UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DU TRANSFERT THERMIQUE DANS UNE FENÊTRE

STÉPHANE HALLÉ
DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE
ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

THÈSE PRÉSENTÉE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR
(GÉNIE MÉCANIQUE)
MAI 2001

© Stéphane Hallé, 2001.

National Library of Canada
Acquisitions and Bibliographic Services
395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Bibliothèque nationale du Canada
Acquisitions et services bibliographiques
395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

Our file Notre référence

The author has granted a non-exclusive licence allowing the National Library of Canada to reproduce, loan, distribute or sell copies of this thesis in microform, paper or electronic formats.

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque nationale du Canada de reproduire, prêter, distribuer ou vendre des copies de cette thèse sous la forme de microfiche/film, de reproduction sur papier ou sur format électronique.

The author retains ownership of the copyright in this thesis. Neither the thesis nor substantial extracts from it may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

L'auteur conserve la propriété du droit d'auteur qui protège cette thèse. Ni la thèse ni des extraits substantiels de celle-ci ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans son autorisation.

0-612-65543-1

Canada

UNIVERSITÉ DE MONTRÉAL

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE MONTRÉAL

Cette thèse intitulée:

ÉTUDE NUMÉRIQUE ET EXPÉRIMENTALE DU TRANSFERT THERMIQUE DANS UNE FENÊTRE

présentée par: HALLÉ Stéphane

en vue de l'obtention du diplôme de: Philosophiae Doctor

a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de:

M. TRÉPANIER Jean-Yves, Ph.D., président

M. BERNIER Michel, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. TEYSSEDOU Alberto, Ph.D., membre

M. ZMEUREANU Radu, Ph.D., membre

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à exprimer mes remerciements à mon directeur de recherche, Michel Bernier, professeur titulaire au département de génie mécanique de l'École Polytechnique de Montréal, qui a investi temps et efforts pour la réalisation de ce projet. Nos fréquentes discussions et ses excellents conseils m'ont permis de mener à terme ce travail.

J'exprime ma reconnaissance envers notre partenaire industriel, la compagnie Air-Ins Inc. pour son appui financier et pour avoir mis à notre disposition leur chambre climatique. Je remercie particulièrement Monsieur Robert Jutras qui a manifesté un vif intérêt tout au long de la réalisation de ce projet.

Je remercie également les membres du jury d'avoir accepté de juger cette thèse. Je souhaite exprimer ma gratitude envers le Conseil national de recherche en sciences naturelles et en génie du Canada et au Fond pour la formation de chercheurs et l'aide à la recherche pour leur contribution financière par l'entremise de bourses d'études supérieures. Mes remerciements vont également à la Société canadienne d'hypothèque et de logement pour l'attribution d'un contrat de recherche qui a permis le financement de ma dernière année d'étude.

Je ne voudrais pas passer sous silence la collaboration du professeur André Garon qui a mis à notre disposition une partie des ressources informatiques nécessaires pour mener à terme les simulations présentées dans cette thèse. Je remercie également la compagnie Unicel Inc. qui a participé à la fabrication de l'unité scellée en se conformant à nos exigences particulières.

Finalement, je remercie Madame Bérengère Lartigue de l'INSA de Toulouse (France) qui m'a fourni certains résultats expérimentaux. Merci à mes collègues de travail, Nicolas Lemire et Sarah Jullien pour l'ambiance de travail agréable qu'ils ont su créer.

RÉSUMÉ

Cette thèse porte sur l'étude du transfert thermique bidimensionnel au travers d'une fenêtre. Les résultats de simulations numériques ainsi que quelques essais de validation expérimentale sont présentés. Le code numérique développé pour cette étude est basé sur la méthode des éléments finis aux volumes de contrôle à colocation d'ordre égal. Le modèle numérique considère simultanément la convection naturelle, le rayonnement entre les surfaces de verre et la conduction thermique dans le cadre. Le volet expérimental de ce projet comporte une série de mesures de températures de surface ainsi que certaines mesure de vitesse de l'écoulement dans la cavité.

Le premier objectif de ce travail est de vérifier numériquement l'influence de l'infiltration d'air sur le rendement énergétique (*RE*) et le rendement énergétique spécifique (*RES*) des fenêtres résidentielles et de suggérer des améliorations à la norme canadienne sur ce sujet. Plus spécifiquement, il s'agit de quantifier: i) l'interaction thermique entre l'infiltration/exfiltration d'air et le cadre d'une fenêtre, ii) la variation des débits d'infiltration en fonction des conditions météorologiques et iii) la variation des débits d'infiltration en fonction de la température extérieure causée par une contraction du cadre. Pour les géométries de cadre et les débits d'infiltration utilisés, les résultats montrent des écarts importants entre les rendements énergétiques calculés selon les modifications proposées et les rendements énergétiques calculés selon la norme actuelle. Au niveau du *RE*, des écarts de 1,4 à 4,0 W/m^2 sont obtenus selon le débit d'infiltration et le type de géométrie. Pour le *RES*, des écarts compris entre 0,50 à 1,98 W/m^2 pour un débit d'infiltration A3 et 1,02 à 4,15 W/m^2 pour un débit A2 sont observés.

Le deuxième objectif de ce projet consiste à vérifier l'effet de la boucle de convection sur le coefficient de déperdition thermique (*U*) de la fenêtre. Trois cas sont examinés: un cas avec plaques de verre parallèles et deux cas avec plaques courbées correspondant à des pincements au centre du vitrage de 17,8% et 28,9%. Une comparaison des résultats

numériques entre ces trois cas, montre des différences significatives au niveau du champ de vitesse et des coefficients de déperdition thermique (U) dans le cadre, en bordure et au centre du vitrage. Ainsi, en comparant les coefficients U pour chaque zone, des écarts variant de 0,6% à 7,6% sont obtenus pour les cas courbés et parallèles. Les résultats montrent qu'il existe une zone de recirculation située près de l'intercalaire. Celle-ci influence les températures de surface en bordure du vitrage de façon significative ce qui influence grandement la résistance à la condensation des fenêtres. La comparaison des flux de chaleur sur les surfaces interne et externe met également en évidence la bidimensionnalité du transfert thermique dans une fenêtre. Ces dernières caractéristiques ne sont pas reproduites par les progiciels commerciaux tels FRAME et VISION, qui surestiment ainsi la valeur de U.

Une étude s'attardant plus spécifiquement au transfert thermique dans des unités scellées (sans cadre) est également présentée. La complexité de l'écoulement est mise en évidence par l'obtention de zones de recirculation qui se déplacent dans la cavité. Les observations expérimentales d'une équipe de recherche de l'I.N.S.A. de Toulouse (France) confirment ces résultats.

Ce projet comporte également un volet expérimental qui consiste à déterminer la distribution de température sur la surface 3 d'une unité scellée à l'aide de cristaux liquides thermochromiques. Pour la première fois, une cartographie de la température de surface du vitrage à l'intérieur d'une unité scellée est présentée. L'originalité de la technique de mesure repose sur l'utilisation de cristaux liquides thermochromiques et d'une caméra numérique jumelée à un programme de traitement de l'image. Les résultats montrent des variations importantes de la température sur la surface du vitrage démontrant ainsi l'imprécision de l'hypothèse d'isothermicité des plaques de verre. La comparaison des profils de température verticaux entre une unité scellée avec et sans courbure montre également une différence d'environ 1 °C dans la région centrale du vitrage.

ABSTRACT

Two-dimensional heat transfer through fenestration systems is the main theme of this thesis. Numerical results as well as experimental results are presented. The numerical method is based on the colocated equal-order control volume finite element method (CVFEM). The numerical model considers simultaneously natural convection within the window cavity, radiation between the glass panes and conductive heat transfer in the frame. The experimental part of this project includes surface temperature measurements and fluid flow velocity measurements inside the cavity.

The first objective of this dissertation is to verify the influence of air leakage on the energy rating (*RE*) and the specific energy rating (*RES*) of residential windows and to suggest changes to the corresponding Canadian standard (CSA). More specifically, three major assumptions in the current *RE* standard are verified: i) the interaction between air leakage and conduction heat transfer in the frame, ii) the variation of air leakage with changing meteorological conditions and iii) the effect of temperature dependent air leakage caused by thermal contraction/expansion of the frame. For the window geometries and air leakage rate investigated, results show a significant gap, from 1,4 to 4,0 W/m^2, between the energy rating calculated according to the proposed modifications and the energy rating calculated using the current CSA procedure. The differences in *RES* values given by both approaches vary from 0,50 to 1,98 W/m^2 for the A3 leakage rate and from 1,02 to 4,15 W/m^2 for the A2 leakage rate.

The second objective of this research is to evaluate the effect of internal natural convection on the heat transfer coefficient (U) of a complete fenestration system. Three cases are examined, one case with parallel plates and two cases with glass plate deflection corresponding to center-point pane spacing reductions of 17,8% and 28,9%, respectively. Comparisons between these three cases reveal significant differences in the flow field and in the value of the heat transfer coefficients (U) in the frame, the center

and in the edge of glass. The differences in the *U*-factor for each of these three zones are between 0,6% and 7,6% for the parallel plates case and the deflected plates. A circulation zone located near the spacer is also observed. This phenomenon affects significantly the surface temperature in the edge of glass region and in turn changes the condensation resistance of the window. A significant difference between the temperature profile on the indoor and outdoor surface is also observed which clearly shows the bidimensional nature of heat transfer through the window. Commercial software programs such as FRAME and VISION are not able to predict this phenomenon which tend to over-predict the heat transfer through the window.

Part of this study is concerned with simulations of heat transfer in insulated glazing unit (without the window frame). The complexity of the flow is put in evidence by the presence of unsteady secondary cells in the cavity. Experimental observations made by a research team at I.N.S.A. Toulouse (France) confirm this unsteady multicellular structure.

An experimental study aimed at determining, apparently for the first time, the surface temperature inside an insulated glazing unit is also presented. The measurement technique is based on the use of liquid crystals sheets that are photographed with a digital camera coupled with an images processing program. Results show that glass plates are non-isothermal as important temperature variations are measured on the glazing surface. The comparison of vertical temperature profiles between an IGU with and without glass plate curvature, show a temperature difference of about 1 °C in the central region. Numerical results are compared with these measured vertical temperature profiles.

TABLE DES MATIÈRES

REMERCIEMENTS iv
RÉSUMÉ v
ABSTRACT vii
LISTE DES FIGURES xv
LISTE DES TABLEAUX xxi
LISTE DES ANNEXES xxiii
LISTE DES SYMBOLES ET DES NOTATIONS xxiv
INTRODUCTION 1

CHAPITRE 1: ÉVALUATION DU RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE D'UNE FENÊTRE RÉSIDENTIELLE 5
1.1 Introduction 5
1.2 Anatomie d'une fenêtre 5
1.3 Modes de transfert thermique dans une fenêtre 8
1.3.1 Unité scellée 9
1.3.2 Cadre 9
1.3.3 Intercalaire 10
1.4 Résistance thermique globale d'une fenêtre 11
1.5 Évaluation du rendement énergétique 12
1.5.1 Rendement énergétique (*RE*) pour l'ensemble du Canada 13
1.5.2 Facteur de pression local K_{PF} 16
1.6 Évaluation critique de la norme actuelle 21
1.6.1 Interaction entre l'infiltration d'air et la conduction de chaleur dans le cadre 22
1.6.2 Variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure. 25
1.6.3 Détermination de la résistance thermique en bordure du vitrage 26
1.6.4 Effet de la courbure du vitrage 27

CHAPITRE 2: REVUE BIBLIOGRAPHIQUE 29
2.1 Introduction 29
2.2 Transfert thermique dans les cavités 29
2.2.1 Études classiques 30
2.2.2 Études sur les unités scellées 33
2.2.3 Cavités dans le cadre 38
2.3 Études sur la courbure 39
2.4 Études sur l'effet de l'infiltration 41
2.4.1 L'infiltration et le rendement énergétique 41
2.5 Études sur les cristaux liquides thermochromiques 43
2.5.1 Différents cristaux liquides 43
2.5.2 Physique des cristaux liquides cholestériques 44
2.5.3 Études sur les cristaux liquides comme indicateur de température 46
2.6 Études sur les éléments finis aux volumes de contrôle 49

CHAPITRE 3: MÉTHODOLOGIE NUMÉRIQUE 54
3.1 Introduction 54
3.2 Géométrie étudiée 54
3.3 Modèle mathématique 55
3.4 Adimensionnalisation 60
3.5 Conditions aux frontières 60
3.6 Calcul du transfert thermique radiatif dans la cavité 62
3.7 Méthode de solution 66
3.7.1 Discrétisation du domaine de calcul 67
3.7.2 Discrétisation temporelle 69
3.7.3 Intégration des équations de conservation 69
3.7.4 Fonctions d'interpolation des propriétés thermophysiques 70
3.7.5 Fonctions d'interpolation pour la pression 71
3.7.6 Fonctions d'interpolation pour le flux diffusif 71

