût du produit final) a été étudiée. Bien que cette influence paraisse peu intuitive dans un premier temps, elle est relativement logique une fois que le pourcentage d'implication dans le coût final d'un composant est établi. Cette étude nous a permis de constater que l'analyse thermoéconomique d'un système complexe n'est pas toujours évidente à mener. Les difficultés rencontrées ne nous ont pas permis de réaliser une véritable optimisation. Néanmoins, on voit ici déjà tout l'intérêt de ce type d'étude.

L'étude thermoéconomique en régime instationnaire n'a pas été encore abordée. Des réflexions continuent à être menées et seront vraisemblablement valorisées en partenariat avec les différents partenaires du groupe de travail.

L'originalité de cet axe de recherche concerne l'analyse thermoéconomique des systèmes énergétiques en régime variable. Ces analyses en régime instationnaires sont peu abordées jusqu'à présent par la communauté des thermodynamiciens. Notre équipe grâce à son ex-

expertise dans le domaine de la modélisation énergétique des systèmes instationnaires devrait pouvoir mener à bien ces perspectives.

5.4 Conclusion

Ce dernier chapitre a permis de suggérer divers axes de recherche potentiels faisant suite aux travaux présentés dans les chapitres précédents. Des perspectives immédiates à chaque action de recherche ont été évoquées. La plupart ont déjà été initiées. Il conviendra cependant dès que les premiers résultats significatifs seront obtenus de choisir la ou les thématiques les plus porteuses pour le LaTEP et d'organiser le travail des chercheurs en conséquence. Pour être menées à bien, la plupart des perspectives proposées nécessite des compétences très complémentaires existant au sein du LaTEP.

Conclusion générale

Cette synthèse de mes principaux travaux de recherche a permis de dégager dans plusieurs thématiques quelques résultats originaux, dont je rappellerai les grandes lignes ici :

– La surfusion

Les études sur la surfusion avaient été initiées au sein du laboratoire bien avant mon arrivée mais la diversité des applications où ce phénomène est présent a relancé les recherches sur ce sujet.

Le stockage par chaleur latente fait appel à des MCP où très souvent le phénomène de surfusion a une influence prépondérante. Il est très important de connaître, de maîtriser la surfusion et d'analyser la cristallisation du MCP afin d'effectuer un stockage par chaleur latente des plus efficaces. La méconnaissance de la surfusion peut aller jusqu'à entraîner un dysfonctionnement du stockage latent.

La réalisation d'un pilote expérimental a permis une étude fine du fonctionnement du procédé utilisant les MCP encapsulés dans des nodules. Le fonctionnement optimum est celui correspondant à une circulation du fluide caloporteur au sein de la cuve se caractérisant par une stratification des isothermes perpendiculaire au sens de l'écoulement.

L'influence de la surfusion a été mise en évidence lors de stockages consécutifs à des déstockages incomplets. En effet, si dans un nodule, il reste un petit morceau de MCP solide après le réchauffement, la cristallisation lors du refroidissement suivant aura lieu alors sans surfusion, donc à la température de fusion. Le stockage est alors plus rapide.

Des modèles numériques des transferts thermiques au sein de la cuve de stockage en tenant compte de la surfusion ont été élaborés. Ils sont utilisés comme outils d'optimisation des installations industrielles.

Le phénomène de surfusion a été exploité afin de fabriquer des coulis de glace. Un générateur a été construit pour permettre de refroidir dans un échangeur un écoulement d'eau ou de solution aqueuse jusqu'à l'état de surfusion avant de déclencher la cristallisation à la sortie de l'échangeur dans une cuve de stockage. Le passage du stade prototype de laboratoire à celui de générateur industriel est rendu difficile par le caractère aléatoire de la rupture de surfusion.

– **Les coefficients d'échanges et les pertes de charge des coulis de glace dans des échangeurs**

Les résultats sur les échanges thermiques et les pertes de charge dans les différents échangeurs testés, d'un coulis de glace constitué à partir d'une solution aqueuse d'éthanol, ont révélé que les améliorations par rapport à une solution monophasique liquide dépendaient du taux de glace moyen et de la vitesse de l'écoulement. Pour chaque vitesse d'écoulement, un taux critique de glace est déterminé. Pour des pourcentages en glace plus faibles que cette valeur critique, l'effet de la chaleur latente de fusion des particules de glace a peu d'influence sur les échanges et le mélange diphasique s'apparente à la solution monophasique tant au niveau des transferts thermiques qu'au niveau des pertes de charge. Pour des pourcentages en glace plus importants que la valeur du taux critique, l'amélioration au niveau des coefficients d'échange est conséquente.

Une modification du régime au sein de l'écoulement a été mise en évidence avec un régime "laminaire" lorsque le taux de glace est le plus élevé, entraînant des échanges thermiques très bons, mais des pertes de charge élevées, passant à un régime "turbulent" lorsque les échanges thermiques et les pertes de charges sont similaires à ceux obtenus avec la solution liquide. La transition entre ces deux régimes est marquée par une légère dépression caractérisée par un taux moyen critique de glace. Ce changement de régime est essentiellement dû à l'évolution de la viscosité du mélange diphasique qui diminue lorsque la glace fond.

L'amélioration des coefficients d'échange lorsque le taux de glace est supérieur au taux critique est expliquée par le phénomène de fusion par contact direct de la glace sur les parois de l'échangeur.

– **Les analyses entropiques et exergétiques**

Ces analyses apportent des résultats complémentaires qui sont parfois évidents avec un peu de bon sens quand le système étudié est simple mais deviennent très intéressantes dès que le système est plus complexe.

Les résultats de l'étude appliquée aux mélanges eau-éthanol et eau-ammoniac montrent que le rendement exergétique est d'autant plus important que les concentrations en soluté sont faibles et que les températures d'utilisation du froid sont proches des températures d'équilibre associées.

L'étude doit naturellement être étendue à d'autres types de solutions pour démontrer la pertinence du critère exergétique défini. Elle doit être approfondie pour tenir compte de paramètres non considérés dans cette première phase de l'étude à savoir : les irréversibilités mécaniques et les caractéristiques thermiques de l'échangeur.

Les analyses réalisées sur le stockage d'énergie présentent l'intérêt d'étudier un fonctionnement instationnaire. Elles apportent des conclusions originales, elles-aussi, dès que le système est complexe.

– Les perspectives

Les perspectives de recherche évoquées dans le dernier chapitre sont nombreuses. Mes activités de recherche sont amenés à être soutenues dans le cadre du projet scientifique du LaTEP. Les premiers résultats de certains travaux déjà initiés nous permettront de nous positionner plus précisément et de faire un choix plus pertinent entre ces diverses perspectives. Les sujets sont d'actualité et les opportunités semblent nombreuses.

Bibliographie

- ALEXIADES, V. et SOLOMON, A. (1993). *Mathematical modeling of Melting and Freezing Processes*. Taylor Francis, Washington.
- ARQUIS, E. et RADY, M. (2004). Fusion d'une particule en sédimentation. *Dans Proceedings du Congrès Français de Thermique SFT*, Presqu'île de Giens, 25-28 mai, 149-154.
- Association française du FROID, . (2005). *Frigoporteurs : guide technique pour le refroidissement indirect et le choix des fluides frigoporteurs. Pratique et réglementation*. Sous la direction de Maxime Duminil. Association française du froid, 1 vol. (189 p.), Paris.
- AYEL, V., LOTTIN, O. et PEERHOSSAINI, H. (2003). Rheology, flow behaviour and heat transfer of ice slurries : a review of the state of the art. *Int. J. Refrigeration*, 26:95–107.
- BAREISS, M. et BEER, H. (1984). An analytical solution of the heat transfer process during melting of an unfixed solid phase change material inside a horizontal tube. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 27(5):739–746.
- BÉDÉCARRATS, J.-P. (1993). *Etude des transformations des matériaux à changement de phase encapsulés destinés au stockage du froid*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., STRUB, F. et DUMAS, J.-P. (2009a). Study of a phase change energy storage using spherical capsules. part i : Experimental results. *Energy Conversion and Management*, 50:2527–2536.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., STRUB, F. et DUMAS, J.-P. (2009b). Study of a phase change energy storage using spherical capsules. part ii : Numerical modelling. *Energy Conversion and Management*, 50:2537–2546.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., CRESPO RAMAL, B., GIBOUT, S., FRANQUET, E., DUMAS, J.-P. et CASTAING-LASVIGNOTTES, J. (2010a). Etude expérimentale de la cristallisation de solutions aqueuses dans un cylindre horizontal. *Dans Proceedings du Congrès Français de Thermique, SFT 2010*, Le Touquet, France, 25-28 mai.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., DAVID, T. et CASTAING-LASVIGNOTTES, J. (2008). Etude d'un générateur de coulis de glace basé sur le phénomène de surfusion. *Dans Proceedings du Congrès Français de Thermique, SFT*, Toulouse, 3-6 juin.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., DAVID, T. et CASTAING-LASVIGNOTTES, J. (2010b). Ice slurry generator using the supercooling phenomenon. *International Journal of refrigeration*, 33:196–204.