3.7.7 Fonctions d'interpolation pour le flux convectif 72
3.7.7.1 Schéma d'interpolation FLO 73
3.7.7.2 Schéma d'interpolation MAW 75
3.7.8 Dérivation des équations discrétisées 77
3.7.9 Dérivation de l'équation de la pression 82
3.8 Application des conditions aux frontières 85
3.8.1 Condition de Dirichlet 86
3.8.2 Condition de Neumann 86
3.8.3 Condition de sortie de l'écoulement 88
3.8.4 Traitement de la radiation 89
3.9 Sous-relaxation 89
3.10 Solution des systèmes matriciels 90
3.11 Calcul de la courbure du vitrage 91
3.12 Validation du code numérique 93
3.12.1 Écoulement entraîné dans une cavité 94
3.12.2 Convection naturelle dans une cavité avec échange radiatif aux parois 99
3.12.3 Transfert thermique dans une unité scellée 103
3.12.3.1 Géométrie étudiée et maillage 103
3.12.3.2 Résultats 106

CHAPITRE 4: MESURE DE TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'AIDE DE CRISTAUX LIQUIDES THERMOCHROMIQUES 110
4.1 Introduction 110
4.2 Généralités sur les cristaux liquides 111
4.3 Système colorimétrique de Munsell 112
4.4 Étalonnage 113
4.5 Incertitudes 116
4.5.1 Incertitudes associées à la non-uniformité de l'angle de teinte 116
4.5.2 Incertitudes associées à la courbe d'étalonnage 119

4.5.3 Incertitudes associées à la position des lampes et de la caméra 120
4.5.4 Incertitudes globales sur la mesure de température 121
4.6 Technique de fabrication de la fenêtre contenant les cristaux liquides 123
4.7 Montage expérimental 124

CHAPITRE 5: ÉVALUATION DU RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE 126
5.1 Introduction 126
5.2 Géométries du cadre et conditions aux frontières 126
5.3 Calcul des coefficients U et de la température t_s 128
5.4 Évaluation du rendement énergétique 128
5.4.1 Maillage 128
5.4.2 Fenêtre étudiée 129
5.4.3 Méthodologie 130
5.4.4 Résultats 131
5.4.4.1 Cas d'infiltration 134
5.4.4.2 Cas d'exfiltration 134
5.4.4.3 Impact sur le ΔRE_L et le ΔRE_F 135
5.5 Évaluation du rendement énergétique spécifique 136
5.5.1 Traitement des données météorologiques 137
5.5.2 Fenêtres utilisées 143
5.5.3 Débits d'infiltration utilisés 144
5.5.4 Résultats 145
5.5.4.1 Variation de $U_{f,inf}$ et $U_{f,exf}$ 147
5.5.4.2 Variation de t_s 148
5.5.4.3 Précision sur le calcul du RES^* 148
5.5.4.4 Résultats détaillés pour la fenêtre 1 et le climat de Montréal 150
5.5.4.5 Résultats pour les quatre types de fenêtre et tous les climats 153
5.6 Résumé du chapitre 157

CHAPITRE 6: RÉSULTATS NUMÉRIQUES ET EXPÉRIMENTAUX DU TRANSFERT THERMIQUE DANS UNE FENÊTRE 158
6.1 Introduction 158
6.2 Géométrie étudiée 159
6.3 Conditions de frontières 161
6.3.1 Coefficients de convection sur la surface extérieure 161
6.3.2 Coefficients de convection sur la surface intérieure 162
6.4 Particularités des simulations numériques 165
6.4.1 Maillages 165
6.4.2 Critère de convergence 168
6.4.3 Coefficient de convection du coté intérieur 169
6.5 Résultats pour le cas des plaques parallèles 170
6.5.1 Champ thermique global 171
6.5.2 Profils de température de surface 173
6.5.3 Nombre de Nusselt 175
6.5.4 Lignes de courant 179
6.5.5 Coefficients U 181
6.6 Résultats avec courbure du vitrage 187
6.6.1 Champ thermique pour w_c=2,6 mm 187
6.6.2 Profil de température pour w_c=0 mm, w_c=1,6 mm et w_c=2,6 mm 190
6.6.3 Nombre de Nusselt pour w_c=2,6 mm 192
6.6.4 Lignes de courant pour w_c=2,6 mm 193
6.6.5 Coefficients U 195
6.7 Résultats expérimentaux 198
6.7.1 Résultats avec plaques de verres parallèles 198
6.7.2 Résultats avec courbure du vitrage 202
6.7.3 Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux 205
6.7.3.1 Étude de sensibilité sur les coefficients de film intérieur et extérieur 207
6.7.3.2 Erreurs possibles dans la modélisation géométrique 208

6.8 Résumé du chapitre 210

CHAPITRE 7: CONVECTION NATURELLE DANS LES UNITÉS SCELLÉES 211
7.1 Introduction 211
7.2 Dispositif expérimental 211
7.2.1 Géométries étudiées 211
7.2.2 Conditions pour la cavité parallélépipédique 215
7.2.2.1 Conditions aux frontières 215
7.2.2.2 Maillages 216
7.2.3 Conditions pour les cavités courbées 217
7.2.3.1 Conditions aux frontières 217
7.2.3.2 Maillages 219
7.2.4 Régimes étudiés 220
7.2.5 Temps de calcul 222
7.3 Résultats pour la cavité parallélépipédique 223
7.3.1 Comparaison du champ de vitesse 223
7.3.2 Déplacement des cellules de recirculation 230
7.3.3 Champ thermique 235
7.3.4 Nombre de Nusselt 237
7.4 Résultats pour les cavités courbées 239
7.4.1 Champ de vitesse 239
7.4.2 Déplacement des cellules de recirculation 243
7.4.3 Champ thermique 245
7.4.4 Nombre de Nusselt 247
7.5 Résumé du chapitre 249

CONCLUSION 251
RÉFÉRENCES 257
ANNEXES 276

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1: Représentation schématique d'une fenêtre 6
Figure 1.2: Unité scellée 7
Figure 1.3: Cadre 7
Figure 1.4: Modes de transfert thermique dans une fenêtre 8
Figure 1.5: Trois zones de transfert thermique dans une fenêtre 11
Figure 1.6: Niveaux de pression sur une résidence: a) effet de cheminée, b) pression du vent 19
Figure 1.7: Bilan d'énergie sur deux fenêtres en infiltration/exfiltration 23
Figure 1.8: Variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure 25
Figure 1.9: Courbure du vitrage 28
Figure 2.1: Cavité rectangulaire 30
Figure 2.2: Structure des cristaux liquides cholestériques 44
Figure 2.3: Variation du pas hélicoïdal en fonction de la température 45
Figure 2.4: Courbe schématique de la réponse des cristaux liquides en fonction de la température 46
Figure 3.1: Géométrie étudiée 55
Figure 3.2: Volume de contrôle (V) et élément de surface ds 60
Figure 3.3: Conditions aux frontières imposées pour l'infiltration 62
Figure 3.4: Nomenclature utilisée pour l'évaluation du flux radiatif total 64
Figure 3.5: Discrétisation du domaine de calcul 67
Figure 3.6: Système de coordonnées local et sous-volumes de contrôle pour un élément 68
Figure 3.7: Nœud et volume de contrôle situé sur une frontière 87
Figure 3.8: Représentation schématique de la courbure dans une unité scellée 91
Figure 3.9: Cavité polaire 94
Figure 3.10: Visualisation de l'écoulement dans la cavité pour Re=60: a) observations expérimentales et b) lignes de courant (schéma FLO) 95

Figure 3.11: Visualisation de l'écoulement dans la cavité pour *Re*=350: a) observations expérimentales et b) lignes de courant (schéma FLO) 96
Figure 3.12: Composantes de vitesse (u_r et u_θ) pour *Re*=60, a) à =00 et b) à =200 98
Figure 3.13: Composantes de vitesse (u_r et u_θ) pour *Re*=350, a) à =00 et b) à =200 98
Figure 3.14: Cavité carrée et conditions frontières 100
Figure 3.15: Isothermes dans la cavité pour =0,0 et *Ra*=104 (*T*0=293,5 K): a) Akiyama et Chong et b) Code CVFEM (schéma FLO) 101
Figure 3.16: Isothermes dans la cavité pour =0,5 et *Ra*=104 (*T*0=293,5 K): a) Akiyama et Chong et b) Code CVFEM (schéma FLO) 101
Figure 3.17: Variation des nombres de Nusselt convectif (a) et radiatif (b) pour Ra=104 et Ra=105 en fonction de l'émissivité de surface 102
Figure 3.18: Géométrie étudiée 104
Figure 3.19: Maillage C, 11280 nœuds et 21768 éléments non-structurés 106
Figure 3.20: Variation de la température en fonction de la hauteur à la frontière verre-néoprène du coté chaud 107
Figure 3.21: Variation du flux de chaleur en fonction de la hauteur à la frontière verre-néoprène du coté chaud 109
Figure 4.1: Vue schématique d'une feuille de cristaux liquides 111
Figure 4.2: Schéma du montage expérimental pour l'étalonnage 114
Figure 4.3: Température des cristaux liquides en fonction de l'angle de teinte 116
Figure 4.4: Représentation schématique de la non-uniformité de l'angle de teinte sur une surface à température constante 117
Figure 4.5: Fréquence de distribution des pixels pour cinq températures 118
Figure 4.6: Écart de température entre les points expérimentaux et l'équation 4.3 119
Figure 4.7: Angle d'éclairage et angle d'observation 120
Figure 4.8: Vue schématique des composantes et des dimensions de la fenêtre 124
Figure 4.9: Vue schématique du montage expérimental 125
Figure 5.1: Géométries de cadres utilisés, fente en "Z" à gauche et en "L" à droite 127
Figure 5.2: Maillage pour la fente en L 129

Figure 5.3: Dimension de la fenêtre étudiée pour l'évaluation du *RE* 130
Figure 5.4: Variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure pour cinq villes canadiennes 142
Figure 5.5: *RES* calculé pour les fenêtres 1 et 2 154
Figure 5.6: *RES* calculé pour les fenêtres 3 et 4 154
Figure 5.7: *RES* calculé pour les fenêtres 1 et 2 en utilisant le même fichier météo 155
Figure 5.8: *RES* calculé pour les fenêtres 3 et 4 en utilisant le même fichier météo 156
Figure 5.9: Effet $L_{75,T}$, *RES* calculé pour les fenêtres 1 et 2, même fichier météo 157
Figure 5.10: Effet $L_{75,T}$, *RES* calculé pour les fenêtres 3 et 4, même fichier météo 157
Figure 6.1: Géométrie étudiée 159
Figure 6.2: Maillage utilisé pour le cas des plaques parallèles: a) 10153 nœuds et 19660 éléments, b) 10890 nœuds et 21084 éléments 166
Figure 6.3: Maillage pour les cas des plaques courbées: a) w_c=1,6 mm, 10402 nœuds et 19958 éléments, b) w_c=2,6 mm, 9945 nœuds et 19342 éléments 167
Figure 6.4: Variation du coefficient de convection en fonction de la hauteur sur la surface 4 169
Figure 6.5: Isothermes, cas plaques parallèles, Ra=15307 172
Figure 6.6: Variation de la température en fonction de la hauteur sur chaque surface de verre, cas plaques parallèles 175
Figure 6.7: Nombre de Nusselt global en fonction du temps, cas des plaques parallèles 177
Figure 6.8: Nombre de Nusselt local en fonction de la hauteur à t = 3600 s: a) surface 2 (côté froid) et b) surface 3 (côté chaud) 178
Figure 6.9: Lignes de courant, cas plaques parallèles 179
Figure 6.10: Flux de chaleur sur les surfaces intérieure et extérieure 184
Figure 6.11: Isothermes pour le cas des plaques courbées, w_c=2,6 mm 189
Figure 6.12: Isothermes à t = 3600 s: a) w_c=0,0 mm, b) w_c=2,6 mm 190
Figure 6.13: Variation de la température en fonction de la hauteur sur les surfaces de verre 2 et 3, pour w_c=0,0 mm, w_c=1,6 mm et w_c=2,6 mm 191
Figure 6.14: Nombre de Nusselt en fonction du temps, w_c=2,6 mm 193

Figure 6.15: Lignes de courant, cas plaques courbées w_c=2,6 mm 194
Figure 6.16: Comparaisons entre les lignes de courant: a) w_c=0,0 mm, b) w_c=2,6 mm . 195
Figure 6.17: Plaques de verre parallèles: a) Photo de l'unité scellée et du cadre et b) champ de température correspondant suite au traitement de l'image 199
Figure 6.18: Variation de la température en fonction de la hauteur au centre du vitrage (w_c = 0,0 mm) 200
Figure 6.19: Variation de la température en fonction de la largeur au centre du vitrage (w_c = 0,0 mm) 202
Figure 6.20: Plaques de verre courbées (w_c = 1,6 mm): a) Photo de l'unité scellée et du cadre, b) champ de température correspondant suite au traitement de l'image 203
Figure 6.21: Plaques de verre courbées (w_c = 2,6 mm): a) Photo de l'unité scellée et du cadre, b) champ de température correspondant suite au traitement de l'image 204
Figure 6.22: Variation de la température dans les directions a) transversale et b) longitudinale (w_c = 2,6 mm) 205
Figure 6.23: Comparaison numérique-expérimentale pour les trois cas étudiés, les profils de température représentent la température au centre de la fenêtre sur la surface 3 206
Figure 6.24: Influence des coefficients de convection sur la température de surface 208
Figure 6.25: Comparaison entre le modèle numérique et le modèle réel 209
Figure 7.1: Géométries étudiées et conditions aux frontières: a) A = 40 et b) A = 20 ... 212
Figure 7.2: Dispositif expérimental 214
Figure 7.3: Conditions aux limites thermiques sur les parois verticales pour la cavité parallélépipédique 215
Figure 7.4: Maillages utilisés pour la modélisation de la cavité parallélépidique: a) 12347 nœuds et 23459 éléments b) 15244 nœuds et 29282 éléments 217
Figure 7.5: Conditions aux limites thermiques sur les parois verticales des cavités courbées: a) w_c=0,50 cm et b) w_c=0,75 cm 218
Figure 7.6: Maillage pour les cavités courbées: a) w_c = 0,50 cm, 17432 nœuds et 33578 éléments et b) w_c = 0,75 cm, 15651 nœuds et 30477 éléments 220

Figure 7.7: Délimitation des régimes d'écoulement dans une cavité à grand rapport de forme en fonction de Ra 222
Figure 7.8: Composantes adimentionnelles des vitesses en haut et en bas de la cavité: a) résultats expérimentaux, b) E.S.T.E.T. et c) code CVFEM 225
Figure 7.9: Représentation schématique d'une cellule secondaire 226
Figure 7.10: Composantes adimentionnelles des vitesses dans la partie supérieure de la cavité: a) résultats expérimentaux, b) E.S.T.E.T. et c) code CVFEM 228
Figure 7.11: Composantes adimensionnelles des vitesses dans la partie inférieure de la cavité: a) résultats expérimentaux, b) E.S.T.E.T. et c) code CVFEM 229
Figure 7.12: Évolution de la vitesse horizontale en fonction de la hauteur dans le plan médian à t = 100 s (code CVFEM) 230
Figure 7.13: Évolution spatiale d'une cellule secondaire à toutes les 4 secondes 231
Figure 7.14: Position des cellules secondaires en fonction du temps (code CVFEM) ... 232
Figure 7.15: Influence de trois conditions initiales sur les positions des cellules secondaires 235
Figure 7.16: Isothermes pour la cavité parallélépipédique (code CVFEM) 236
Figure 7.17: Évolution de la température en fonction de la hauteur dans le plan médian à t=100 s (code CVFEM) 237
Figure 7.18: Nombre de Nusselt global en fonction du temps (code CVFEM) 238
Figure 7.19: Composante horizontale et verticale de la vitesse de l'écoulement pour w_c=0,50 cm, Ra=41606: a) Code CVFEM (t=100 s) et b) E.S.T.E.T 240
Figure 7.20: Composante horizontale et verticale de la vitesse de l'écoulement pour w_c=0,75 cm, Ra=28879: a) Code CVFEM (t=100 s) et b) E.S.T.E.T 241
Figure 7.21: Position des cellules secondaires en fonction du temps pour w_c=0,50 cm et Ra=41606 (Code CVFEM) 242
Figure 7.22: Position des cellules secondaires en fonction du temps pour w_c=0,75 cm et Ra =28879 (Code CVFEM) 243
Figure 7.23: Diagramme présentant les différents modèles d'écoulement en fonction de A et Ra 244

Figure 7.24: Isothermes pour la cavité courbée w_c=0,50 cm et Ra=41606 (code CVFEM) 246
Figure 7.25: Isothermes pour la cavité courbée w_c=0,75 cm et Ra=28879 (code CVFEM) 247
Figure 7.26: Nombre de Nusselt global en fonction du temps w_c=0,50 cm et Ra=41606 (code CVFEM) 248
Figure 7.27: Nombre de Nusselt global en fonction du temps w_c = 0,75 cm et Ra=28879 (code CVFEM) 249

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1: Importance relative des termes de l'équation du *RE* 15
Tableau 3.1: Équations de conservation 59
Tableau 3.2: Position des zones de recirculation 97
Tableau 3.3: Dimension de l'unité scellée et températures imposées 104
Tableau 3.4: Propriétés thermophysiques et émissivité des surfaces 105
Tableau 3.5: Comparaison entre les flux de chaleur mesurés et calculés 108
Tableau 4.1: Angle de teinte pour deux angles d'éclairage et d'observation 121
Tableau 4.2: Incertitudes individuelles et globales 123
Tableau 5.1: Coefficients U_f obtenus de FRAME et du code VF 132
Tableau 5.2: Comparaison entre la procédure actuelle et les modifications proposées .. 132
Tableau 5.3: Différence entre les rendements énergétiques calculés 133
Tableau 5.4: Données météorologiques pour Montréal 138
Tableau 5.5: Comparaisons entre les valeurs de $(t_i - t_o)$ 141
Tableau 5.6: Comparaisons entre les facteurs de pression local 141
Tableau 5.7: Paramètres géométriques des fenêtres étudiées 143
Tableau 5.8: Caractéristiques thermiques des fenêtres étudiées 144
Tableau 5.9: Débits d'infiltration et d'exfiltration 145
Tableau 5.10: Résultats pour le débit A2 146
Tableau 5.11: Résultats pour le débit A3 147
Tableau 5.12: Valeur de $U_{f,exf}$, $U_{f,inf}$ et t_s pour Montréal 149
Tableau 5.13: Valeur des paramètres C^*, F et I pour la fenêtre 1 et le climat de Montréal 151
Tableau 5.14: Comparaison entre les *RES* 152
Tableau 5.15: Comparaison entre les *RES* pour le même fichier météo 152
Tableau 5.16: Impact de l'effet $L_{75,T}$ pour le fenêtre 1 et le climat de Montréal 153
Tableau 6.1: Propriétés thermophysiques 160
Tableau 6.2: Émissivité des surfaces 161

Tableau 6.3: Coefficients *U* sur la surface extérieure 182
Tableau 6.4: Coefficients *U* 183
Tableau 6.5: Comparaison entre les coefficients *U* de la présente étude et ceux obtenus à l'aide des progiciels VISION et FRAME 185
Tableau 6.6: Coefficients *U* évalués du côté intérieur 196
Tableau 6.7: Comparaison des coefficients *U* évalués sur la surface intérieure 197
Tableau 7.1: Températures moyennes et propriétés thermophysiques, A=40 216
Tableau 7.2: Températures moyennes et propriétés thermophysiques, A=20 219
Tableau 7.3: Temps de calcul 223
Tableau 7.4: Vitesse de déplacement des cellules secondaires 223

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE I: RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE SPÉCIFIQUE (RES) 276
ANNEXE II: DÉTERMINATION DU DÉBIT D'INFILTRATION 279
ANNEXE III: CALCUL DU FACTEUR DE FORME 281
III.1 Définition 281
III.2 Règle de Hottel 282
ANNEXE IV: DÉTERMINATION DES CONSTANTES POUR UNE INTERPOLATION BILINÉAIRE 284
IV.1 Coefficients de pression 284
IV.2 Coefficients du terme convectif 286
ANNEXE V: VALIDATION DU CODE CVFEM 288
V.1 Conduction de chaleur dans un parallélépipède de longueur infinie 288
V.2 Conduction de chaleur dans une tige de rayon R 290
ANNEXE VI: CONDUCTIVITÉ THERMIQUE EFFECTIVE ET MAILLAGES DES CADRES EN L ET EN Z 294
VI.1 Conductivité thermique effective 294
VI.2 Maillage pour la fente en Z 296
ANNEXE VII: DONNÉES MÉTÉOROLOGIQUES 298
ANNEXE VIII: POINTS CRITIQUES DE L'ÉCOULEMENT 300
ANNEXE IX: DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA COURBURE DU VITRAGE 303

LISTE DES SYMBOLES ET DES NOTATIONS

Caractères alphabétiques

A,B,C Coefficients d'une interpolation bilinéaire

A Surface

C Contribution des gains solaires au RE et RES

C^* Contribution des gains solaires au $\overline{RES}^*$

C_p Chaleur spécifique

C_{pr} Coefficient de pression

CC Coefficient du schéma MAW

dA Élément de surface

dS Élément de longueur

dV Élément de volume

E Facteur de relaxation

E Module d'Young

Ec Nombre d'Eckert

ELA Surface d'infiltration équivalente

F Contribution du cadre au RE et RES

F^* Contribution du cadre au $\overline{RES}^*$

F_{i-j} Facteur de forme

f, f^* Fonctions utilisées dans le schéma MAW

g Accélération gravitationnelle

h Coefficient de convection

H Angle de teinte, hauteur de la cavité

I Contribution de l'infiltration au $\overline{RES}^*$

J Flux, jacobien

k Conductivité thermique

K_{PF} Facteur de pression locale

L	Largeur de la cavité
L_{75}	Débit d'infiltration à 75 Pa
$\dot{m}$	Débit massique
M	Nombre de face de contrôle
nh	Nombre d'heures de chauffage
Pe	Nombre de Péclet
R	Résistance thermique
Ra	Nombre de Rayleigh
Re	Nombre de Reynolds
Nu	Nombre de Nusselt
p	Pression
$\boldsymbol{P}$	Charge appliquée sur le vitrage
q^{o}	Flux radiatif net
q	Flux radiatif total
S	Terme source
dS	Élément de surface
T	Température
t	Temps, épaisseur du vitrage
U	Vitesse d'écoulement, coefficient de déperdition thermique
u	Composante de la vitesse de l'écoulement dans la direction $\hat{e}_x$
v	Composante de la vitesse de l'écoulement dans la direction $\hat{e}_y$
$\hat{u}, \hat{v}$	Pseudo-vitesses d'écoulement
V	Vitesse d'écoulement
v	Sous-volume de contrôle autour d'un nœud
V	Volume de contrôle
Y	Axe de coordonnée perpendiculaire à l'écoulement (Schéma FLO)
w	Flèche
W	Vitesse de référence

Symboles grecques

α	Diffusivité thermique, angle d'éclairage
β	Coefficient d'expansion volumique, angle d'observation
δ	Épaisseur de couche limite
ε	Émissivité de surface, critère de convergence
ϕ	Variable dépendante
ν	Coefficient de Poisson
λ	Valeur propre
η	Point d'intégration sur une surface de contrôle
Φ	Variable dépendante aux nœuds du maillage
Δ	Déterminant d'une matrice, écart
χ, χ'	Variables utilisées dans le schéma MAW
μ	Viscosité dynamique
ρ	Masse volumique
σ	Constante de Stefan-Boltzmann (σ=5,67$\times 10^{-8}$ W/m^2 K^4), écart-type
ψ	Ligne de courant
Γ	Coefficient de diffusion
Ξ	Paramètre dans l'approximation du flux convectif
Π	Paramètre dans l'approximation du flux diffusif
Λ	Coefficient du gradient de pression
ξ	Axe de coordonnée dans le sens de l'écoulement (Schéma FLO)

Exposants

c	Convectif
d	Diffusif
o	Variable au pas de temps précédent
"	Variable à l'itération précédente

Indices

c	Convection
r	Radiation
p	Valeur au nœud p
cv	Valeur moyenne dans le volume de contrôle
ext	Extérieur
int	Intérieur
f	Cadre
eg	Bordure du vitrage
cg	Centre du vitrage
S	Surface
w	Fenêtre

Opérateurs différentiels

$\vec{\nabla}$	Gradient
$\vec{\nabla}\cdot$	Divergence
$\vec{\nabla}\times$	Rotationel
$\frac{\partial}{\partial x_i}$	Dérivée partielle par rapport à x_i
$\int$	Intégrale
δ_{ij}	Delta de Kroneker
$\sum$	Symbole de sommation

INTRODUCTION

Généralités

Les fenêtres constituent des éléments clé de l'enveloppe d'un bâtiment. C'est par les fenêtres que pénètre la lumière si nécessaire au confort et au bien-être de l'être humain. Cependant, étant donné leur faible résistance thermique, une portion significative du transfert thermique entre l'intérieur et l'extérieur d'un bâtiment s'effectue au travers des fenêtres. Avec une résistance thermique environ 10 fois inférieure aux murs, les fenêtres sont responsables de 25 à 70% des pertes thermiques d'une résidence (CANMET, 1999). Ainsi, on estime qu'aux États-Unis, les coûts énergétiques reliés aux fenêtres représentent environ 20 milliards de dollars par année (LBL, 1995).

Beaucoup d'efforts ont été déployés pour améliorer les performances thermiques des fenêtres. Ces efforts ont débuté au début des années 60 avec l'introduction des unités scellées et se sont poursuivis avec l'avènement des films à faible émissivité et des gaz de remplissage à faible conductivité thermique. L'utilisation d'intercalaires isolés représente également un effort notable vers l'amélioration des performances thermiques. Traditionnellement, la performance énergétique d'une fenêtre était caractérisée par sa résistance thermique. Suite aux récents développements dans le domaine de la fenestration, il est clair que la résistance thermique n'est plus un bon indicateur de la performance thermique globale d'une fenêtre. En effet, outre les pertes thermiques, les gains solaires et l'infiltration/exfiltration d'air au travers du cadre, ont un impact significatif sur la performance énergétique d'une fenêtre. Pour combler cette lacune, le Canada s'est doté d'une norme sur le rendement énergétique des fenêtres pour les habitations résidentielles CSA A440.2 (CSA, 1998a). La norme permet d'évaluer le rendement énergétique (*RE*) d'une fenêtre durant une saison de chauffage en tenant compte des pertes thermiques, des gains solaires et des pertes par infiltration/exfiltration.