- BÉDÉCARRATS, J.-P. et DUMAS, J.-P. (1997). Etude de la cristallisation de nodules contenant un matériau à changement de phase en vue du stockage par chaleur latente. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 40(1):149–157.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., KOUSKSOU, T., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., GIBOUT, S. et MONDOT, M. (2010c). Exergy cost analysis of a multifunction heat pump system based on the structural theory of thermoeconomics. *Dans Proceedings of the 21th International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems. ECOS*, Lausanne, Suisse, 14-17 juin.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., KOUSKSOU, T., DUMAS, J.-P. et MIMET, A. (2002). Effet de la surfusion sur un stockage par chaleur latente. *Dans Proceedings du Forum International sur les Energies Renouvelables*, Tétouan, Maroc, 8-10 mai.
- BÉDÉCARRATS, J.-P. et LACROIX, M. (2000). Fusion par contact direct dans des capsules parallélépipédiques et cylindriques. *Dans Proceedings du Congrès français de Thermique, SFT*, Lyon, France, 15-17 mai.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., LE GUER, Y., ARQUIS, E. et RADY, M. (2006). Etude de l'ascension d'un glaçon sphérique au sein d'une colonne d'eau. *Dans Proceedings du Congrès Français de Thermique SFT*, Île de Ré, 16-19 mai.
- BÉDÉCARRATS, J.-P. et STRUB, F. (2009). Gas turbine performance increase using an air cooler with a phase change energy storage. *Appl. Therm. Eng.*, 29:1166–1172.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., STRUB, F., DAVID, T. et CASTAING-LASVIGNOTTES, J. (2007). Experimental studies of supercooled ice slurry production. *Dans Proceedings of International Congress of Refrigeration*, Beijing, China, 17-23 août.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., STRUB, F., FALCON, B. et DUMAS, J.-P. (1995). Experimental and numerical analysis of the undercooling in a phase-change energy storage. *Dans Proceedings of 19th International Congress of Refrigeration*, The Hague, The Netherlands, 20-25 août.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., STRUB, F. et PEUVREL, C. (2009c). Thermal and hydrodynamic considerations of ice slurry in heat exchangers. *International Journal of refrigeration*, 32:1791–1800.
- BÉDÉCARRATS, J.-P., STRUB, F., STRUB, M. et DUMAS, J.-P. (1997). Etude des performances d'un procédé de stockage du froid. influence de la surfusion. *Dans Proceedings du Congrès français de Thermique, SFT*, Toulouse, 20-22 mai.
- BEJAN, A. (1994). *Contact Melting Heat Transfer and Lubrication*. Advances in Heat Transfer. Academic press, 24.
- BEL, O. et LALLEMAND, A. (1999). Etude d'un frigoporteur diphasique. 2 : Analyse expérimentale du comportement thermique et rhéologique. *Int. J. Refrigeration*, 22:175–187.
- BELLAS, J., CHAER, I. et TASSOU, S. (2002.). Heat transfer and pressure drop of ice slurries in plate heat exchangers. *Appl. Therm. Eng.*, 22:721–732.

- BEN LAKHDAR, M., CERECERO, R., ALVAREZ, G., GUILPART, J., FLICK, D. et LALLEMAND, A. (2005). Heat transfer with freezing in a scraped surface heat exchanger. *International Journal of Refrigeration*, 25:45–60.
- BOREL, L. et FAVRAT, D. (2005). *Thermodynamique et Energétique : Volume 1, de l'énergie à l'exergie*. EPFL, EPFL - Centre Midi, CH-1015 Suisse, ppur@epfl.ch, ISBN 2-88074-545-4.
- CASTAING-LASVIGNOTTES, J., DAVID, T., BÉDÉCARRATS, J.-P. et STRUB, F. (2006). Dynamic modelling and experimental study of an ice generator heat exchanger using supercooled water. *Energy Conversion and Management*, 47:3644–3651.
- CASTAING-LASVIGNOTTES, J., STRUB, F., PEUVREL, C. et BÉDÉCARRATS, J.-P. (2004). Optimisation des conditions de fonctionnement des échangeurs à coulis de glace par l'analyse exergetique. Dans *Proceedings du Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, COFRET'04*, Nancy, France, 22-24 avril.
- DAVID, T. (2007). *Production de fluides frigoporteurs diphasiques basée sur le phénomène de surfusion*. Intérêts énergétiques. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- DAVIES, T. (2003). An efficient ice generator suitable for thermal storage applications. Dans *Proceedings of Eurotherm Seminar No 72, Thermodynamics, Heat and Mass Transfer of Refrigeration Machines and Heat Pumps*, Eds., JM Corberan and R Royo, 241-245.
- DEWSBURY, K. H. et MARGARITIS, A. (2002). Rising solid sphere hydrodynamics at high reynolds numbers in non-newtonian fluids. *Chemical Engineering Journal*, 87:129–133.
- DUMAS, J.-P. (2002). Stockage du froid par chaleur latente. Rapport technique BE9-7751-22, LaTEP-UPPA, France. Techniques de l'Ingénieur.
- DUMAS, J.-P., STRUB, F. et BÉDÉCARRATS, J.-P. (2004). Recent developments on the latent heat storage. *International Journal of Heat and Technology*, 22(1):75–83.
- EGOLF, P. et KAUFFELD, M. (2005). From physical properties of ice slurries to industrial. *Int. J. Refrigeration*, 28:4–12.
- EGOLF, P., KITANOVSKI, A., ATA-CAESAR, D., STAMATIOU, E., KAWAJI, M., BEDECARRATS, J. et STRUB, F. (2005). Thermodynamics and heat transfer of ice slurry. *Int. J. Refrigeration*, 28:51–59.
- EL ABBASSI, I. (2009). *Analyse des performances énergétiques appliquée au transport et à l'utilisation du froid par coulis de glace*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- EL ABBASSI, I., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., BÉDÉCARRATS, J.-P., DUMAS, J.-P. et MIMET, A. (2010). Energetic performances of a refrigerating loop using ice slurry. *Applied Thermal Engineering*, 30:962–969.

- EL OMARI, K. (2001). *Étude de la convection autour d'un nodule sphérique contenant un Matériau à Changement de Phase au cours de sa cristallisation*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- EL OMARI, K., BÉDÉCARRATS, J.-P., STRUB, M. et DUMAS, J. (2000). Etude de la convection autour d'un nodule sphérique couplée à la cristallisation du matériau à changement de phase interne. *Dans Proceedings du Congrès français de Thermique, SFT*, Lyon, France, 15-17 mai.
- ELLINGSEN, K. et RISSO, F. (2001). On the rise of an ellipsoidal bubble in water : oscillatory path and liquid-induced velocity. *J. Fluid Mech.*, 440:235–268.
- FALCON, B. (1995). *Etude expérimentale et modélisation d'une cuve de stockage du froid par utilisation de matériaux à changement de phase encapsulés*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- FAUCHER, G., BINET, M. et PARADIS, M. (1995). La surfusion de l'eau des tubes d'évaporateur de dimensions commerciales avec ailettes intérieures. *Dans Proceedings of the 19th Int. Congress of Refrigeration*, volume IVa, pages 171–177, The Hague, The Netherlands, 20-25 août.
- FERNÁNDEZ-SEARA, J., UHÍA, F., SIERES, J. et CAMPO, A. (2007). A general review of the wilson plot method and its modifications to determine convection coefficients in heat exchange devices. *Appl. Therm. Eng.*, 27(17-18):2745–2757.
- FUKUSAKO, S., KOZAWA, Y., YAMADA, M. et TANINO, M. (1999). Research and development activities on ice slurries in japan. *Dans Proceedings of the First Workshop on Ice Slurries of the IIR*, Yverdon-les-Bains, Switzerland, 27-28 Mai - pp83-105.
- GAGLIARDI, A. (2005). *Analyse thermodynamique de coulis de glace et construction d'une machine frigorifique à éjection pour leur production. Analisi termofisica di granite e costruzione di un frigorifero ad eiezione per la loro produzione*. Thèse de doctorat, en italien, co-tutelle Université de Pau et des Pays de l'Adour (France) / Université de Florence (Italie).
- GIBOUT, S., FRANQUET, E., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., BÉDÉCARRATS, J.-P. et DUMAS, J.-P. (2010). Intérêt énergétique de l'utilisation de matériaux à changement de phase (mcp) dans un chauffe-eau utilisant une source d'énergie électrique. *Dans Proceedings du Congrès Français de Thermique, SFT 2010*, Le Touquet, France, 25-28 mai.
- GROULX, D. et LACROIX, M. (2006). Study of close contact melting of ice from a sliding heated flat plate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49:4407–4416.
- GROZDEK, M., KHODABANDEH, R. et LUNDQVIST, P. (2009a). Experimental investigation of ice slurry flow pressure drop in horizontal tubes. *Exper. Thermal Fluid Sci.*, 33:357–370.
- GROZDEK, M., KHODABANDEH, R., LUNDQVIST, P., PALM, B. et MELINDER, A. (2009b). Experimental investigation of ice slurry heat transfer in horizontal tube. *International Journal of Refrigeration*, 32(6):1310–1322.

- GUILPART, J., FOURNAISON, L., BEN LAKHDAR, M., FLICK, D. et LALLEMAND, A. (1999). Experimental study and calculation method of transport characteristics of ice slurries. *Dans Proceedings of the First Workshop on Ice Slurries*, Yverdon-les-Bains, Switzerland, 74-82.
- HASNAIN, S. M. (1998a). Review on sustainable thermal energy storage technologies, part i : heat storage materials and techniques. *Energy Conversion and Management*, 39(11):1127–1138.
- HASNAIN, S. M. (1998b). Review on sustainable thermal energy storage technologies, part ii : cool thermal storage. *Energy Conversion and Management*, 39(11):1139–1153.
- HIRATA, T., MAKINO, Y. et KANEKO, Y. (1991). Analysis of close-contact melting for octadecane and ice inside isothermally heated rectangular capsule. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 34(12):3097–3106.
- HONG, H., PECK, J. H. et KANG, C. (2004). Ice adhesion of an aqueous solution including a surfactant with stirring on cooling wall : ethylene glycol-a silane coupling agent aqueous solution. *International Journal of Refrigeration*, 27:985–992.
- INABA, H., INADA, T., HORIBE, A., SUZUKI, H. et USUI, H. (2005). Preventing agglomeration and growth of ice particles in water with suitable additives. *International Journal of Refrigeration*, 28:20–26.
- JAMIL, A. (2006). *Etude expérimentale et modélisation de l'analyse calorimétrique des fusions et des déséquilibres de phases dans les coulis de glace*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- JAMIL, A., ZERAOUALI, Y., KOUSKSOU, T., BÉDÉCARRATS, J.-P. et DUMAS, J.-P. (2007). Étude des déséquilibres entre phase dans un coulis de glace en écoulement dans un échangeur. *Dans Proceedings des Journées Internationales de Thermiques, JITH 2007*, Albi, France, 28-30 août.
- JELLEMA, P. et NIJDAM, J. (2005). Ice-slurry production under vacuum. *Dans Proceedings of 6th IIR Workshop on Ice slurries*, Yverdon-les-bains, Switzerland, 15 - 17 june.
- JENNY, M., BOUCHET, G. et DUŠEK, J. (2003). Nonvertical ascension of a sphere in a newtonian fluid. *Phys. Fluids*, 15(1):L9–L12.
- JENNY, M., DUŠEK, J. et BOUCHET, G. (2004). Instability and transition of a sphere falling or ascending freely in a newtonian fluid. *J. Fluid Mech*, 508:201–239.
- KANDLIKAR, S. (1990). A general correlation for saturated two-phase flow boiling heat transfer inside horizontal and vertical tubes. *ASHRAE Trans.*, 112:219–228.
- KARAMANEV, D. G. (2001). The study of free rise of buoyant spheres in gas reveals the universal behaviour of free rising rigid spheres in fluid in general. *Int. J. of Multiphase Flow*, 27:1479–1486.

- KAUFFELD, M., CHRISTENSEN, K., LUND, S. et HANSEN, T. (1999). Experience with ice slurry. *Dans Proceedings of First Workshop on Ice Slurries*, Yverdon-les-Bains, Switzerland, 42-73.
- KAUFFELD, M., KAWAJI, M. et EGOLF, P. (2005). *Handbooks on Ice Slurries - Fundamentals and Engineering*. IIF/IIR International Institute of Refrigeration.
- KNODEL, B., FRANCE, D., CHOI, U. et WAMBSGANSS, M. (2000). Heat transfer and pressure drop in ice-water slurries. *Appl. Therm. Eng.*, 20:671–685.
- KOMIYAMA, K., FUKUSHIMA, N. et TOKUNAGA, K. (2001). Development of ice transfert system using dynamic ice. *Dans Proceedings of the Fourth Workshop on Ice Slurries of the IIR*, Osaka, Japan, 12-13 Novembre, 71-78.
- KOUSKSOU, T. (2005). *Etude des écoulements et des transferts thermiques dans un milieu poreux. Application à une cuve de stockage du froid*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- KOUSKSOU, T., BÉDÉCARRATS, J.-P., DUMAS, J.-P. et MIMET, A. (2005). Dynamic modelling of the storage of an encapsulated ice tank. *Applied Thermal Engineering*, 25(10):1534–1548.
- KOUSKSOU, T., BÉDÉCARRATS, J.-P., STRUB, F. et CASTAING-LASVIGNOTTES, J. (2008). Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a phase change thermal energy storage. *Int. J. Energy Technology and Policy*, 6(1/2):143–158.
- KOUSKSOU, T., STRUB, F., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., JAMIL, A. et BÉDÉCARRATS, J.-P. (2007). Second law analysis of latent thermal storage for solar system. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 91(14):1275–1281.
- KOZAWA, Y., AIZAWA, N. et TANINO, M. (2005). Study on ice storing characteristics in dynamic-type ice storage system by using supercooled water : Effects of the supplying conditions of ice-slurry at deployment to district heating and cooling system. *Int. J. Refrigeration*, 28(1):73–82.
- KURIHARA, T. et KAWASHIMA, M. (2001). Dynamic ice storage system using super cooled water. *Dans Proceedings of the Fourth Workshop on Ice Slurries of the IIR*, Osaka, Japan, 12-13 Novembre - pp61-69.
- LACROIX, M. (2001). Contact melting of a phase change material inside a heated parallelepipedic capsule. *Energy Conversion and Management*, 42:35–47.
- LAHMIDI, H., MAURAN, S. et GOETZ, V. (2006). Definition, test and simulation of a thermochemical storage process adapted to solar thermal systems. *Solar Energy*, 80:883–893.
- LALLEMAND, A. (2007). Energie, exergie, économie, thermo-économie. *Dans Proceedings of 13ème Journées Internationales de Thermiques. Conférence plénière*, Albi, France, 28-30 août.
- LANE, G. (1983). *Solar Heat Storage : Latent Heat Material*. CRC Press Inc., Boca Raton, 238 p., Floride.

- LEE, D., YOON, E., JOO, M. et SHARMA, A. (2006). Heat transfer characteristics of the ice slurry at melting process in a tube flow. *Int. J. Refrigeration*, 29:451–455.
- LUGO, R., FOURNAISON, L. et GUILPART, J. (2006). Ice-liquid-vapour equilibria of ammonia and ethanol aqueous solutions applied to the production of ice-slurries. prediction and experimental results. *Chemical Engineering and Processing*, 45(1):66–72.
- MATSUMOTO, K., NAMIKI, Y., OKADA, M., KAWAGOE, T., NAKAGAWA, S. et KANG, C. (2004). Continuous ice slurry formation using a functional fluid for ice storage. *International Journal of Refrigeration*, 27:73–81.
- MAUNOURY, A. (2008). *Simulations numériques de l'ascension d'une particule évolutive sous l'effet du changement d'état liquide-solide*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, France.
- MAUNOURY, A., LE BOT, C., ARQUIS, E. et BÉDÉCARRATS, J.-P. (2006). Sédimentation de particules dans un fluide thermiquement stratifié. *Dans Proceedings du Congrès Français de Thermique SFT*, Île de Ré, 16-19 mai.
- MELINDER, A. et GRANRYD, E. (2001). Using property values of aqueous solutions and ice to estimate ice concentrations and enthalpies of ice slurries. *Int. J. Refrigeration*, 28:13–19.
- MITO, D., TANINO, M., KOZAWA, Y. et OKAMURA, A. (2001). Application of a dynamic-type ice storage system to the intermittent cooling process in the food industry. *Dans Proceedings of the Fourth Workshop on Ice Slurries of the IIR*, Osaka, Japan, 12-13 Novembre, 105-114.
- MORDANT, N. et PINTON, J. F. (2000). Velocity measurement of a settling sphere. *Eur. Phys. J. B.*, 18:343–352.
- MOUGIN, G. et MAGNAUDET, J. (2002). The generalized kirchoff equations and their application to the interaction between a rigid body and an arbitrary time-dependent viscous flow. *Int. J. Multiphase Flow*, 28:1837–1851.
- NAGATO, H. (2001). A dynamic ice storage system with a closed ice-making device using supercooled water. *Dans Proceedings of the Fourth Workshop on Ice Slurries of the IIR*, Osaka, Japan, 12-13 Novembre, 97-103.
- NIEZGODA-ZELASKO, B. (2006). Heat transfer of ice slurry flows in tubes. *Int. J. Refrigeration*, 29:437–450.
- NIEZGODA-ZELASKO, B. et ZALEWSKI, B. (2006a). Momentum transfer of ice slurry flows in tubes, experimental investigations. *Int. J. Refrigeration*, 29:418–428.
- NIEZGODA-ZELASKO, B. et ZALEWSKI, B. (2006b). Momentum transfer of ice slurry flows in tubes, modelling. *Int. J. Refrigeration*, 29:429–436.
- ONOJIMA, H. et HAYASHI, H. (2001). Harvest ice storage system and heat transportation by ice/water mixture. *Dans Proceedings of the Fourth Workshop on Ice Slurries of the IIR*, Osaka, Japan, 12-13 Novembre, 79-86.

- PEUVREL, C. (2003). *Etude des transferts thermiques de fluides frigoporteurs diphasiques*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- PIANET, G. (2005). *Simulations 3D non-stationnaires dédiées à l'investigation de processus de sédimentation à forte dynamique*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux 1, France.
- PRONK, P., MEEWISSE, J., INFANTE FERREIRA, C. et WITKAMP, G. (2003). Ice slurry production with a circulating fluidized bed heat exchanger. *Dans Proceedings of International Congress of Refrigeration*, Washington DC, USA, 7-23 août.
- PRONK, P., MEEWISSE, J., INFANTE FERREIRA, C. et WITKAMP, G. (2005). Time-dependant behaviour of different ice slurries during storage. *International Journal of Refrigeration*, 28:26–37.
- RAITHBY, G. et HOLLANDS, K. (1975). A general method of obtaining approximate solutions to laminar and turbulent free convection problems. *Advances in heat transfer*, 11(254):265–315.
- REGHEM, P. (2002). *Etude Hydrodynamique de fluides diphasiques solide-liquide en conduite circulaire : Application au coulis de glace*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- RIBEIRO, J. (2007). *Contribution à l'étude thermique et dynamique de la cristallisation de l'eau surfondue*. Thèse de doctorat, Université de Pau et des Pays de l'Adour, France.
- RIBEIRO, J.-P., STRUB, M., BÉDÉCARRATS, J.-P. et STRUB, F. (2007). Water crystallization at the supercooling breakdown. *Dans Proceedings of International Congress of Refrigeration*, Beijing, China, 17-23 août.
- RIBEIRO, J.-P., STRUB, M., BÉDÉCARRATS, J.-P., STRUB, F. et DUMAS, J.-P. (2006). Etude expérimentale de la cristallisation de l'eau à la rupture de surfusion. *Dans Proceedings du Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, COFRET'06*, Timisoara, Roumanie, 15 - 17 juin.
- SAITO, A. (2002). Recent advances in research on cold thermal energy storage. *International Journal of Refrigeration*, 25(2):177–189.
- SAITO, A., HONG, H. et HIROKANE, O. (1992). Heat transfer enhancement in the direct contact melting process. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 35(2):295–305.
- SANO, I., MAENA, Y. et FUJITANI, Y. (1956). An experimental investigation on ice-nucleating properties of some chemical substances. *J. Met. Soc. Japan*, 34(2):54–60.
- SHAH, R. (1990). Assessment of modified wilson plot techniques for obtaining heat exchanger design data. *Dans Proceedings of the 9th Int. Heat Transfer Conference*, Jerusalem, Israel, Vol. 5, 51-56.
- SKOGSBERG, K. et NORDELL, B. (2001). The sundsvall hospital snox storage. *Cold Regions Sciences and Technology*, 33(1):63–70.