Le rendement énergétique permet aux consommateurs de comparer les produits entre eux selon une base de calcul commune. De plus, le nouveau code national de l'énergie (CNRC, 1997) prescrit des valeurs à atteindre pour le *RE* dans chaque région.

La procédure d'évaluation du rendement énergétique d'une fenêtre résidentielle est basée sur un certain nombre d'hypothèses. Certaines de ces hypothèses sont contestables et leurs impacts sur la valeur du rendement énergétique n'ont pas encore été quantifiés. Trois de ces hypothèses seront examinées dans cette thèse. Il s'agit de l'effet de la courbure du vitrage et de l'interaction entre l'infiltration/exfiltration d'air et le cadre ainsi que de l'effet de la boucle de convection sur le transfert thermique en bordure du vitrage.

Objectifs de la thèse

Ce projet de recherche comporte deux études complémentaires, soit un volet expérimental et un volet numérique. Les objectifs principaux sont :

Simuler numériquement le transfert thermique par conduction, convection et radiation dans une fenêtre. Au-delà du caractère fondamental de cette démarche, les buts visés sont :

1. déterminer l'effet de la courbure du double vitrage scellé sur la boucle de convection, sur le coefficient de déperdition thermique (*U*) et, par conséquent, sur la valeur du *RES* ;

2. quantifier l'impact de l'infiltration/exfiltration d'air au travers du cadre sur le rendement énergétique (*RE*) et le rendement énergétique spécifique (*RES*) pour différents débits et températures extérieures ;

3. vérifier l'interaction entre la boucle de convection et le transfert thermique en bordure du vitrage.

L'objectif du volet expérimental consiste à déterminer la distribution de température sur l'une des surfaces internes d'un double vitrage scellé à l'aide de cristaux liquides thermochromiques. Les buts visés sont :

1. vérifier l'isothermicité des surfaces de verre à l'intérieur d'un double vitrage scellé

2. visualiser et quantifier l'impact de la courbure du vitrage sur les températures de surface.

Plan de la thèse

Le chapitre 1 présente les principales composantes d'une fenêtre ainsi que la procédure d'évaluation du rendement énergétique (*RE*) d'une fenêtre résidentielle tel que spécifié dans la norme CSA A440.2 (CSA, 1998a). Les objectifs spécifiques et la problématique du projet de recherche seront également exposés dans ce chapitre. Le chapitre 2 passe en revue les principales publications scientifiques sur les sujets traités dans cette thèse. Le chapitre 3 présente la méthodologie numérique utilisée soit celle des éléments finis aux volumes de contrôle. Une description de la discrétisation des équations de conservation, de l'application des conditions aux frontières et du calcul de la courbure du vitrage sont abordés dans ce chapitre. Le chapitre 3 présente également quelques résultats de validation du code développé. Le chapitre 4 décrit la méthode expérimentale utilisée pour mesurer la température de surface à l'aide de cristaux liquides thermochromique. Le chapitre 5 présente les résultats de l'impact de l'infiltration/exfiltration d'air au travers du cadre sur le *RE* et le rendement énergétique spécifique. Les résultats numériques de simulation de l'écoulement et du transfert thermique dans une fenêtre avec plaque de

verre parallèles et courbées sont présentés au chapitre 6. Certains de ces résultats sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus avec les cristaux liquides thermochromiques. Les résultats des simulations du transfert thermique en régime de convection naturelle dans trois types de cavité sont présentés au chapitre 7. Ces derniers résultats sont comparés à des mesures expérimentales provenant du groupe de recherche du professeur Bourret de l'INSA de Toulouse (France). Finalement, le chapitre 8 fait une récapitulation des résultats présentés et des contributions de cette thèse. Quelques suggestions de travaux futurs y sont également présentées.

CHAPITRE 1

ÉVALUATION DU RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE D'UNE FENÊTRE RÉSIDENTIELLE

1.1 Introduction

Ce chapitre débute par une description des principales composantes d'une fenêtre. Ensuite, les modes de transfert thermique présents dans une fenêtre seront passés en revue ainsi que les progrès technologiques qui ont permis l'amélioration des performances thermiques des fenêtres. Ces progrès et la nécessité d'augmenter les performances énergétiques des bâtiments ont amené le gouvernement canadien à définir une norme de rendement énergétique pour les fenêtres résidentielles. Les bases et les hypothèses de calcul de cette norme seront exposées et critiquées.

1.2 Anatomie d'une fenêtre

Tel que montré à la figure 1.1, une fenêtre est généralement insérée dans la structure d'un bâtiment. La fenêtre comprend un cadre, avec une partie fixe (dormant) et une partie mobile (ouvrant), ainsi qu'une unité scellée. L'unité scellée est la partie transparente de la fenêtre; c'est elle qui laisse passer les rayons solaires. Tel que montré à la figure 1.2, l'étanchéité est assurée par une (ou deux) garniture d'étanchéité. Dans le cas de la figure 1.2, deux garnitures d'étanchéité sont utilisées. La première est composée d'un joint de polyisobutylène appliqué au pourtour de l'unité scellée alors que la seconde est constituée d'une membrane caoutchoutée en polysulfide qui sert à "souder" les plaques de verre ensemble. La fonction de l'intercalaire est de maintenir un espacement entre les plaques de verre. Typiquement, cet espacement est de l'ordre de 13 mm. L'intercalaire sert également de réservoir pour le dessiccatif. Ce dernier est utilisé pour absorber la vapeur

d'eau que peut quelques fois contenir l'unité scellée. Finalement, on remarque le film à faible émissivité qui permet de réduire le transfert thermique par radiation entre les plaques de verre.

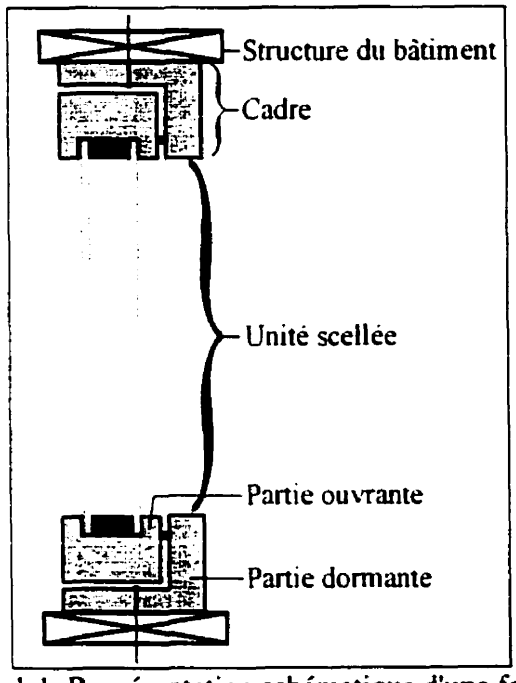


Figure 1.1: Représentation schématique d'une fenêtre

La figure 1.3 présente une vue en coupe d'un cadre de fenêtre. Comme pour l'intercalaire, le choix du matériau est important pour limiter les pertes de chaleur. La figure 1.3 montre un cadre en PVC mais il existe aussi des cadres en bois, en aluminium et en fibre de verre. La figure 1.3 montre également un joint d'étanchéité entre les parties ouvrante et dormante du cadre. Le joint d'étanchéité limite les infiltrations d'air et assure une protection contre l'eau et la neige.

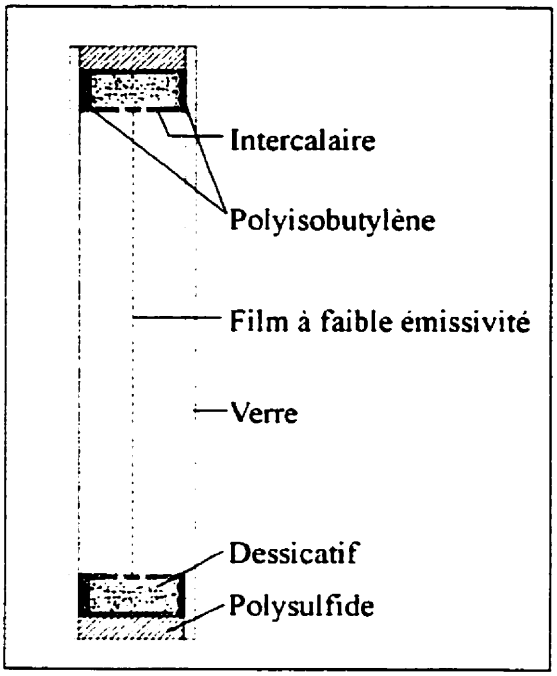


Figure 1.2: Unité scellée

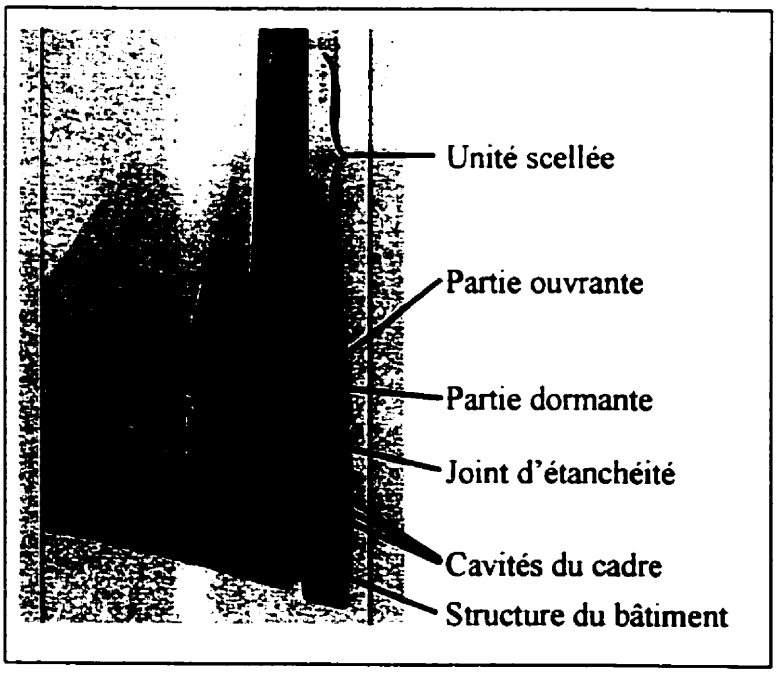


Figure 1.3: Cadre

1.3 Modes de transfert thermique dans une fenêtre

L'évaluation des performances thermiques des fenêtres requiert une connaissance des mécanismes par lesquels la chaleur est transmise à travers la fenêtre. Dans une fenêtre, les trois modes de transfert thermique sont présents. Tel qu'indiqué à la figure 1.4, le transfert de chaleur par conduction pure est limité aux parties solides de la fenêtre. Une boucle de convection s'installe dans l'unité scellée dès que la fenêtre est soumise à une différence de température. On retrouve également de la convection naturelle sur la surface interne de la fenêtre alors que l'extérieur fait face à la convection forcée. Finalement, il y a un échange par rayonnement ; d'abord entre les deux plaques de verre formant l'unité scellée et ensuite entre la surface extérieure de la fenêtre et l'environnement extérieur et entre la surface interne et l'intérieur.

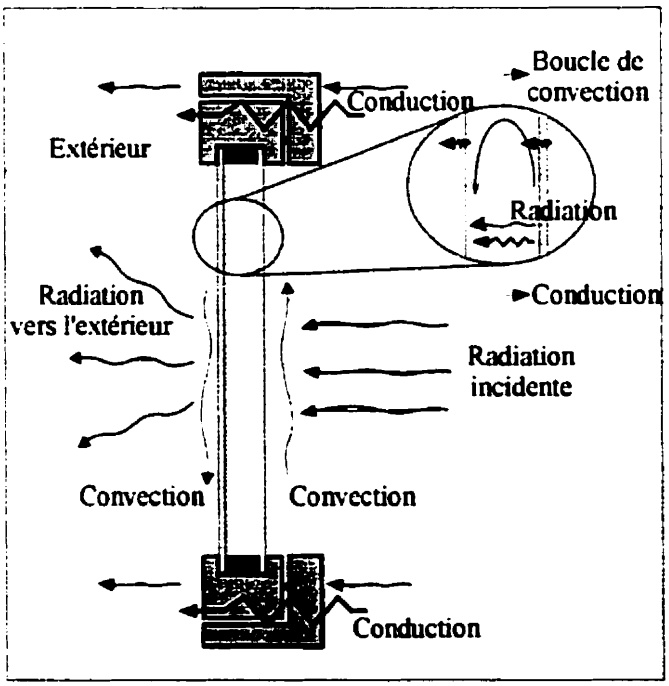


Figure 1.4: Modes de transfert thermique dans une fenêtre

De façon à mieux comprendre ces différents mécanismes, les moyens mis en œuvre au cours des dernières années pour améliorer les performances thermiques d'une fenêtre seront maintenant examinés.

1.3.1 Unité scellée

Dans une unité scellée, le rayonnement contribue pour environ 2/3 des déperditions calorifiques. Deux techniques sont utilisées pour réduire cette contribution en utilisant les films ou dépôts à faible émissivité. Les films sont tendus au centre de l'unité scellée et sont généralement composés de minces films de polyester ou de mylar sur lesquels une couche d'oxyde de métal a été déposée. Les dépôts à faible émissivité sont constitués de minces couches de métaux purs ou de semi-conducteur appliquées par pulvérisation sur l'une des surfaces de verre.

Il est également possible d'améliorer les caractéristiques thermiques d'une unité scellée en utilisant des gaz de remplissage possédant une conductivité thermique inférieure à celle de l'air. Le gaz choisi doit être chimiquement inerte face au verre, à l'intercalaire et au scellant. C'est le cas de l'argon qui est couramment utilisé comme gaz de remplissage. On retrouve également des unités scellées remplies de krypton et de dioxyde de carbone. Toutefois, l'efficacité à long terme de ces unités scellées est discutable puisqu'une certaine diffusion du gaz inerte peut se produire avec le temps à travers les joints d'étanchéité. De plus, ces gaz sont incolores ce qui rend impossible leur détection à l'oeil nu.

1.3.2 Cadre

Le transfert thermique à travers le cadre se fait principalement par conduction. La fabrication des cadres peut être réalisée avec de nombreux matériaux. Les cadres en bois

sont utilisés et sont considérés comme de bons cadres isolants. Les cadres en PVC ou en aluminium avec bris thermique sont également très répandus. Ceux-ci sont généralement constitués de plusieurs cavités, ce qui permet de réduire la quantité de matériaux utilisés et d'augmenter la résistance thermique du cadre puisque l'air contenu dans les cavités conduit peu la chaleur. Le cadre occupe typiquement environ 30% de la surface d'une fenêtre. Ce pourcentage peut être réduit pour prendre avantage des gains solaires en utilisant des cadres rigides.

Le joint d'étanchéité montré sur la figure 1.3 permet d'empêcher toute infiltration ou exfiltration d'air entre l'extérieur et l'intérieur d'un bâtiment. Cependant, ce joint n'est jamais parfaitement étanche. Les infiltrations qui en découlent augmentent les coûts de chauffage et affectent directement les performances énergétiques de la fenêtre. Les infiltrations d'air résultent de la différence de pression qui existe entre l'intérieur et l'extérieur d'un bâtiment. Cette différence de pression est causée par l'effet de cheminée et la pression due aux vents.

1.3.3 Intercalaire

Le choix du matériau de l'intercalaire est également important pour limiter le transfert thermique par conduction au pourtour de l'unité scellée. Dans les années 60 et 70, l'aluminium était utilisé à cause de ses propriétés structurelles et de son faible coût. Toutefois, l'aluminium est un excellent conducteur de chaleur engendrant ainsi un pont thermique au pourtour de l'unité scellé. La fenêtre est alors plus susceptible de présenter des problèmes de condensation au pourtour du vitrage à cause des surfaces froides engendrées par des intercalaires conducteurs de chaleur. Pour contrer ce problème, les manufacturiers ont adopté des solutions qui reposent à la fois sur l'utilisation de nouveaux matériaux et le développement de nouveaux designs. Bien que les intercalaires creux en aluminium soient encore largement utilisés, on retrouve maintenant des intercalaires faits de matières thermoplastiques ou de caoutchouc qui incorporent une fine languette de

métal assurant une certaine rigidité. Certains types d'intercalaires permettent de réduire les pertes de chaleur à travers une unité scellée d'environ 20% par rapport aux intercalaires en aluminium (CANMET, 1999).

1.4 Résistance thermique globale d'une fenêtre

Le flux de chaleur total dans une fenêtre peut être déterminé en connaissant les contributions de chaque région de la fenêtre. Tel que montré à la figure 1.5, le coefficient de déperdition thermique total, U_w, peut être décomposé en trois parties représentant les trois zones de transfert thermique d'une fenêtre (ASHRAE, 1997).

$$U_w(t_i - t_o) = \left[\frac{U_{cg}A_{cg} + U_{eg}A_{eg} + U_f A_f}{A_W}\right](t_i - t_o) \qquad \textbf{(1.1)}$$

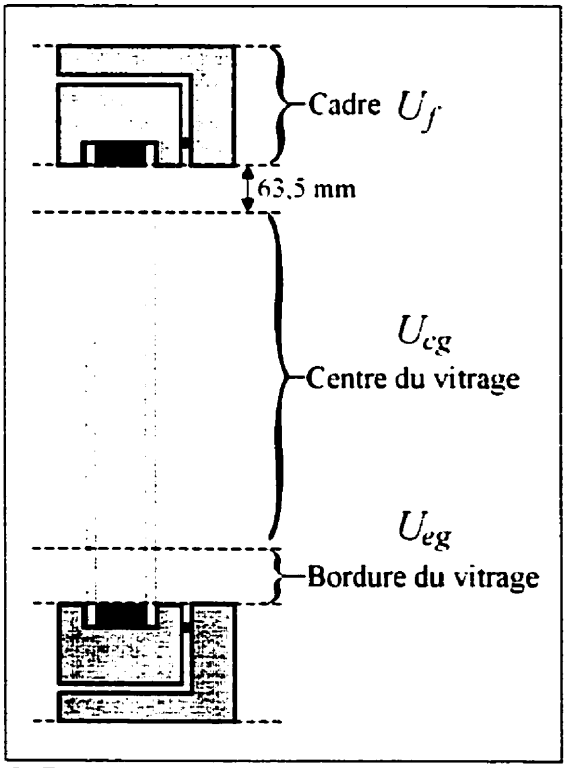


Figure 1.5: Trois zones de transfert thermique dans une fenêtre

Les indices cg, eg et f font référence aux régions du centre, du bord du vitrage et du cadre, respectivement. L'aire totale occupée par la fenêtre (A_W) est simplement la somme des surfaces de chaque région. Chaque coefficient U est donc pondéré selon la surface occupée par chaque zone. Tel que montré à la figure 1.5, la région de la bordure du vitrage est définie comme étant une bande de 63,5 mm au pourtour du vitrage. Des valeurs de U_f, U_{cg} et U_{eg} ont été précalculées pour une multitude de combinaisons de matériaux. Ces valeurs sont contenues dans le ASHRAE *Handbook of Fundamentals* (1997). Les valeurs de U_{cg} ont été évaluées en utilisant les relations empiriques de Hollands et Wright (1982). Par ailleurs, les valeurs de U_{eg} et U_f sont généralement évaluées conjointement à l'aide de progiciels spécialisés, e.g. FRAME (CANMET, 1996a). Ces valeurs souffrent de plusieurs lacunes. Premièrement, les valeurs des coefficients de déperdition thermique sont évaluées indépendamment sans tenir compte de l'interaction entre les trois régions. Deuxièmement, l'influence de la courbure du vitrage n'est pas prise en compte dans la détermination de U_{cg}. Finalement, l'interaction entre l'air qui s'infiltre et le cadre n'est pas considérée. La présente étude tentera d'examiner et de quantifier l'impact de ces trois lacunes.

1.5 Évaluation du rendement énergétique

La résistance thermique ne peut à elle seule rendre compte des performances énergétiques d'une fenêtre. En effet, l'infiltration/exfiltration d'air à travers le cadre et l'apport du rayonnement solaire ont un impact important sur le bilan énergétique d'une fenêtre. Pour contrer ce problème, le Canada a développé une norme de rendement énergétique pour les fenêtres résidentielles (CSA, 1998a). En établissant une base de comparaison équitable pour les différents produits disponibles, le rendement énergétique permet au consommateur de déterminer la fenêtre qui offre les meilleures performances au point de vue énergétique.

1.5.1 Rendement énergétique (*RE*) pour l'ensemble du Canada

La procédure de calcul de la norme canadienne combine les pertes de chaleur par conduction, les pertes par infiltration et les gains solaires en une seule valeur appelée rendement énergétique (*RE*).

$$RE = [gains\ solaires\ ] - [pertes\ par\ conduction\ ] - [pertes\ par\ infiltration\ ] \quad \textbf{(1.2)}$$

Cette valeur du *RE* s'exprime en W/m^2 et donne les pertes (ou gains) moyennes de chaleur d'une fenêtre durant une saison de chauffage. Le code canadien de l'énergie pour les habitations résidentielles (CNRC, 1997) prescrit une valeur minimum du *RE* pour chaque région du Canada. Cette valeur varie beaucoup d'une région à l'autre, allant de +2 W/m^2 au Yukon à -24 W/m^2 au sud de la Colombie-Britannique. La norme établit une équation de base pour la détermination du rendement énergétique moyen d'une fenêtre. Cette équation simplifiée a été établie pour un climat canadien moyen et une moyenne des quatre points cardinaux.

$$RE = \underbrace{[SHGC_w \times F_\theta \times H_t]}_{\text{gains solaires}} - \underbrace{U_w \times (t_i - t_o)}_{\text{pertes par conduction}} - \underbrace{(PF/20) \times \frac{L_{75}}{A_w} \times \frac{\rho C_p}{3{,}6} \times (t_i - t_0)}_{\text{pertes par infiltration}} \quad \textbf{(1.3)}$$

où

$SHGC_w$ est le coefficient adimensionel de gains solaires;

F_θ est un facteur adimensionel de correction pour les angles solaires;

H_t représente la moyenne du rayonnement solaire incident sur des fenêtres verticales faisant face aux quatre points cardinaux durant les heures de l'année pendant lesquelles les gains solaires influencent la charge de chauffage (W/m^2);

U_w est le coefficient de transfert thermique global de la fenêtre (W/m^{2}K);

A_w est la surface totale de la fenêtre (m^2);

t_i est la température intérieure (20 °C);

t_o est la température extérieure moyenne au Canada lorsque la température est inférieure à 12 °C. La norme évalue cette température à -1,9 °C;

L_{75} est le débit d'infiltration de la fenêtre lorsqu'elle est soumise à un différentiel de pression de 75 Pa (m^3/h);

$PF/20$ est un facteur de conversion adimensionel qui transforme le débit d'infiltration mesuré à 75 Pa à une valeur d'infiltration pour une différence de pression plus réaliste, comparable à celle présente dans un bâtiment résidentiel;

ρC_p représente la capacité thermique de l'air à 20°C (1,2 kJ/m^3 K);

3,6 est un facteur de correction pour convertir les kJ en W-h.

Les facteurs météorologiques moyens pour l'ensemble du Canada intervenant dans l'équation 1.3 sont (CSA, 1998a):

$$F_\theta \times H_t = 72{,}20 \text{ W/m}^2$$

$$(t_i - t_o) = 21{,}9 \text{ °C}$$

$$PF = 1{,}5 \text{ m}^3/\text{s/m}^2$$

En incorporant ces termes dans l'équation 1.3, on obtient:

$$RE = 72{,}2\, SHGC_w - 21{,}9\, U_w - 0.54\left(L_{75}/A_w\right) \qquad \textbf{(1.4)}$$

Le tableau 1.1 illustre l'importance relative de chacun des termes de l'équation 1.4 pour deux types de fenêtre et deux débits d'infiltration différents (Bernier et Hallé, 2000).

Tableau 1.1: Importance relative des termes de l'équation du ***RE***

Type de fenêtre	$SHGC_w$	U_w (W/m²K)	L_{75} (m³/h/m)	Gains solaires $72{,}2\,SHGC_w$	Pertes par conduction $-21{,}9U_w$	Pertes par infiltration $-0{,}54\left(\frac{L_{75}}{A_w}\right)$	***RE*** (W/m²)
1	0,35	1,50	5,61	25,27	-32,89	-4,14	-11,76
	0,35	1,50	1,87	25,27	-32,89	-1,38	-9,0
2	0,6	2,86	5,61	43,32	-62,61	-4,14	-23,43
	0,6	2,86	1,87	43,32	-62,61	-1,38	-20,67

Note Fenêtre 1: Fenêtre ouvrante avec un cadre en bois, unité scellée double remplie d'argon, présence d'un film à faible émissivité et intercalaire isolé, périmètre de fente = 3,4 m et $A_w = 0{,}732$ m².

Fenêtre 2: Fenêtre ouvrante avec un cadre en aluminium (avec bris thermique), unité scellée double remplie d'air sans film ou dépôt à faible émissivité et intercalaire métallique, périmètre de fente = 3,4 m et $A_w = 0{,}732$ m².

Le calcul du ***RE***, pour chacune de ces fenêtres indique que c'est la fenêtre de type 1 qui a le meilleur rendement énergétique. Comparée à la fenêtre de type 2, la fenêtre de type 1 possède une meilleure résistance thermique (faible U_w) mais laisse passer moins de rayonnement solaire ($SHGC_w$ plus faible). Les pertes par infiltration représentent un plus grand pourcentage des pertes par conduction lorsque la fenêtre possède une valeur du ***RE*** élevée. La norme présente également une façon de calculer le rendement énergétique spécifique (***RES***) à une ville pour une orientation donnée. Le ***RES*** s'exprime de la façon suivante:

$$RES = [SHGC_w \times F_S] - U_w \times (t_i - t_o) - K_{PF} \times \left(\frac{L_{75}}{A_w}\right) \qquad \textbf{(1.5)}$$

La présentation de l'équation du ***RES*** et une description des nouvelles variables introduites dans l'équation 1.5 seront présentées en détails à l'annexe I.