- STAMATIOU, E., MEEWISSE, J. et KAWAJI, M. (2005). Ice slurry generation involving moving parts. *International Journal of Refrigeration*, 28:60–72.
- STRUB, F. et BÉDÉCARRATS, J.-P. (1999). Numerical second law analysis of a refrigeration phase-change storage. *International Journal of Applied Thermodynamics*, 2(3):133–138.
- STRUB, F. et BÉDÉCARRATS, J.-P. (2000). Thermodynamics of phase-change energy storage. the effects of undercooling on the entropy production during solidification. *International Journal of Applied Thermodynamics*, 3(1):35–42.
- STRUB, F., BÉDÉCARRATS, J.-P., FALCON, B. et DUMAS, J.-P. (1997). Synthèse des études effectuées sur un procédé de stockage du froid utilisant des matériaux à changement de phase encapsulés. *Dans Proceedings du IIIème colloque interuniversitaire franco-québécois*, Toulouse, France, 14-16 mai.
- STRUB, F., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., BÉDÉCARRATS, J.-P. et PEUVREL, C. (2003). Entropic analysis as a selection tool for phase changing secondary refrigerant in cooling systems. *Dans Proceedings of the 16th International Symposium on Efficiency, Costs, Optimization, Simulation and Environmental Aspects of Energy systems and Processes. ECOS*, Copenhagen, Danemark, 30 juin-2 juillet.
- STRUB, F., CASTAING-LASVIGNOTTES, J., BÉDÉCARRATS, J.-P. et PEUVREL, C. (2004). Application of the second law analysis to a heat exchanger working with ethanol / water ice slurry. *International Journal of Thermodynamics*, 7(4):183–188.
- THOMAS, D. (1965). Transport characteristics of suspension : VIII. a note on the viscosity of newtonian suspension of uniform spherical particles. *Journal of Colloid Science*, 20:267–277.
- TURNBULL, D. (1956). *Phase Change*. Solid State Physics - Advances in research and applications, Vol. 3, pp 225-306. Academic Press, New York.
- USUI, H., MODAK, P., SUZUKI, H. et OKUMA, O. (2004). Suppression of ice particle growth and the possibility of energy saving latent heat transportation by using surfactant additives. *Journal of Chemical engineering of Japan*, 37(1):15–22.
- WIJEYSUNDERA, S., HAWLADER, M., CHAN, W. et HOSSAIN, M. (2004). Ice-slurry production using direct contact heat transfer. *International Journal of Refrigeration*, 27(711-719).
- WILCHINSKY, A., FOMIN, S. et HASHIDA, T. (2002). Contact melting inside an elastic capsule. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 45:4097–4106.
- WILSON, E. (1915). A basis for rational design of heat transfer apparatus. *Trans. ASME*, 37:47–70.
- WONGWISES, S. et POLSONGKRAM, M. (2006). Evaporation heat transfer and pressure drop of hfc-134a in a helically coiled concentric tube-in-tube heat exchanger. *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 49:658–670.

ZALBA, B., MARÍN, J., CABEZA, L. et MEHLING, H. (2003). Review on thermal energy storage with phase change : materials, heat transfer analysis and applications. *Applied Thermal Engineering*, 23(3):251–283.

ZHANG, Y., JIANG, Y., KANG, Y. et ZHONG, Z. (1998). Research of latent heat storage in tsingua university and application of ice storage in china. *Dans Proceedings of the Second Workshop Phase Change Materials and Chemical Reactions for Thermal Energy Storage. Annex 10*, Sofia, Bulgaria, 12-13 Novembre. Disponible en ligne : http://www.fskab.com/annex10/WS_pres/WS2/zhang.pdf (Page consultée en mars 2010).

Annexe A

Encadrement d'étudiants

Thèses de Doctorat co-dirigées officiellement :

1. T. KOUSKSOU. "Etude des écoulements et des transferts thermiques dans un milieu poreux. Application à une cuve de stockage du froid". Soutenue le 14/01/05. Co-directeurs : **Jean-Pierre Bédécarrats (50%)** Jean-Pierre Dumas (50 %).
2. T. DAVID. "Production de fluides frigoporteurs diphasiques basée sur le phénomène surfusion. Intérêts énergétiques". Soutenue le 3/12/07. Co-directeurs : **Jean-Pierre Bédécarrats (75 %)** Jean-Pierre Dumas (25 %)

Participation à l'encadrement de thèse de doctorat :

1. B. FALCON. "Etude expérimentale et modélisation d'une cuve de stockage du froid par utilisation de matériaux à changement de phase encapsulés". Thèse soutenue le 19/12/95.
2. C. PEUVREL. "Etude des transferts thermiques de fluides frigoporteurs diphasiques". Thèse soutenue le 15/12/03.
3. A. GAGLIARDI. "Analyse thermodynamique de coulis de glace et construction d'une machine frigorifique à éjection pour leur production. Analisi termofisica di granite e costruzione di un frigorifero ad eiezione per la loro produzione". Thèse soutenue le 05/05/05. Co-tutelle Université de Pau et des Pays de l'Adour (France)-Université de Florence (Italie).

DEA-MASTER dirigés

1. DUBES C., 1997, "Visualisation de la cristallisation et de la fusion de solutions eutectiques en vue du stockage du froid". DEA Energétique-Transfert-Systèmes dispersés. UPPA.
2. CAZENAVE Y., 1998, "Application du stockage du froid pour le refroidissement d'air en entrée de turbine à gaz". DEA Génie des procédés. UPPA - Toulouse.

3. DUROSIER N., 1999, "Etude des phénomènes thermiques et hydrodynamiques provoqués par la cristallisation de nodules". DEA Energétique-Transferts-Systèmes dispersés. UPPA.
4. DRUART F., 1999, "Etude d'un procédé de fabrication d'un mélange eau-glace à partir d'eau surfondue". DEA Energétique-Transfert-Systèmes dispersés. UPPA.
5. ROSET G., 2000, "Etude d'un générateur de glace à partir d'eau surfondue". DEA Energétique-Transfert-Systèmes dispersés. UPPA.
6. DAVID T., 2001, "Etude d'une installation de coulis de glace obtenu à partir d'une solution eau-éthanol". DEA Energétique-Transfert-Systèmes dispersés. UPPA.
7. SETTATI M., 2003, "Etude d'une installation de stockage du froid par MCP encapsulés". DEA Energétique-Transfert-Systèmes dispersés. UPPA.
8. DIDIER J., 2005, "Etude des coefficients locaux de transfert thermique lors de la circulation dans un coulis de glace". M2 Recherche Energie - Procédés. UPPA.
9. HAMON G., 2007, "Etude d'un générateur de glace par rupture de surfusion". M2 Recherche Energie - Procédés. UPPA.

DEA-MASTER co-dirigés :

1. ROUX F., 2003, "Etude de l'ascension d'une sphère de glace en fusion". DEA Energétique-Transfert-Systèmes dispersés. UPPA. **Encadrement à 50 %**.
2. WATSON G., 2004, "Etude de la fusion d'un glaçon sphérique en piscine et en colonne d'eau". DEA Energétique-Transfert-Systèmes dispersés. UPPA. **Encadrement à 50 %**.
3. ARRONDO M., 2005, "Instabilités de trajectoires de sphères fondantes". M2 Recherche Energie - Procédés. UPPA. **Encadrement à 50 %**.
4. HAMLAOUI Y., 2006, "Etude expérimentale de particules évolutives en écoulement". M2 Recherche Energie - Procédés. UPPA. **Encadrement à 50 %**.
5. KOCH S., 2009, "Etude exploratoire sur la thermoélectricité appliquée aux turbomachines en vol". M2 Ingénierie des Systèmes Industriels parcours Génie des Systèmes Thermiques. **Encadrement à 33 %**.

Stages de recherche Elèves ingénieurs ENSGTI :

Microthèse normale : 1 par an depuis 1998.

Microthèse de longue durée (4 mois) :

- CRESPO RAMAL B., 2010, "Etude expérimentale de la cristallisation de l'eau et de solutions aqueuses à l'intérieur d'un cylindre horizontal". Etudiante espagnole en échange ERASMUS 5^{ème} année.

Stages de 6 mois ingénieurs hors UPPA

1. BRIZZOTTI ANDRADE M., 2008, "Étude du mécanisme de perte d'eau lors de la remontée de gouttes d'émulsion dans le pied d'eau des séparateurs de type Wash Tank". INSA Toulouse 5^{ème} année.
2. AL-SAIF F., 2009, "Etude expérimentale de la remontée des globules d'émulsion dans le pied d'eau d'un Wash-Tank". INSA Toulouse 5^{ème} année GPE.
3. BETBEDER T., 2009, "Etude numérique de la remontée des globules d'émulsion dans le pied d'eau d'un Wash-Tank". INP Grenoble 5^{ème} année.

Annexe B

Responsabilités administratives et pédagogiques. Partenariats industriels et institutionnels

FONCTIONS ADMINISTRATIVES

- Depuis 2009 Membre élu du Conseil d'Administration de l'École Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles (ENSGTI).
- 1998-2008 Membre élu de la Commission de Spécialité et d'Établissement (CSE) des 60-62^{ème} sections de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (collège B).
- 1996-2000 Membre élu du Conseil Universitaire de Recherche Scientifique (UFR Recherche) de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour (collège B).

ACTIVITES D'ENSEIGNEMENT

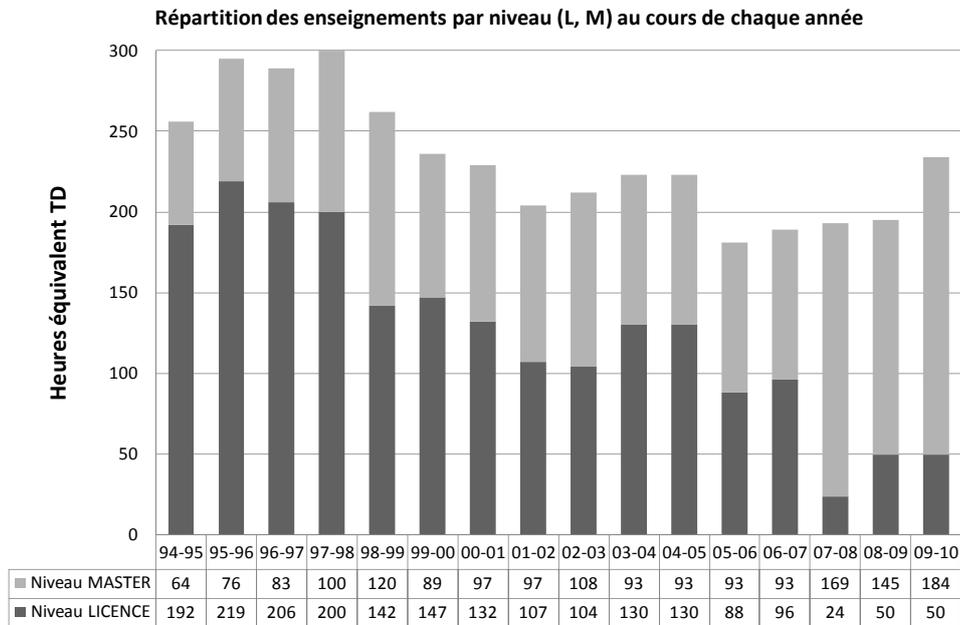
Mes fonctions d'enseignant m'ont amené à intervenir essentiellement dans des formations à finalités professionnelles :

- 10/1990-09/1995 Licence et Maîtrise de Thermique Gestion des Energies. UFR des Sciences et Techniques de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- 09/1995-09/2005 IUP (Institut Universitaire Professionnalisé) Génie des Systèmes Industriels option Génie des Systèmes Thermiques. UFR des Sciences et Techniques de l'Université de Pau et des Pays de l'Adour.
- 09/2005-09/2010 Passage progressif de l'IUP au format MASTER dans le cadre de l'organisation LMD. MASTER Ingénierie des Systèmes Industriels parcours Génie des Systèmes Thermiques. UFR des Sciences et Techniques de Pau.
- Depuis 09/2008 Ecole Nationale Supérieure en Génie des Technologies Industrielles (ENSGTI).