1.5.2 Facteur de pression local K_{PF}

Faute de documentation adéquate, il est difficile de comprendre l'origine du terme K_{PF} de l'équation du ***RES*** présenté dans la norme. Pour palier à cette lacune, une analyse détaillée de ce terme est présentée ici. En comparant les équations 1.3 et 1.5, on constate que la valeur de K_{PF} est donnée par:

$$K_{PF} = \frac{PF}{20} \times \frac{1,2}{3,6} \times (t_i - t_o) \qquad \textbf{(1.6)}$$

La position du facteur "20" dans l'équation 1.6 (sous *PF*) semble indiquer que la valeur de *PF* doit être divisée par 20. Or, c'est plutôt la valeur de L_{75} qui doit être divisée par 20. Pour expliquer ceci il est essentiel de revoir certains principes de base notamment le concept d'aire d'infiltration équivalente. L'écoulement dans des orifices est souvent caractérisé par l'équation suivante:

$$Q = C(\Delta P)^n \qquad \textbf{(1.7)}$$

où Q est le débit (m^3/s), C est un coefficient de débit ($m^3/(s\text{-}Pa^n)$), ΔP est le différentiel de pression appliqué de part et d'autre de l'orifice (Pa) et n est un exposant (sans dimension) qui dépend du type d'écoulement dans l'orifice. Lorsque l'écoulement est laminaire n prend une valeure unitaire alors que pour un écoulement turbulent n=1/2. Les infiltrations d'air qui se produisent dans l'enveloppe du bâtiment se situent généralement entre ces deux types d'écoulement. Pour les fenêtres, une valeur de 0,7 est généralement utilisée (Enermodal, 1996). Par ailleurs, l'écoulement au travers d'un orifice peut aussi être

décrit par:

$$Q = C_D A\sqrt{2\Delta P / \rho} \tag{1.8}$$

où C_D est un coefficient de décharge (sans dimension) qui dépend de la géométrie et de la vitesse de l'écoulement, A est la surface d'écoulement de l'orifice (m^2), et ρ est la masse volumique de l'air circulant dans l'orifice (kg/m^3).

En remaniant cette dernière équation, il est possible de définir une surface d'infiltration équivalente. *ELA* (*Equivalent Leakage Area*) qui est donnée par:

$$ELA = Q_r \frac{\sqrt{\rho / 2\Delta P_r}}{C_D} \tag{1.9}$$

Dans cette dernière relation, la valeur de *ELA* est en m^2, Q_r est le débit (en m^3/s) sous un différentiel de pression donné par ΔP_r (Pa). Pour déterminer une valeur de *ELA*, il faut poser une hypothèse quant à la valeur de C_D. Une valeur de $C_D = 1$ sera utilisée ici en conformité avec l'approche de LBL (Sherman et Grismud, 1980). Donc, à partir du test d'infiltration à 75 Pa, il est possible de déterminer la surface d'infiltration équivalente à 75 Pa, qu'on dénotera ici par ELA_{75}, et qui est donnée par:

$$ELA_{75} = L_{75}\left(\frac{\rho}{2\times 75}\right)^{0.5} \tag{1.10}$$

En utilisant la technique de la surface d'infiltration équivalente, la surface d'infiltration au travers de la fenêtre est donnée par l'aire d'un orifice (pour un $C_D = 1$) qui produira le même débit d'infiltration que dans la fenêtre lorsque soumis au même différentiel de pression.

L'aire d'infiltration à 75 Pa n'est pas très utile parce qu'une résidence est rarement soumise à telle différence de pression. On utilise plutôt une surface d'infiltration équivalente à 4 Pa, dénotée par ELA_4, puisque cette différence de pression est plus représentative des conditions observées sur une résidence. Il est possible de convertir le ELA_{75} en ELA_4 à l'aide de l'expression suivante (ASHRAE, 1997):

$$ELA_4 = ELA_{75}\left(\frac{4}{75}\right)^{n-0.5} = L_{75}\left(\frac{\rho}{2\times 75}\right)^{0.5}\left(\frac{4}{75}\right)^{n-0.5} = L_{75}\left(\frac{\rho}{2\times 4}\right)^{0.5}\left(\frac{4}{75}\right)^{n} \quad \textbf{(1.11)}$$

Or, en supposant que la masse volumique de l'air est de 1.2 kg/m^3 et que l'exposant n est égal à 0,7 on trouve que:

$$ELA_4 = 0.0498 L_{75} = \frac{L_{75}}{20} \qquad (\text{m}^2\text{-s/hr}) \qquad \textbf{(1.12)}$$

On en conclut donc que le facteur "20" sert à convertir le débit d'infiltration obtenu à 75 Pa en une surface d'infiltration équivalente à 4 Pa.

L'équation 1.6 contient également le facteur "*PF*" qui est un facteur de pression local qui tient compte des différentiels de pression causés par le vent et l'effet de cheminée. Ce facteur est déterminé en utilisant le modèle d'infiltration de LBL (Sherman et Grismud, 1980). Avant d'aborder le calcul de *PF*, examinons les différents niveaux de pression auxquels est soumise une résidence typique.

Les figures 1.6a et 1.6b montrent schématiquement une maison de deux étages. Dans le cas de la figure 1.6a, la vitesse du vent est négligeable ce qui fait que le différentiel de pression est causé uniquement par l'effet de cheminée. La figure 1.6b représente le cas où l'effet de cheminée est négligeable mais où la vitesse du vent engendre un différentiel de pression. Dans le cas de l'effet de cheminée (fig. 1.6a), l'évolution du différentiel de

pression, ΔP_s, est linéaire avec la hauteur et est donnée par :

$$\Delta P_s(h) = \rho_{out} g(h - h_n)\frac{\Delta T}{T_{in}} \tag{1.13}$$

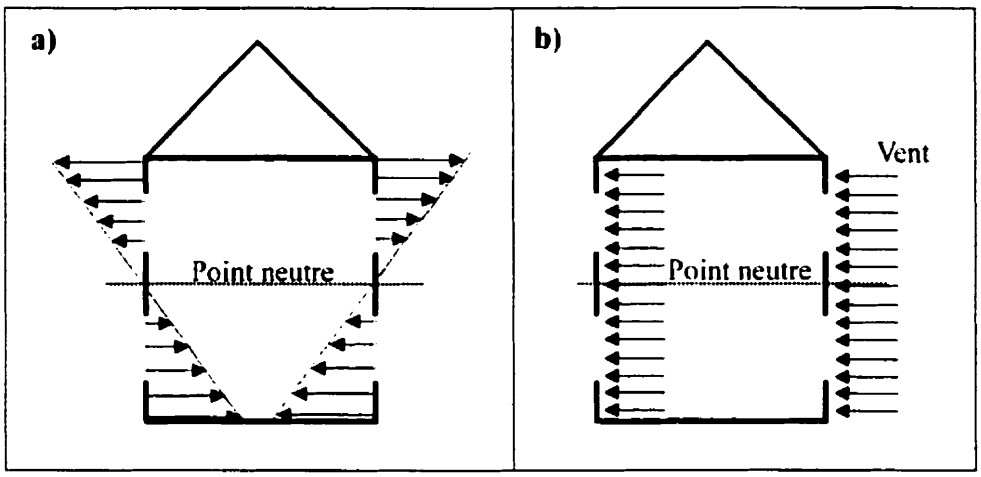


Figure 1.6: Niveaux de pression sur une résidence: a) effet de cheminée, b) pression du vent

où h est la hauteur (m), h_n est la hauteur du point neutre, ρ_{out} est la masse volumique de l'air extérieur, ΔT est le différentiel de température entre l'intérieur et l'extérieur, et T_{in} est la température intérieure. En hiver, la valeur maximum de ΔP_s est de l'ordre de 4 à 5 Pa. Quant à la pression exercée par le vent, elle est donnée par :

$$\Delta P_w = \frac{\rho_{out}}{2} C_{pr} V_{vent}^2 \tag{1.14}$$

où C_{pr} est un coefficient de pression (sans dimensions) et V_{vent} est la vitesse du vent (m/s). La valeur de C_{pr} dépend de l'orientation de la surface par rapport au vent. Dans le cas de la portion droite de la figure 1.6, le C_{pr} est positif sur le mur directement exposé

au vent alors qu'il est négatif pour le mur non-exposé au vent. Il en résulte que l'air s'infiltre par le mur de droite et l'exfiltration s'effectue par le mur de gauche.

En situation réelle, une résidence sera soumise à la fois à l'effet de cheminée et à l'effet du vent. Il s'agit alors de combiner ces deux facteurs dans le but de prédire l'infiltration. Bien qu'il existe différentes méthodes de combiner ces deux effets (Walker et Wilson, 1993), l'approche de Sherman et Grismud (1980) est celle qui est sans doute la plus répandue et c'est ce qui explique son utilisation dans la norme. Dans cette approche la pression résultante, *PF*, est donnée par :

$$PF = 10 \times \left[A \times (t_i - t_o) + B V_{vent}^2 \right]^{1/2} \qquad \textbf{(1.15)}$$

où le facteur 10 est utilisé pour convertir les (L/s)/cm^2 en m^3/s par m^2 de surface d'infiltration. A est un facteur qui tient compte de l'effet de cheminée (L/s)^2/(cm^4-K), (t_i – t_o) est la différence de température entre l'intérieur et l'extérieur pour la période considérée et B est un coefficient de vent qui dépend des conditions locales de protection contre le vent, de la hauteur de la maison et de la distribution des fuites d'air dans la maison. Les valeurs de A et B sont tabulées pour plusieurs cas dans le ASHRAE *Handbook of Fundamentals* (1997). À titre d'exemple, lorsque les conditions locales de protection sont modérées, que 50% des fuites d'air se produisent dans les murs et que le reste est réparti également entre le premier plancher et le plafond et que l'on a une résidence de deux étages alors: A = 0,00029 et B = 0,000231.

L'utilisation de ce modèle présuppose que les fenêtres se comportent comme toutes les autres aires de fuites d'une résidence. Finalement, soulignons qu'en multipliant la valeur de *PF* par ELA_4 on obtient le nombre de changement d'air à l'heure attribuable aux fenêtres.

1.6 Évaluation critique de la norme actuelle

En séparant le terme de déperdition thermique selon les trois zones définies à la section 1.3, l'équation du rendement énergétique spécifique peut s'écrire:

$$RES = C - U_f\left(\frac{A_f}{A_w}\right)(t_i - t_o) - \left(\frac{PF}{20}\right)\left(\frac{L_{75}}{A_w}\right)\left(\frac{\rho C_p}{3,6}\right)(t_i - t_o) \qquad \textbf{(1.16)}$$

où $$C = SHGC_w \times F_S - \frac{\left(U_{cg}A_{cg} + U_{eg}A_{eg}\right)}{A_w} \times (t_i - t_o) \qquad \textbf{(1.17)}$$

En définissant un débit massique d'infiltration/exfiltration basé sur le concept d'aire équivalente à 4 Pa.

$$\dot{m}_4 = \frac{PF}{20} \times \frac{1.2}{3600} \times L_{75} \qquad \textbf{(1.18)}$$

L'équation du *RES* devient:

$$RES = C - U_f\left(\frac{A_f}{A_w}\right)(t_i - t_o) - \frac{\dot{m}_4 C_p}{A_w}\ (t_i - t_o) \qquad \textbf{(1.19)}$$

Une équation équivalente est obtenue pour le *RE* :

$$RE = C^* - 21,9 \times U_f\left(\frac{A_f}{A_w}\right) - 21,9 \times \frac{\dot{m}_4 C_p}{A_w} \qquad \textbf{(1.20)}$$

où $$C^{*} = 72,2 \times SHGC_{w} - 21,9 \times \frac{\left(U_{cg}A_{cg} + U_{eg}A_{eg}\right)}{A_{w}} \qquad \textbf{(1.21)}$$

1.6.1 Interaction entre l'infiltration d'air et la conduction de chaleur dans le cadre

Tel que mentionné précédemment, il existe un joint qui assure l'étanchéité entre les parties ouvrante et dormante du cadre. Cependant, ce joint n'est pas parfait et une certaine quantité d'air peut s'infiltrer à travers le cadre. Le terme représentant les pertes par infiltration dans les équations du *RE* et *RES* est basé sur l'hypothèse suivante :

La température de l'air qui s'infiltre ou s'exfiltre ne change pas lors de son passage dans le cadre de la fenêtre. Cette hypothèse implique que :

a) l'exfiltration d'air n'intervient pas dans le calcul du *RE* et du *RES*; seul l'air froid qui s'infiltre dans un bâtiment doit être chauffé et
b) puisqu'il n'y a aucun échange thermique entre l'air et le cadre, la résistance thermique du cadre ne change pas suite à l'infiltration d'air. En d'autres mots, les deux derniers termes des équations 1.4 et 1.5 sont indépendants.

Le modèle d'infiltration décrit à la section précédente permet de prédire le taux d'infiltration/exfiltration, sous forme d'un nombre de changement d'air à l'heure, de fenêtres soumises à des conditions atmosphériques particulières. Ce changement d'air peut être représenté par un débit d'air extérieur, $\dot{m}_{a}$, qui entre par une fenêtre et qui sort ensuite par une autre tel que montré à la figure 1.7. En situation réelle, cet air entre dans le cadre à la température extérieure t_o, et sort à la température t_e, après avoir été réchauffé par le cadre. Par la suite, l'air est chauffé par le système de chauffage de la maison jusqu'à une température, t_i. Les pertes de chaleur par le cadre pour le cas d'infiltration sont données par $q_{f,inf}$, et sont indiquées par des flèches qui traversent le volume de

contrôle sur le cadre de gauche. Pour la fenêtre de droite où l'air s'exfiltre, l'air entre dans le cadre avec un débit massique $\dot{m}_4$ et une température t_i. Lors de son passage au travers du cadre, l'air est refroidi par celui-ci et ressort à une température t_s. Les pertes de chaleur au travers du cadre pour cette fenêtre sont données par $q_{f,exf}$, tel qu'indiqué par les flèches traversant le volume de contrôle sur la figure 1.7.

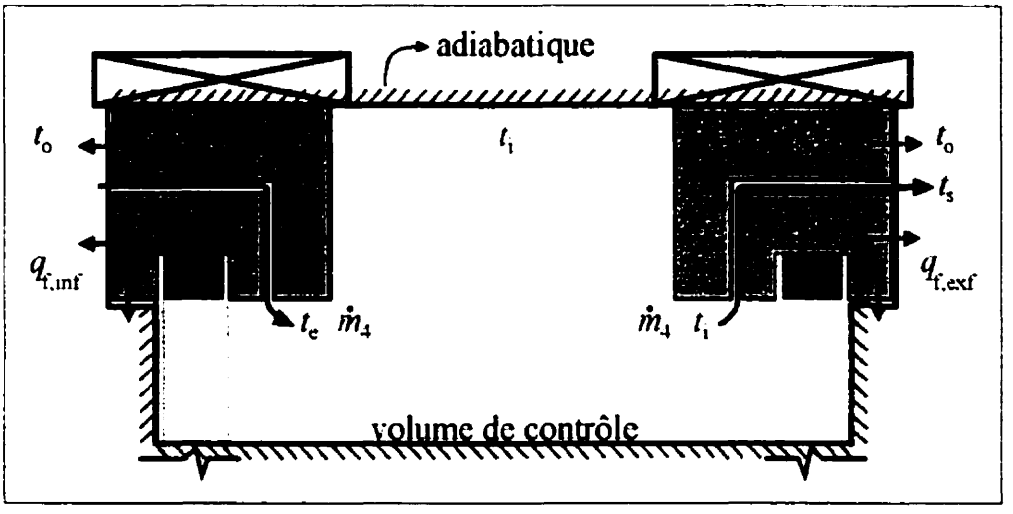


Figure 1.7: Bilan d'énergie sur deux fenêtres en infiltration/exfiltration

En appliquant un bilan d'énergie sur le volume de contrôle présenté à la figure 1.7, la quantité d'énergie requise pour compenser les pertes par infiltration/exfiltration et les pertes de chaleur par conduction dans le cadre est donnée par :

$$Q_{pertes} = -\left[\left(U_{f,inf} + U_{f,exf}\right) \times A_f \times \left(t_i - t_o\right) + \dot{m}_4 C_p \left(t_s - t_o\right) \right] \qquad \textbf{(1.22)}$$

où $U_{f,inf}$ et $U_{f,exf}$ représentent, respectivement, les coefficients de transfert thermique effectifs pour les fenêtres en infiltration et en exfiltration et A_f représente la surface totale des deux cadres. Comme l'analyse porte sur deux fenêtres et que la valeur du ***RES*** est évaluée par unité de surface d'une seule fenêtre, la valeur de Q_{pertes} doit être divisée par $2A_w$ avant de l'insérer dans l'équation du ***RES***. Donc, l'équation du ***RES*** devrait

prendre la forme suivante :

$$RES = C - (U_{f,inf} + U_{f,exf})\frac{A_f}{2A_w} \times (t_i - t_o) - \frac{\dot{m}_4 C_p \times (t_s - t_o)}{2A_w} \qquad \textbf{(1.23)}$$

Un raisonnement similaire nous permet d'obtenir une équation équivalente pour *RE*. En comparant l'équation de la norme (équation 1.19) et l'équation 1.23 on remarque que les deux derniers termes sont différents. Le terme de pertes par conduction dans le cadre a été scindé en deux dans l'équation 1.23 pour tenir compte du fait que les valeurs de U_f en infiltration et en exfiltration ne sont pas nécessairement égales. Notons que les termes de pertes par conduction dans les deux équations sont égaux si $U_{f,inf} = U_{f,exf}$. Le terme associé à l'infiltration dans les équations 1.19 et 1.23 est différent sous deux aspects. Premièrement, le différentiel de température est différent et deuxièmement, le terme est divisé par 2 à l'équation 1.23 alors qu'il ne l'est pas dans l'équation 1.19. Ces deux différences sont attribuables au fait que la norme actuelle (CSA, 1998a) suppose que la température de l'air n'est pas affectée lors de son passage dans le cadre et que l'air qui s'exfiltre ne représente pas une perte thermique. Un des objectifs de cette thèse est de quantifier l'impact de ces différences sur la valeur du *RE* et *RES*.

L'équation 1.23 est strictement valide pour des valeurs de t_o et des vitesses du vent données. En effet, le débit $\dot{m}_4$ et les coefficients $U_{f,inf}$ et $U_{f,exf}$ dépendront de t_o et de la vitesse du vent. Par conséquent, le transfert thermique conductif dans le cadre est maintenant couplé au terme d'infiltration. Ce dernier point sera revu en détail lors de la présentation des résultats.

1.6.2 Variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure

Le terme $\dot{m}_s$ dans les équations 1.19 et 1.20 découle d'un essai effectué à 75 Pa dans des conditions isothermes à 20°C (voir annexe II). La norme suppose que ce débit est constant peu importe les températures extérieures. Patenaude et al. (1995) ont mené une étude pour mettre en évidence la dépendance de L_{75} en fonction de la température extérieure. Tout en maintenant une différence de pression de 75 Pa et une température intérieure de 20 °C, le débit d'infiltration a été mesuré pour trois températures du côté froid soit -30, 0 et +20°C. Des mesures expérimentales ont été réalisées sur plusieurs types de fenêtres dont 14 fenêtres à battant qui ont été retenues pour la présente étude. La plupart des fenêtres testées possédaient un cadre en PVC ou un cadre en aluminium avec un bris thermique en PVC. La figure 1.8 montre les résultats obtenus où le rapport $L_{75,T}/L_{75,20}$ a été tracé en fonction de la température du coté froid. Le taux d'infiltration à une température extérieure donnée T_{ext}, est noté $L_{75,T}$ alors que $L_{75,20}$ représente le taux d'infiltration obtenu dans des conditions isothermes à 20°C.

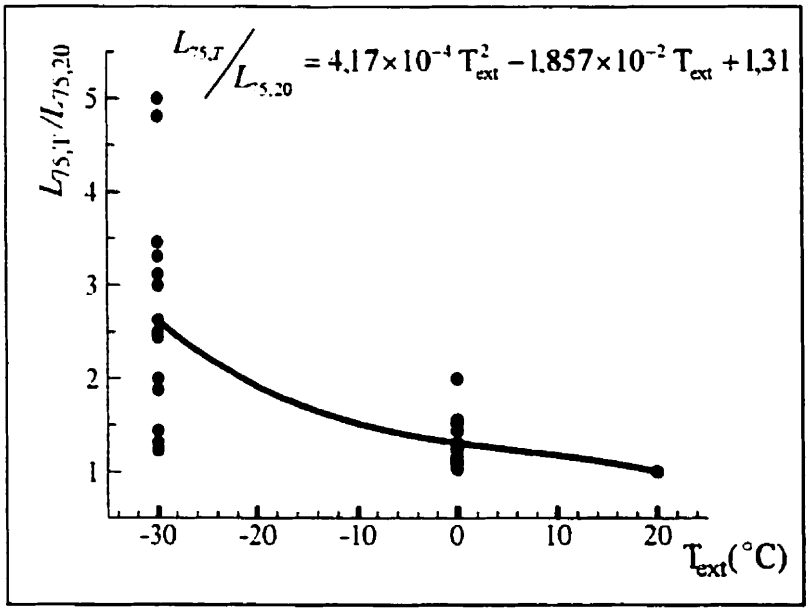


Figure 1.8: Variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure

L'examen de la figure 1.8 montre qu'en général les fenêtres ont un taux d'infiltration plus important à basse température. Dans certains cas, le taux d'infiltration est cinq fois plus élevé à –30 °C qu'à +20 °C. De plus, on remarque un grand écart entre les différentes valeurs de $L_{75,T}/L_{75,20}$ pour une température donnée. Ceci s'explique par le fait que les fenêtres proviennent de manufacturiers différents et que les matériaux utilisés et le design des fenêtres sont différents d'un manufacturier à l'autre. La courbe tracée sur la figure 1.8 est un polynôme du 2e degré obtenu à partir d'un lissage de courbe. Tel que montré sur la figure 1.8 et contrairement à ce qui est spécifié par la norme, le terme d'infiltration dépend de la température extérieure. Jusqu'à maintenant l'impact de la variation du débit d'infiltration en fonction de la température sur le *RE* et *RES* n'a pas été vérifié et ceci constitue un autre objectif de la présente étude.

1.6.3 Détermination de la résistance thermique en bordure du vitrage

La détermination de U_{cg} et U_f se fait simultanément à l'aide d'un progiciel appelé FRAME (CANMET, 1996a) alors que le calcul de U_{cg} se fait à partir du progiciel VISION (CANMET, 1996b) sans qu'il y ait d'interaction entre eux. Or, il est probable qu'il existe un certain couplage entre la boucle de convection et le coefficient de déperdition thermique en bordure du vitrage.

Le progiciel VISION approxime les composantes de vitesse d'écoulement en supposant que l'unité scellée est limitée par deux surfaces verticales isothermes et deux surfaces horizontales adiabatiques. Le champ de vitesse obtenu est alors utilisé par FRAME comme une donnée du problème thermique pour le calcul de U_{cg}. Par conséquent, le calcul de l'écoulement est découplé du calcul thermique. Le troisième objectif de cette étude sera donc de vérifier l'impact de la boucle de convection sur la valeur de U_{cg}.

1.6.4 Effet de la courbure du vitrage

La norme canadienne suppose que les plaques de verre qui composent l'unité scellée sont planes et parallèles l'une par rapport à l'autre. Or, les plaques de verre ne sont jamais parfaitement planes. En effet, tel qu'indiqué sur la figure 1.9, les plaques de verre ont tendance à courber sous l'effet d'une variation de pression interne dans l'unité scellée. Trois facteurs principaux contribuent à la variation de pression à l'intérieur de l'unité scellée. Le premier facteur est relié à la variation de la température du gaz présent dans l'unité scellée. Ainsi, lorsque la température extérieure baisse, la pression à l'intérieur de l'unité scellée diminue ce qui entraîne une courbure concave tel que montré à la figure 1.9a. En été, le phénomène est inversé et l'augmentation de la température dans la cavité engendre une courbure convexe (Fig. 1.9b). Le second facteur est dû à la variation de la pression barométrique. En effet, comme la pression barométrique (P_{bar}) peut varier de ±2.5 kPa par rapport à la pression normale (101.3 kPa) au cours d'une année, la pression barométrique à un instant donné peut être différente de la pression initiale de remplissage lors de la fabrication. Finalement, la pression créée par le vent contribue également à la courbure du verre.

Le phénomène de courbure a pour effet de changer la résistance thermique de l'unité scellée et a donc un impact sur les pertes par conduction et le rendement énergétique. Cet effet a déjà été examiné par Bernier et Bourret (1997) et Bourret et al. (1995) pour les cas où un régime de conduction (sans boucle de convection) est présent à l'intérieur de l'unité scellée. Un des objectifs de la présente étude sera de quantifier la variation du transfert thermique engendrée par la courbure pour des cas où il y a boucle de convection et de vérifier l'impact de la courbure sur la structure de l'écoulement et sur les échanges radiatifs.

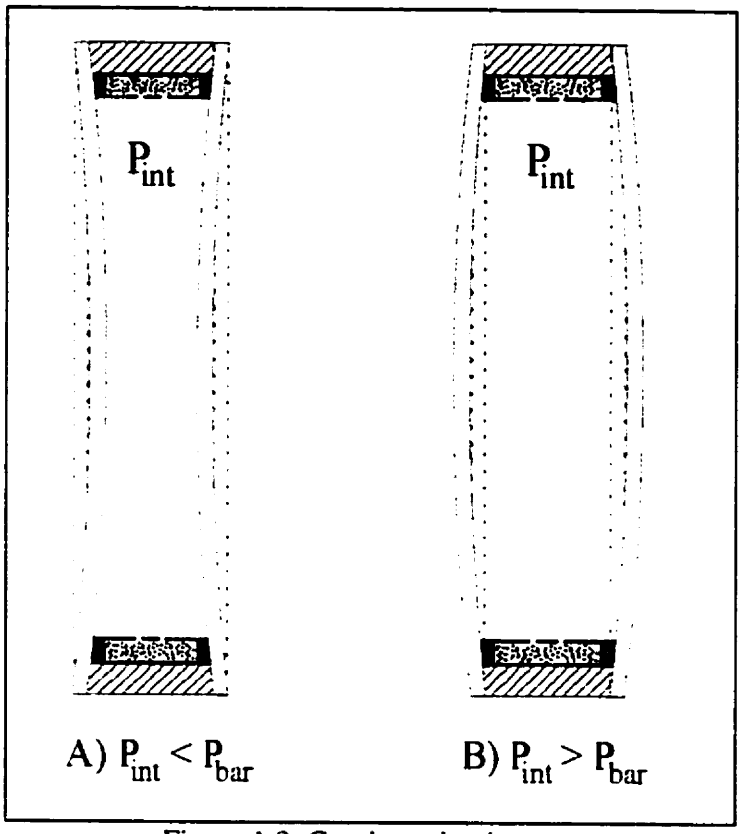


Figure 1.9: Courbure du vitrage

CHAPITRE 2

REVUE BIBLIOGRAPHIQUE

2.1 Introduction

La revue de la littérature exposée dans ce chapitre est un survol des travaux jugés pertinents pour cette étude. On abordera d'abord les travaux effectués sur le transfert thermique dans les cavités pour ensuite regarder deux cas particuliers soit celui des unités scellées et des cavités du cadre. Par la suite, les études reliées au problème thermomécanique de la courbure du vitrage seront examinées. Ceci sera suivi par une revue des travaux antérieurs sur l'effet de l'infiltration d'air sur le rendement énergétique. Des articles traitant de la physique des cristaux liquides et de leur utilisation comme capteur de température seront ensuite passés en revue. Finalement, les travaux qui ont contribué au développement de la méthode des éléments finis aux volumes de contrôle seront présentés.