96 à 300 h (équivalent TD) d'enseignements par année universitaire depuis 1991 (selon les

obligations statutaires et nécessités de service) dispensés à un niveau LICENCE et MASTER.
Spécialités : Thermodynamique – Transferts thermiques – Energétique.

Le graphe ci-dessous représente la répartition des enseignements par niveau (L.M.D) depuis ma nomination en tant que Maître de conférences en septembre 1994.



Les enseignements ainsi que les formations sont répertoriés dans le tableau suivant :

	Matières enseignées	Formation	Cours, TD, TP
Niveau LICENCE	- Thermodynamique	DEUG scientifique (L1) + IUP 1 (L2)	C-TD
	- Electricité	DEUG scientifique (L1)	C-TD
	- Informatique	IUP 1 (L2)	C-TD
	- Mécanique	DEUG scientifique (L1)	TD
	- Mécanique des fluides	IUP 1 (L2)	C-TD
	- Physique	DEUG scientifique (L1) + IUP 2 (L3)	TP
	- Transferts thermiques	IUP 1 (L2)	C-TD
	- Conduction	ENSGTI 1 (L3)	C-TD
Niveau MASTER	- Thermodynamique industrielle	MASTER ISI GST 1 (M1)	C-TD
	- TP composants	MASTER ISI GST 1 (M1)	TP
	- TP Etude de cas	MASTER ISI GST 2 (M2)	TP
	- TP systèmes	MASTER ISI GST 2 (M2)	TP
	- Transferts couplés	MASTER ISI GST 2 (M2) et ENSGTI 2 (M1)	C-TD
	- Transferts Thermiques avec changement de phases	MASTER ISI GST 2 (M2)	C-TD
	- Convection	ENSGTI 2 (M1)	C-TD
Encadrements de projets et suivi de stages			

Responsabilités

- 09/2005-09/2010 Responsable de la deuxième année de MASTER ISI parcours Génie des Systèmes Thermiques.
Responsable des relations internationales du MASTER ISI parcours Génie des Systèmes Thermiques.
- 09/2001-09/2005 Responsable de la première année d'IUP GSI option Génie des Systèmes Thermiques.
- 1994-2007 Responsable des Travaux Pratiques de l'IUP GSI option Génie des Systèmes Thermiques. Conception et mise au point de l'ensemble des TP installés dans le hall technique de la formation thermique.
Responsable des Projets de l'IUP GSI option Génie des Systèmes Thermiques puis du MASTER.

Rédaction des dossiers de demande d'habilitation de l'IUP (renouvellement 2001) et du MASTER (création 2006).

ACTIVITES ASSOCIATIVES

Membre de la commission Frigoporteur de l'Association Française du Froid
Membre du groupe international sur l'étude des coulis de glace (Ice slurries) de l'IIR (International Institute of Refrigeration).
Membre du GdR AMETH (Amélioration des Echanges THERMIQUES en simple et double phase).

EXPERTISE DANS L'INDUSTRIE

Expertise scientifique (consultance) dans le domaine du froid pour la société GIRA (Groupe Industriel Réalisations et Applications), qui fabrique du matériel scientifique, du 01/01/98 au 31/12/98. Expertise dans le cadre de l'opération GRAVIR (Groupe Régional de Valorisation Industrielle de la Recherche).
Expertises diverses de courte durée.

PARTENARIATS INDUSTRIELS ET INSTITUTIONNELS**Contrats**Gestions scientifique et financière

2009 **TOTAL.** Objet : Suivi de l'ascension d'un globule d'émulsion. Montant : 22 k€ HT.

L'objectif du projet est la compréhension, la quantification et la modélisation des phénomènes mis en jeu dans les décanteurs verticaux de brut, le but final étant l'amélioration et l'optimisation des méthodes de dimensionnement des Wash Tanks (séparateurs eau-pétrole) des industries pétrolières.

L'étude porte sur les phénomènes mis en jeu lors de la remontée de globules d'émulsion dans le pied d'eau des Wash Tanks. Dans certaines conditions, une perte d'eau peut être mise en évidence. Une double approche expérience-modélisation a été entreprise afin de produire un modèle rendant compte au mieux des phénomènes mis en jeu.

Le comportement d'un globule réalisé à partir d'une émulsion d'eau dans de l'huile a été étudié lors de son ascension dans une colonne de 3 mètres remplie d'eau. Il s'agissait de vérifier si ce globule perd une partie de l'eau qui le constitue au cours de son ascension. Les tests ont été effectués avec des globules d'émulsions de différentes stabilités. Ces émulsions ont été obtenues par mélange d'huile Kerdane et de brut Dalia. Le dispositif expérimental mis en place a permis de déterminer au cours du temps lors de la remontée du globule d'émulsion, ses dimensions, sa vitesse et sa teneur en eau. Les résultats expérimentaux ont été comparés à ceux du modèle réalisé par Total.

2008

CETIAT Centre Technique des Industries Aéronautiques et Thermiques. Objet : Analyse thermo-économique d'un appareil multifonctions. Montant : 19 k€ HT.

Le but de l'étude est d'analyser les performances d'un appareil multifonctions proposé par le CETIAT par le biais d'une modélisation complète basée sur la thermodynamique (bilans énergétiques et exergétiques) puis la thermo-économie où interviennent les coûts. Un appareil multifonctions est un appareil qui regroupe dans une même enveloppe tous les composants permettant d'assurer les fonctions ventilation, chauffage, production d'eau chaude sanitaire (ECS), voire de refroidissement d'une maison individuelle.

Ce cas d'école a été réalisé pour montrer la mise en oeuvre et l'intérêt de l'analyse thermoéconomique.

2002-2005

Contrat "Aide à l'Innovation" **ANVAR** Agence Nationale de la Valorisation de la Recherche. CONTRAT N ° A0104057B

Etude et mise au point d'un process de refroidissement indirect par frigoporteur diphasique. Montant : 200 k€ HT.

L'objectif du projet était de développer un procédé industriel de transport du froid basé sur l'utilisation de fluides frigoporteurs diphasiques (liquide-solide) à pouvoir énergétique élevé se substituant aux frigoporteurs monophasiques actuels. Les fluides frigoporteurs diphasiques choisis pour l'étude étaient les coulis de glace.

Pour mener à bien ces études, le laboratoire s'était appuyé sur les connaissances spécifiques dont disposaient les industriels associés au projet qui étaient : **CIAT, MATAI et GIRPI.**

Un effort tout particulier avait été fourni afin d'aboutir sur la partie la plus innovante du projet qu'est la production du coulis. En effet, l'élargissement de l'utilisation des coulis de glace dans l'industrie est lié au développement de machines susceptibles de les produire de façon continue, fiable et efficace d'un point de vue énergétique.

A ce titre, le générateur de coulis par eau surfondue (eau liquide à une température négative) semblait une solution prometteuse. Malheureusement, la difficulté de la tâche n'avait pas permis de mettre au point un générateur industriel. Seul le fonctionnement d'un prototype de laboratoire était maîtrisé. Le caractère aléatoire de la cristallisation de l'eau surfondue ne permet pas d'utiliser directement tous les réglages du prototype pour l'élaboration d'un générateur industriel.

Tous les acteurs concernés par ce contrat étaient d'accord pour conclure que, sur la partie innovante correspondant au générateur de glace, des efforts conséquents de mise au point étaient encore nécessaires avant que la phase d'industrialisation d'un tel procédé ne soit atteinte.

Programmes ENERGIE du CNRS

Depuis 2007 Programme de Recherche **MINOSTOC** : Intensification de performances par ajout de charges minérales dans les nodules de stockage d'énergie thermique (co-responsable scientifique). Partenaires : CRISTOPIA (Vence), PROMES (Perpignan), LaTEP (Pau). Montant financé au LaTEP : 45 k€ HT.

Le projet MINOSTOC a pour objectif d'améliorer les performances des systèmes de stockage thermique par chaleur latente utilisant des nodules encapsulés en combinant deux approches complémentaires jusqu'alors développées séparément par les partenaires : le développements d'interface d'échange (LaTEP, société CRISTOPIA) et l'intensification de la conductivité des matériaux (laboratoire PROMES). La synergie de ces compétences conjointes permettra de lever les principales limitations de ces systèmes de stockage thermique : limitations en puissances, dissymétrie des étapes de stockage et déstockage due à la surfusion, gestion des régimes non stationnaires.

Il s'agit de développer un nouveau type de matériaux à changement de phase dont certaines propriétés thermophysiques pourraient être modifiées et optimisées. Ces travaux porteront sur les différentes échelles concernées, du matériau composite à l'intégration de l'unité de stockage en passant par le nodule unitaire et l'enveloppe échangeur. Les outils de simulation correspondants seront validés et permettront ensuite d'appliquer le système de stockage intensifié aux problématiques de gestion et d'optimisation dans le contexte énergétique actuel. L'optimisation recherchée concernera le système dans son ensemble. L'enjeu concerne l'utilisation rationnelle de l'énergie d'un point de vue économique et en vue de contribuer à la réduction des émissions des gaz à effet de serre.

Participation scientifique

2009 **TURBOMECA**. Objet : Etude exploratoire sur la thermoélectricité appliquée aux machines en vol. Collaboration : LGE (UPPA) et LaTEP(UPPA). Montant : 23 k€ HT.

Le but du travail a été d'étudier la faisabilité d'une génération d'électricité par des modules thermoélectriques dans des turbomachines en vol. Des recherches bibliographiques ont d'abord été menées afin de suivre les dernières innovations concernant les cellules thermoélectriques. Un modèle numérique a ensuite été développé, tenant compte des technologies mûres, afin de prédire la puissance électrique récupérable sur certaines parties des turbomachines.

Participation aux projets ANR

Depuis 2009 **ESSI** Evaluation comparée de systèmes de stockage intersaisonnier (Programme STOCK-E). Partenaires : PROMES, CEA-INES, LOCIE, LaTEP, DOMINGUEZ ENERGIE. Montant financé au LaTEP : 24 k€ HT.

Ce projet a pour objectif principal l'évaluation des performances des différents systèmes possibles de stockage intersaisonnier et leur comparaison sur une base scientifique et technique commune. Pour atteindre cet objectif, nous nous appuyerons sur plusieurs projets en cours ou futurs :

- le projet ANR-Stock-E PROSSIS (2007-10), concernant un système d'absorption/cristallisation utilisant le couple $H_2O/LiBr$, coordonné par le LOCIE ;
- un projet d'expérimentation de stockage par chaleur latente par MCP mené au LaTEP ;
- une expérimentation en cours menée par Dominguez Energie concernant l'hybridation solaire d'un système de stockage par sonde géothermique ;
- le présent projet concernant le développement d'un système à réaction solide/gaz coordonné par PROMES.

Participation aux programmes ENERGIE du CNRS

Depuis 2002 Projet de Recherche Intégrée **PRI 8.1** : Communauté d'Analyse et de Recherche des Nouvelles Orientations de la Thermodynamique (**CARNOT**). Partenaires : LEMTA (Nancy), CEP-ENSMP (Paris), CETHIL (Villeurbanne), LAGIS (Villeneuve d'Ascq), CNAM (Paris), LIMSI (Orsay), PROMES (Perpignan), LaTEP (Pau), GEPEA (St Nazaire), LSGC (Nancy).

L'objectif de ce projet est avant tout la structuration d'une communauté française de thermodynamique devant faire l'état des lieux des outils et des concepts actuels dans ce domaine. Les différentes contributions tant scientifiques que pédagogiques relevant de la thermodynamique souffrent souvent d'une incompréhension due à une multitude d'outils, de langages et de conventions.

L'un des premiers objectifs a donc été d'uniformiser les différentes approches, telles que l'analyse entropique ou exergetique, la thermodynamique en temps fini, la thermodynamique des processus irréversibles, ou d'identifier les champs d'applications privilégiés de chaque méthodologie. Les champs d'applications sont tout d'abord l'analyse des cycles et plus généralement des machines thermodynamiques :

- soit pour l'optimisation et le contrôle optimal des systèmes existants,
- soit pour l'expertise des projets émergents,
- soit, enfin, pour la définition de nouveaux concepts d'utilisation de l'énergie, tant pour sa production ou transformation (froid, chaleur, travail) que pour la transformation de la matière (génie chimique).

2002-2004

Groupe d'Analyse Thématique (**GAT**) n° **9** : Production, stockage et transport du froid et de la chaleur. Partenaires principaux : CETHIL (Villeurbanne), LaTEP (Pau), CEP-ENSM (Paris), GRETH-CEA (Grenoble), PROMES (Perpignan), LEMTA (Nancy), CEMAGREF (Antony).

En matière d'énergie, la forme thermique est, d'une part, très importante en quantité, d'autre part, très diversifiée quant à son utilisation et aux niveaux de température correspondants. De ce dernier point de vue, on classe l'énergie thermique en "chaud" et "froid", selon que les utilisations sont faites à une température supérieure ou inférieure à la température ambiante. Dans l'un comme dans l'autre de ces deux cas, il importe de conduire une politique, donc des recherches, en vue de la gestion optimisée de cette forme d'énergie, gestion qui englobe sa production, son stockage et son transport. C'est pour se préoccuper de ce champ scientifique qu'a été constitué, en juillet 2002, le GAT 9, un groupe de réflexion sur, d'une part les opérations de recherche à initier ou à développer, d'autre part les synergies à mettre en place et les priorités à accorder à ces actions.

Les idées fortes étaient les suivantes :

- conception et valorisation des systèmes thermiques par approche thermo-économiques et exergo-économique ;
- gestion des systèmes thermiques pour des régimes variables en plus des régimes nominaux ;
- intégration de la fonction de stockage thermique dès la conception des systèmes (couplage aux réseaux et stocks) ;
- récupération des rejets thermiques lors des transports longue distance.

Les réflexions ont menées aux études qui suivent.

- 2002-2004 **Projet de Recherche Intégrée (PRI) n° 9.1** : Réseaux de distribution du froid. Partenaires principaux : CETHIL (Villeurbanne), LaTEP (Pau), CEMAGREF (Antony) CEA-GRETH (Grenoble), LBHP (Paris).
Ce projet concerne la faisabilité de «coulis stabilisés» comportant un fluide frigoporteur chargé en particules à changement de phase formé d'un gel et d'un MCP, comme alternative aux coulis de glace classiques. Les différents aspects abordés dans ce projet sont : synthèse et caractérisation des coulis, instrumentation associée, propriétés de transport à l'échelle locale et globale, caractérisation in situ des fractions solides, mise en oeuvre dans une boucle frigorifique de différents composés. Des résultats significatifs quant aux propriétés de transport et d'échange thermique ont été obtenus. Cependant, les conclusions révèlent clairement le besoin d'étudier la rhéologie de tels coulis.
- 2003-2005 **PR 2.9 : VARITHERM** : Comportement en régime variable ou hors nominal de machines thermiques à cycles inverses et de leurs composants. Partenaires : LEMTA (Nancy), LaTEP (Pau), CEP-ENSMP (Paris), CEMAGREF (Antony), CETHIL (Villeurbanne). Montant financé au LaTEP : 12 k€ HT.
Ce projet avait pour but l'élaboration de modèles transitoires des composants de machines à cycles inverses (machines à froid, climatiseur, pompes à chaleur). Le but ultime est, après réduction et validation de modèles, de pouvoir les intégrer à moindre coût dans des logiciels de contrôle commande, tout en utilisant des algorithmes robustes testés pendant l'étude.
Les propositions touchent à la fois aux machines à compression de vapeur à fluides classiques ou naturels, aux machines à cycles discontinus (adsorption) et aux configurations incluant un stockage thermique. Le LaTEP s'est impliqué dans le programme dans les deux sous-domaines, différenciant les échelles de temps, qui ont vu le jour lors des premiers travaux dans le cadre du PR : les phénomènes transitoires glissants (dynamiques à constantes de temps longues), les phénomènes transitoires thermiques et mécaniques (dynamiques à constantes de temps court).
- 2003-2006 **Programme de Recherche PR 2.6 : THERMOECO**. Développement de méthodes exergo-économiques destinées à minimiser les coûts d'investissement et de fonctionnement de systèmes énergétiques. Partenaires : LaTEP (Pau), LEMTA (Nancy), CEP-ENSMP (Paris), PROMES (Perpignan). Montant financé au LaTEP : 70 k€ HT.
Ce projet porte sur l'interfaçage de méthodes purement thermodynamiques d'optimisation des performances techniques avec des méthodes d'optimisation économique de systèmes énergétiques complexes. En appui aux travaux effectués dans le projet CARNOT, il a permis de constituer un réseau de compétences partagées permettant la diffusion et l'enseignement des méthodes.

Sur le plan théorique, la mise en évidence de l'équivalence des différentes méthodes et formalismes de mise en oeuvre de la thermoéconomie apparaît comme un résultat très intéressant et inédit. Il ouvre la voie à une recherche de mise en oeuvre de ces méthodes qui soit la plus simple et la plus efficace possible. Des applications à des cas types pour tester ces méthodes ont été réalisées. Dans ce projet, la démarche a surtout traité des régimes permanents.

Annexe C

Liste de l'ensemble des publications

Publications dans des revues internationales à comité de lecture :

1. "Phase-change thermal energy storage using spherical capsules. Performance of a test plant". J.P. BEDECARRATS, F. STRUB, B. FALCON et J.P. DUMAS. International Journal of Refrigeration, Vol.19, n°3, pp. 187-196, 1996.
2. "Study of the crystallization of nodules containing a phase change material for cool thermal storage". J.P. BEDECARRATS et J.P. DUMAS. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 40, n°1, pp. 149-157, 1997.
3. "Numerical second law analysis of a refrigeration phase-change storage". F. STRUB et J.P. BEDECARRATS. International Journal of Applied Thermodynamics, Vol.2 (3), pp. 133-138, 1999.
4. "Thermodynamics of phase-change energy storage. The effects of undercooling on the entropy production during solidification". F. STRUB et J.P. BEDECARRATS. International Journal of Applied Thermodynamics, Vol.3 (1), pp. 35-42, 2000.
5. "Experimental study and modelling of the crystallization of a water droplet". M. STRUB, O. JABBOUR, F. STRUB et J.P. BEDECARRATS. International Journal of Refrigeration, Vol. 26, N°1, pp. 59-68, 2003.
6. "Recent developments on the latent heat storage". J.P. DUMAS, F. STRUB et J.P. BEDECARRATS. International Journal of Heat and Technology, Vol. 22 (n°1), pp. 75-83, 2004
7. "Application of the Second Law Analysis to a Heat Exchanger Working with Ethanol / Water Ice Slurry ". F. STRUB et J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS, Ch. PEUVREL. International Journal of Thermodynamics 7 (4), pp. 183-188, 2004.
8. "Dynamic modelling of the storage of an encapsulated ice tank". T. KOUSKSOU, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS et A. MIMET. Applied Thermal Engineering, Vol. 25, Issue 10, pp. 1534-1548, 2005.
9. "Thermodynamics and heat transfer of ice slurries". P. W. EGOLF, A. KITANOSKI, D. ATA-CAESAR, E. STAMATIOU, M. KAWAJI, J.P. BEDECARRATS and F. STRUB. International Journal of Refrigeration, Vol. 28, No. 1, pp. 51-59, 2005.
10. "Dynamic modelling and experimental study of an ice generator heat exchanger using supercooled water". J. CASTAING-LASVIGNOTTES, T. DAVID, J.P. BEDECARRATS, F. STRUB. Energy Conversion and Management 47 (20), pp. 3644-3651, 2006.

11. "Second law analysis of latent thermal storage for solar system". T. KOUSKSOU, F. STRUB, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, A. JAMIL et J.P. BEDECARRATS. Solar Energy Materials and Solar Cells Volume 91, Issue 14, pp. 1275-1281, 2007.
12. "Numerical simulation of fluid flow and heat transfer in a phase change thermal energy storage". T. KOUSKSOU, J.P. BEDECARRATS, F. STRUB et J. CASTAING-LASVIGNOTTES. Int. J. Energy Technology and Policy, Vol. 6, Nos. 1/2, pp.143-158, 2008.
13. "Gas turbine performance increase using an air cooler with a phase change energy storage". J.P. BEDECARRATS, F. STRUB. Applied Thermal Engineering, 29 (5-6), 1166-1172, 2009.
14. "Thermal and hydrodynamic considerations of ice slurry in heat exchangers". J.P. BEDECARRATS, F. STRUB, C. PEUVREL. Int. Journal of Refrigeration, 32, 1791-1800, 2009.
15. "Study of a phase change energy storage using spherical capsules. Part I : Experimental results". J.P. BEDECARRATS, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, F. STRUB and J.P. DUMAS. Energy Conversion and Management, 50, 2527-2536, 2009.
16. "Study of a phase change energy storage using spherical capsules. Part II : Numerical modelling". J.P. BEDECARRATS, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, F. STRUB and J.P. DUMAS. Energy Conversion and Management, 50, 2537-2546, 2009.
17. "Ice slurry generator using the supercooling phenomenon". J.P. BEDECARRATS, T. DAVID, J. CASTAING-LASVIGNOTTES. Int. Journal of Refrigeration, 33, 196-204, 2010.
18. "Thermoelectric power generation from biomass cook stoves". D. CHAMPIER, J.P. BEDECARRATS, M. RIVALETTO, F. STRUB. Energy, 35, 935-942, 2010.
19. "Energetic performances of a refrigerating loop using ice slurry". I. EL ABBASSI, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS et A. MIMET. Applied Thermal Engineering, 30, 962-969, 2010.

Publications dans des revues nationales à comité de lecture :

1. "Stabilisation de la température par la cristallisation stochastique de liquides surfondus". J.P. DUMAS, J.P. BEDECARRATS, M. KRICHI, M. STRUB et Y. ZERAOULI. Journal Entropie, 994, vol. 30, n°183, pp. 33-39, 1994.
2. "Incidence de la nature d'une paroi sur la production d'entropie en régime thermique variable". F. STRUB, M. STRUB, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS. Revue de la Société Roumaine de Thermodynamique. ISSN 1222-4057. Anul VIII, nr. 1-2, pp. 31-35, 2004.

Chapitres de livres

1. Frigoporteurs : guide technique pour le refroidissement indirect et le choix des fluides frigoporteurs : pratique et réglementation. (sous la direction de Maxime Duminil). Paris : Association française du froid, impr. 2005. - 1 vol. (189 p.). Chapitre 9 : Installations à frigoporteurs - Quelques réflexions sur les composants (16 pages). J.P. BEDECARRATS, L. FOURNAISON.
2. Frigoporteurs : guide technique pour le refroidissement indirect et le choix des fluides frigoporteurs : pratique et réglementation. (sous la direction de Maxime Duminil). Paris : Association française du froid, impr. 2005. - 1 vol. (189 p.). Chapitre 10 : Aperçu sur la génération des coulis de glace (14 pages). A. LAUDE-BOUSQUET, J.P. BEDECARRATS, A. POTIER.

3. Handbook on Ice Slurries-Fundamentals and Engineering. Ed : IIR. Paris 2005. Chapter IV : Thermodynamics and heat transfer (40 pages). P. EGOLF, A. KITANOVSKI, D. ATACAESAR, E. STAMATIOU, M. KAWAJI, J.P. BEDECARRATS, F. STRUB.

Communications internationales (proceedings de congrès avec comité de lecture sur le texte complet) :

Le nom en italique correspond à la personne qui a présenté la communication.

1. XVIIIth International Congress of Refrigeration (10-17 Août 1991) Montréal, Canada. "Study of encapsulated phase change materials for cold storage". J.P. DUMAS, *F. STRUB*, J.P. BEDECARRATS, Ch. LENOTRE
2. ECOS'92, International Symposium on Efficiency, Costs, Optimization and Simulation of Energy systems (15-18 Juin 1992) Zaragoza, Spain. "Influence of undercooling on cold storage systems". *J.P. DUMAS*, F. STRUB, J.P. BEDECARRATS, Y. ZERAOULI, F. BROTO, Ch. LENOTRE
3. Eurotherm Seminar n° 30. Heat Transfer in Phase-Change Processes (22-23 Octobre 1992) Orsay, France. "Thermal study of undercooling". *J.P. DUMAS*, F. STRUB, M. STRUB, J.P. BEDECARRATS
4. 10th International Heat Transfer Conference (Août 1994) Brighton, UK. "Modelization of a tank filled with spherical nodules containing a phase change material". *J.P. DUMAS*, J.P. BEDECARRATS, F. STRUB et B. FALCON.
5. 19th International Congress of refrigeration (Août 1995) The Hague, The Netherlands. "Experimental and numerical analysis of the undercooling in a phase-change energy storage". J.P. BEDECARRATS, *F. STRUB*, B. FALCON et J.P. DUMAS.
6. III^{ème} colloque interuniversitaire franco-québécois (14-16 mai 1997) Toulouse. "Synthèse des études effectuées sur un procédé de stockage du froid utilisant des matériaux à changement de phase encapsulés". F. STRUB, J.P. BEDECARRATS, B. FALCON et J.P. DUMAS.
7. Eurotherm seminar n° 59, (6-7 juillet 1998) Nancy. "Modélisation d'un stockage de froid par chaleur latente. Application au refroidissement de l'air en entrée de turbine à gaz". J.P. BEDECARRATS et F. STRUB.
8. ECOS 98, International Symposium on Efficiency, Costs, Optimization, Simulation and Environmental Aspects of Energy systems and Processes (8-10 juillet 1998) Nancy. "Numerical second law analysis of a refrigeration phase-change storage". *F. STRUB* et J.P. BEDECARRATS.
9. Second IIR Workshop on Ice Slurries (25-26 mai 2000) Paris. "Supercooled ice slurry production. First results of a test plant". J.P. BEDECARRATS, F. STRUB, J.P. DUMAS et G. ROSET
10. HPC01, 2nd International Heat Powered Cycles Conference (5-7 septembre 2001) Paris. "Gas turbine performance improvement using phase-change refrigeration storage". F. STRUB, J.P. BEDECARRATS
11. COFRET'02, Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, (25-27 avril 2002) Bucarest, Roumanie. "Stockage du froid par nodules sphériques encapsulés : experience et modèle". J.P. DUMAS, *F. STRUB*, J.P. BEDECARRATS et K. EL OMARI
12. Forum International sur les Energies Renouvelables, (8-10 mai 2002), Tétouan (Maroc). "Effet de la surfusion sur un stockage par chaleur latente". J.P. BEDECARRATS, T. KOUSKSOU, J.P. DUMAS et A. MIMET.

13. Fifth IIR Workshop on Ice Slurries (30-31 mai 2002) Stockholm, Suède. "Heat transfer for different slurries flowing in heat exchangers". *J.P. BEDECARRATS*, F. STRUB, B. STUTZ, Ch. PEUVREL.
14. EUROTHERM 69, Heat and Mass Transfer in Solid-Liquid Phase Change Processes (25-27 juin 2003) Ljubljana, Slovénie. "Crystallisation of a supercooled spherical nodule in a flow". *J.P. DUMAS*, K. EL OMARI, *J.P. BEDECARRATS* et M. STRUB
15. ECOS 2003, 16th International Symposium on Efficiency, Costs, Optimization, Simulation and Environmental Aspects of Energy systems and Processes (30 juin-2 juillet 2003) Copenhagen, Danemark. "Entropic analysis as a selection tool for phase changing secondary refrigerant in cooling systems". *F. STRUB*, J. CASTAING, *J.P. BEDECARRATS* et C. PEUVREL.
16. ICR 2003, International Congress of Refrigeration (17-23 août 2003), Washington, USA. "Heat transfer and pressure drop of ice slurry in a heat exchanger". *J.P. BEDECARRATS*, F. STRUB, Ch. PEUVREL et J.P. DUMAS.
17. COFRET'04, Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, (22-24 avril 2004) Nancy, France. "Optimisation des conditions de fonctionnement des échangeurs à coulis de glace par l'analyse exergetique". *J. CASTAING-LASVIGNOTTES*, F. STRUB, Ch. PEUVREL, *J.P. BEDECARRATS*
18. COFRET'04, Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, (22-24 avril 2004) Nancy, France. "Incidence de la nature d'une paroi sur la production d'entropie en régime thermique variable". *F. STRUB*, M. STRUB, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, *J.P. BEDECARRATS*.
19. JITH 2005, 12th International meeting on heat transfer(15-17 Novembre 2005), Tanger, Maroc. "Energetic benefits using ice slurry in refrigeration industry". *T. DAVID*, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, *J.P. BEDECARRATS* and F. STRUB.
20. JITH 2005 12th International Meeting on Heat Transfer (15-17 Novembre 2005), Tanger, Maroc. "Energy and exergy analyses of latent energy storage in packed capsules". *T. KOUSK-SOU*, F. STRUB, *J.P. BEDECARRATS*, A. MIMET, J.P. DUMAS.
21. HEAT-SET 2005, Heat Transfer in Components and Systems for Sustainable Energy Technologies, (5-7 April 2005), Grenoble, France. "Experimental and modelled unsteady behaviour of an ice generator heat exchanger using supercooled water". *T. DAVID*, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, *J.P. BEDECARRATS*, F. STRUB.
22. COFRET'06, Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, (15-17 June 2006) Timisoara, Roumanie. "Etude expérimentale de la cristallisation de l'eau à la rupture de surfusion". *J.P. RIBEIRO*, *M. STRUB*, *J.P. BEDECARRATS*, F. STRUB et J.P. DUMAS. Scientific bulletin of the POLITEHNICA University of Timisoara, Romania. Transactions on mechanics Tome 51(65), Fascicule 1, 2006 ISSN 1224-6077. pp 27-32
23. COFRET'06, Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, (15-17 June 2006) Timisoara, Roumanie. "Analyse exergetique d'un système turbine à gaz". *A. DOBROVICESCU*, *F. STRUB*, J.P. DUMAS, M. STRUB, *J.P. BEDECARRATS*, *E. VASILESCU*, D. STANCIU et I. OPREA. Scientific bulletin of the POLITEHNICA University of Timisoara, Romania. Transactions on mechanics Tome 51(65), Fascicule 1, 2006 ISSN 1224-6077. pp 13-22
24. COFRET'06, Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, (15-17 June 2006) Timisoara, Roumanie. "Stockage d'énergie solaire par chaleur latente. Prise en compte des variations du flux solaire pour le dimensionnement du système". *T.*

- KOUSKSOU, F. STRUB, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS. Scientific bulletin of the POLITEHNICA University of Timisoara, Romania. Transactions on mechanics Tome 51(65), Fascicule 2, 2006 ISSN 1224-6077. pp 303-308
25. JITH 2007, Journées Internationales de Thermiques (28-30 août 2007), Albi. "Étude des déséquilibres entre phase dans un coulis de glace en écoulement dans un échangeur". A. JAMIL, Y. ZERAOULI, T. KOUSKSOU, J.P. BEDECARRATS et J.P. DUMAS.
 26. JITH 2007, Journées Internationales de Thermiques (28-30 août 2007), Albi. "Etude comparative de l'emploi des fluides frigoporteurs monophasiques et diphasiques". I. EL ABBASSI, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS et A. MIMET.
 27. ICR 2007, International Congress of Refrigeration (17-23 août 2007), Beijing, China. "Experimental studies of supercooled ice slurry production". J.P. BEDECARRATS, F. STRUB, T. DAVID et J. CASTAING-LASVIGNOTTES.
 28. ICR 2007, International Congress of Refrigeration (17-23 août 2007), Beijing, China. "Water crystallization at the supercooling breakdown". J.P. RIBEIRO, M. STRUB, J.P. BEDECARRATS, F. STRUB
 29. COFRET'08, Colloque Franco-Roumain, Energie, Environnement, Economie et Thermodynamique, (11-13 June 2008) Nantes. "Étude énergétique expérimentale d'une boucle de coulis de glace ". I. EL ABBASSI, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS et A. MIMET.
 30. JITH 2009, Journées Internationales de Thermiques (27-29 Mars 2009), Djerba, Tunisie. "Etude d'une installation de production, de transport et d'utilisation du froid à coulis de glace par l'analyse entropique et exergetique". I. EL ABBASSI, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, A. DOBROVICESCU, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS et A. MIMET.
 31. JITH 2009, Journées Internationales de Thermiques (27-29 Mars 2009), Djerba, Tunisie. "Modélisation et simulation numérique en régime variable d'un échangeur coaxial utilisant le coulis de glace". I. EL ABBASSI, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS et A. MIMET.
 32. IXème Colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la Thermique des Systèmes (18-20 mai 2009), Lille. "Modélisation et simulation dynamique d'un échangeur de chaleur fonctionnant au coulis de glace eau/éthanol". I. EL ABBASSI, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS et A. MIMET.
 33. EFFSTOCK 2009- Thermal Energy Storage for Energy Efficiency and Sustainability, 11th International Conference on Thermal Energy Storage(June 14-17 2009), Stockholm, Sweden. "Latent heat storage enhancement by combined approach of interface and thermal conductivity intensification ". N. CALVET, R. OLIVES, J.P. BEDECARRATS, X. PY, J.P. DUMAS et F. JAY
 34. ECOS 2010, International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (14-17 juin 2010) Lausanne, Suisse. "Exergy cost analysis of a multifunction heat pump system based on the structural theory of thermoeconomics.". J.P. BEDECARRATS, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, S. GIBOUT, T. KOUSKSOU, M. MONDOT.
 35. ECOS 2010, International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (14-17 juin 2010) Lausanne, Suisse. "Design of a heat exchanger for the coupling between a thermal biomass generator and a mango dryer for Burkina Faso.". D. BERITAUULT, F. STRUB, J.P. BEDECARRATS, M. RIVIER

36. ECOS 2010, International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (14-17 juin 2010) Lausanne, Suisse. "Numerical Analysis of Thermoelectric Power Generation : Aircraft Systems Application". T. KOUSKSOU, *J.P. BEDECARRATS*, D. CHAMPIER, P. PIGNOLET, S. KOCH, C. BRILLET
37. ECOS 2010, International Conference on Efficiency, Cost, Optimization, Simulation and Environmental Impact of Energy Systems (14-17 juin 2010) Lausanne, Suisse. "Biomass Thermoelectric Generator as an Electrical Renewable Power Source for Basic Domestic Needs". *D. CHAMPIER, J.P. BEDECARRATS*, T. KOUSKSOU, M. RIVALETO, F.STRUB, P. PIGNOLET

Communications nationales (proceedings de congrès avec comité de lecture sur le texte complet) :

Le nom en italique correspond à la personne qui a présenté la communication.

1. SFT 93, Colloque annuel de la Société Française des Thermiciens (25-26 Mai 1993) Pau. "Etude expérimentale et théorique de la cristallisation d'un lot de nodules contenant un matériau à changement de phases en vue du stockage du froid". J.P. DUMAS, *J.P. BEDECARRATS*, F. STRUB
2. SFT 97, Congrès français de Thermique (20-22 mai 1997) Toulouse. "Etude des performances d'un procédé de stockage du froid. Influence de la surfusion". *J.P. BEDECARRATS*, F. STRUB, M. STRUB et J.P. DUMAS.
3. SFT 2000, Congrès français de Thermique (15-17 mai 2000) Lyon. "Fusion par contact direct dans des capsules parallélépipédiques et cylindriques". *J.P. BEDECARRATS* et M. LA-CROIX.
4. SFT 2000, Congrès français de Thermique (15-17 mai 2000) Lyon. "Etude de la convection autour d'un nodule sphérique couplée à la cristallisation du matériau à changement de phase interne". *K. EL OMARI, J.P. BEDECARRATS*, M. STRUB et J.P. DUMAS
5. SFT 2001, Congrès français de Thermique (29-31 mai 2001) Nantes. "Transferts de chaleur dans des échangeurs coaxiaux traversés par un fluide chargé en billes". *B. STUTZ, J.P. BEDECARRATS*, A. ERRIGUIBLE, Ch. PEUVREL et J-P. DUMAS
6. SFT 2004, Congrès français de Thermique (25-28 mai 2004) Presqu'île de Giens. "Modélisation dynamique d'une cuve de stockage du froid par chaleur latente". *T. KOUSKSOU, J.P. BEDECARRATS, J.P. DUMAS* et A. MIMET.
7. SFT 2004, Congrès français de Thermique (25-28 mai 2004) Presqu'île de Giens. "Analyse dynamique des irréversibilités dues au transfert thermique dans une paroi". *F. STRUB, M. STRUB, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS*.
8. SFT 2006, Congrès Français de Thermique, (16-19 mai 2006) Île de Ré. "Analyse énergétique d'un système de stockage d'énergie d'origine solaire par chaleur latente". *T. KOUSKSOU, J.P. BEDECARRATS, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, F. STRUB*. Actes du congrès ISBN : 2-905267- 49 -6, Tome 1 pp 173-178
9. SFT 2006, Congrès Français de Thermique, (16-19 mai 2006) Île de Ré. "Etude de l'ascension d'un glaçon sphérique au sein d'une colonne d'eau". *J.P. BEDECARRATS, Y. LE GUER, J.P. DUMAS, E. ARQUIS* et M. RADY.
10. SFT 2006, Congrès Français de Thermique, (16-19 mai 2006) Île de Ré. "Sédimentation de particules dans un fluide thermiquement stratifié". *A. MAUNOURY, C. LE BOT, E. ARQUIS, J.P. BEDECARRATS*.

11. SIMO 06 (11-12 octobre 2006) Toulouse. "Modélisation et simulation instationnaire d'un groupe refroidisseur à compression mécanique de vapeur". J. CASTAING-LASVIGNOTTES, S. GIBOUT et J.P. BEDECARRATS.
12. SFT 2007, Congrès Français de Thermique, (29 mai-1 juin 2007) Île des Embiez. "Etude des performances d'une boucle frigorifique de coulis de glace". I. EL ABBASSI, J.P. BEDECARRATS et J. CASTAING-LASVIGNOTTES
13. SFT 2007, Congrès Français de Thermique, (29 mai-1 juin 2007), Île des Embiez. "Application de la méthode nodale à la simulation dynamique d'une machine frigorifique à compression mécanique de vapeur". S. GIBOUT, J.P. BEDECARRATS et J. CASTAING-LASVIGNOTTES
14. SFT 2008, Congrès Français de Thermique, (3-6 juin 2008) Toulouse. "Etude énergétique en régime variable d'une boucle frigorifique utilisant un fluide frigoporteur monophasique ou diphasique". I. EL ABBASSI, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS, S. GIBOUT, J.P. DUMAS et A. MIMET.
15. SFT 2008, Congrès Français de Thermique, (3-6 juin 2008) Toulouse. "Etude d'un générateur de coulis de glace basé sur le phénomène de surfusion". J.P. BEDECARRATS, T. DAVID et J. CASTAING-LASVIGNOTTES
16. SFT 2009, Congrès Français de Thermique, (26-29 mai 2009), Vannes. "Intensification de la conductivité thermique pour l'optimisation du stockage par chaleur latente". N. CALVET, R. OLIVES, J.P. BEDECARRATS, X. PY, J.P. DUMAS et F. JAY
17. SFT 2010, Congrès Français de Thermique, (25-28 mai 2010) Le Touquet. "Etude expérimentale de la cristallisation de solutions aqueuses dans un cylindre horizontal". J.P. BEDECARRATS, B. CRESPO RAMAL, S. GIBOUT, E. FRANQUET, J.P. DUMAS et J. CASTAING-LASVIGNOTTES
18. SFT 2010, Congrès Français de Thermique, (25-28 mai 2010) Le Touquet. "Intérêt énergétique de l'utilisation de matériaux à changement de phase (MCP) dans un chauffe-eau utilisant une source d'énergie électrique". S. GIBOUT, E. FRANQUET, J. CASTAING-LASVIGNOTTES, J.P. BEDECARRATS et J.P. DUMAS.

Communications destinées aux industriels

1. 8^{ème} Colloque Université Industrie AGRENA L'électricité dans la chaîne agro-alimentaire (10 Juin 1993) Rennes. "Contribution à l'étude d'un procédé industriel de stockage du froid". (6 pages). J.P. BEDECARRATS. (+ communication orale)
2. Journée de Rencontre UPPA/ENTREPRISES Energétique et Procédés. 3 octobre 2001, Pau. Présentation orale et sous forme de posters du savoir-faire du Laboratoire.
3. Revue générale du froid Octobre 2002 n° 1027 "Les différents procédés de fabrication des coulis de glace". J.P. BEDECARRATS, F. STRUB pp 43-47.
4. Dossier "Chauffage par chaleur latente et surfusion". La Lettre *Techniques de l'Ingénieur* Energies N°9, septembre 2007, p.8 et 9. J.P. DUMAS et J.P. BEDECARRATS

Autres travaux :

1. Rapports d'activité : contrat ANVAR Aide à l'Innovation (2000-2004) : Fluides frigoporteurs diphasiques

2. Rapports d'activité : convention Université de Pau et des Pays de l'Adour (LaTEP) - société CRISTOPIA. Rapports confidentiels. "Analyse du comportement de matériaux à changements de phases encapsulés en vue du stockage à température négative".
3. Rapports d'activité : contrat d'association EDF, CRISTOPIA, ADERA. "Pilote de stockage du froid".