2.2 Transfert thermique dans les cavités

Le transfert thermique dans les cavités est l'un des problèmes les plus étudiés dans le domaine des sciences thermofluides. La figure 2.1 présente une cavité rectangulaire dont deux des parois sont maintenues à des températures différentes T_C et T_H, alors que les autres surfaces sont adiabatiques. Lorsque les températures de surface sont spécifiées, les transferts thermiques radiatif et convectif sont indépendants et peuvent être calculés séparément. Dans ce type de problème, on cherche généralement à déterminer le nombre de Nusselt (Nu) à l'intérieur de la cavité. Pour de faibles écarts de température, le nombre de Nusselt est essentiellement égal à 1. On est alors en présence du régime de conduction

et le transfert thermique par conduction est simplement donné par $k\Delta T/\mathrm{L}$ où k est la conductivité thermique du fluide et ΔT est la différence de température entre les parois $(\mathrm{T}_H - \mathrm{T}_C)$. Lorsque l'écart de température augmente, il y a formation d'une boucle de convection et Nu devient supérieur à 1. Pour des températures $\mathrm{T_H}$ et $\mathrm{T_C}$ données, la valeur du nombre de Nusselt sera fonction du nombre de Rayleigh (Ra), du nombre de Prandtl (Pr), des émissivités de surface (ε) et des rapports de forme vertical (H/L) et latéral (H/W).

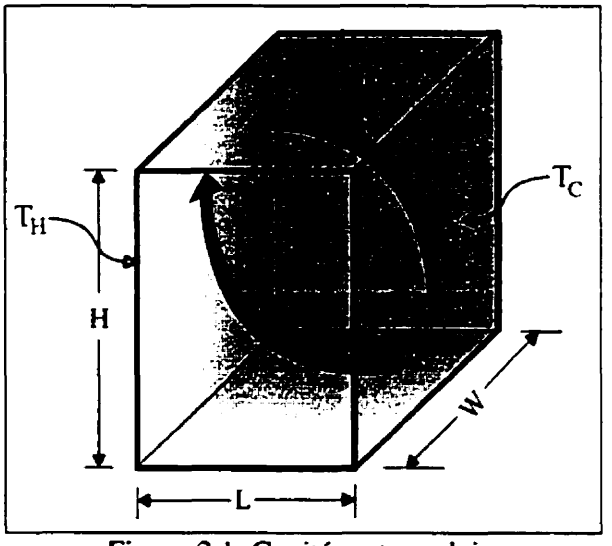


Figure 2.1: Cavité rectangulaire

2.2.1 Études classiques

Batchelor (1954) fut l'un des pionniers dans l'étude de la convection naturelle dans les enceintes. Il a été le premier à déterminer qu'il existait un régime de conduction et un régime de couche limite. L'approche analytique de Batchelor consiste à transformer les équations de conservation en utilisant une fonction de courant adimensionnée. La solution analytique de Batchelor dépend de trois paramètres sans dimension soit : le rapport de forme vertical, le nombre de Prandtl et le nombre de Rayleigh. Les résultats

présentés ne sont valides que pour un nombre de Rayleigh inférieur à 10^3; pour des Ra supérieurs à 10^3, seule une discussion qualitative est présentée.

Au niveau expérimental, Elder (1965) a mené une série d'expériences ayant comme objectif de déterminer la distribution de température dans une cavité à l'aide de thermocouples. Quelques profils de vitesse en fonction du nombre de Rayleigh sont également présentés, mettant ainsi en évidence les régimes de conduction et de couche limite prédits par Batchelor. Sous certaines conditions, des cellules secondaires se superposent à l'écoulement principal. Les expériences de Eckert et Carlson (1961) ont confirmé plusieurs aspects de l'étude de Batchelor. Cependant, ces expériences ont également montré que le centre de la cavité n'est pas isotherme dans le régime de couche limite tel que l'avait prédit Batchelor. Dans le but de combler cette lacune dans la théorie de Batchelor, Gill (1966) a développé une solution analytique qui prédit une augmentation linéaire de la température au centre de la cavité en fonction de la hauteur. Les résultats présentés reposent sur l'hypothèse que le gradient de température horizontal est négligeable dans la région centrale de la cavité et ne sont valables que pour des rapports de forme élevés.

Ostrach et Maslen (1961) ont publié un article traitant de la stabilité d'un fluide en régime de convection naturelle pour des cavités verticales. Les auteurs postulent l'existence d'ondes de type Tollmien-Schlichting pour expliquer l'instabilité du fluide mais ne présentent pas de solution analytique complète. L'une des premières publications traitant de la stabilité du régime de couche limite a été réalisée par Vest et Arpaci (1969).

Raithby et al. (1976) ont analysé en détails le transfert thermique dans des cavités pour des rapports de forme élevés. Dans cette étude, la couche limite de vitesse est séparée en deux régions, l'une interne et l'autre externe. Dans la région interne, les forces d'Archimède sont en équilibre local avec les forces visqueuses et l'échange thermique se fait seulement par conduction. Des relations analytiques sont développées pour prédire le

profil de vitesse et le flux massique dans la région interne. La température moyenne et le taux de croissance de cette région sont également déterminés.

L'étude analytique de Bejan et Tien (1978) est également digne de mention. Trois modèles sont présentés pour prédire le taux de transfert de chaleur dans une cavité. Le premier modèle s'applique au cas où le nombre de Rayleigh tend vers zéro. Les autres modèles s'appliquent au régime de couche limite et au régime de transition. L'article présente les limites de chaque régime en fonction du nombre de Rayleigh et du rapport de forme. Une corrélation permettant d'estimer le nombre de Nusselt pour les trois régimes d'écoulement est présentée. Toutefois, les résultats développés ne sont valides que pour des cavités ayant un rapport de forme verticale très faible ($H/L << 1$).

Le groupe du professeur Hollands de l'Université de Waterloo a été à l'origine de quelques études expérimentales sur la convection naturelle dans les cavités. Mentionnons une étude réalisée sur des cavités inclinées (Hollands et al., 1976) ayant comme objectif de déterminer expérimentalement le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh et de l'inclinaison de la cavité. Les corrélations dérivées à partir des résultats expérimentaux sont valables pour une inclinaison inférieure à 60° et $Ra<10^5$. Notons également les travaux d'ElSherbiny et al. (1982) qui ont mené des expériences similaires en utilisant une version améliorée du montage de Hollands. L'objectif était de mesurer le transfert de chaleur par convection naturelle dans des cavités dont le rapport de forme vertical est compris entre 5 et 110. Les travaux d'ElSherbiny ont mené à la détermination de corrélations expérimentales pour la prédiction du nombre de Nusselt. Ces corrélations sont reconnues comme étant parmi les meilleures pour prédire le nombre de Nusselt dans une cavité.

2.2.2 Études sur les unités scellées

Wright et Sullivan (1989) sont à l'origine d'une excellente revue de la littérature sur la convection naturelle dans les unités scellées. On y passe en revue les articles d'importance depuis les expériences de Nusselt en 1909 jusqu'aux travaux de Korpela et al. (1982) sur la présence de plusieurs cellules secondaires de convection dans la cavité. Cette revue de la littérature ne sera pas reproduite ici mais les travaux réalisés depuis cette dernière revue seront présentés.

Les travaux de Korpela et al. (1982) ont soulevé plusieurs questions et de nombreux chercheurs se sont penchés sur l'existence de cellules secondaires à l'intérieur de la boucle de convection principale. Ces cellules sont superposées verticalement dans l'unité scellée et leur nombre dépend du rapport de forme et du nombre de Rayleigh.

La stabilité d'un écoulement de convection naturelle dans des cavités à grand rapport de forme a fait l'objet de nombreux articles ces dernières années. Ostrach (1988) passe en revue les publications scientifiques qui ont joué un rôle important dans la compréhension de ce phénomène. Ostrach propose également d'intensifier la recherche au niveau expérimental et met l'accent sur une mise à l'échelle adéquate des équations de conservation pour toutes études numériques. Le Quéré (1990) a tenté de déterminer numériquement l'évolution de la structure de l'écoulement en fonction du nombre de Rayleigh. L'auteur met en évidence la complexité de l'écoulement en montrant la non-unicité de la solution pour certaines conditions; la présence d'hystéréris dans le nombre de cellules secondaires observées et l'obtention de solutions transitoires.

L'étude de Wakitani (1997) montre également la complexité de l'écoulement dans une cavité remplie d'air et soumise à un différentiel de température en solutionnant les équations de conservation en régime transitoire. L'influence des conditions initiales sur la structure de l'écoulement est analysée pour plusieurs nombres de Rayleigh en utilisant

deux approches. La première approche consiste à démarrer la solution numérique à un nombre de Rayleigh beaucoup plus faible que le Ra désiré. Une fois la convergence atteinte, les résultats obtenus servent de conditions initiales pour effectuer une autre simulation à un nombre de Rayleigh légèrement supérieur. Ce processus est répété jusqu'au moment où le Ra désiré est atteint. Dans la seconde technique, le nombre de Rayleigh est fixé à la valeur désirée dès la première itération. Les résultats montrent que pour des valeurs de Ra comprises entre 1000 et 5000, le nombre de cellules de recirculation obtenu numériquement, dépend de la technique utilisée. Wakitani ne fournit pas d'explication sur les raisons physiques de ce phénomène.

Une étude numérique du transfert thermique dans des cavités possédant un rapport de forme comparable à ceux retrouvés dans les unités scellées de fenêtre est présentée par Zhao et al. (1997). Deux nombres de Rayleigh critiques, correspondant aux limites du régime d'apparition des multicellules, sont définis. Les limites des régimes de conduction et de couche limite en fonction du rapport de forme et de Ra sont également présentées. Pour des rapports de forme compris entre 30 et 80, une seule boucle de convection est observée si le nombre de Rayleigh est inférieur à 6000. L'augmentation de Ra fait ensuite apparaître plusieurs cellules secondaires de convection. L'étendu du régime des multicellules en fonction de Ra diminue rapidement avec l'augmentation du rapport de forme. Pour un rapport de forme supérieur à 80, l'écoulement passe directement du régime laminaire, à une seule boucle de convection, au régime turbulent. Wakitani (1998) a poursuivi l'étude de Zhao et al. en présentant un diagramme permettant de prédire le nombre de multicellules en fonction du rapport de forme et du nombre de Rayleigh. Selon ce diagramme, des solutions multicellulaires transitoires sont obtenues pour certaines conditions.

Dans sa thèse de doctorat, Wright (1990) a effectué une simulation numérique bidimensionnelle du transfert thermique dans une unité scellée à l'aide de la méthode des volumes finis. L'objectif de l'étude était de prédire la résistance à la condensation d'une

fenêtre. Le nombre de Nusselt obtenu numériquement est comparé aux expériences d'Elsherbiny (1982) et de Shewen et al. (1989). L'écart entre les nombres de Nusselt calculés par Wright et ceux obtenus expérimentalement est inférieur à 5%. Le code numérique présenté ne peut prédire la présence de multicellules pour certains nombres de Rayleigh. Ces cellules sont alors générées à l'aide d'un schéma de perturbation. Un volet de l'étude de Wright consistait à mesurer expérimentalement le flux de chaleur local pour quelques prototypes d'unités scellées. Les résultats de ces travaux sont également présentés par Wright et Sullivan (1988, 1989a, 1994).

En prenant comme point de départ les travaux mentionnés au paragraphe précédent, Wright et Sullivan (1995) proposent un modèle pour tenir compte de l'échange radiatif dans le cas où les surfaces de la cavité sont planes et parallèles mais non-isothermes. Dans le modèle présenté, la réflectivité du verre est séparée en une composante diffuse et spéculaire, ce qui rend le calcul du flux thermique radiatif relativement complexe. Les résultats obtenus sont ensuite comparés avec des mesures expérimentales. Il est montré que la composante spéculaire de la réflectivité du verre n'a pas d'impact significatif sur l'échange thermique dans l'unité scellée.

À l'aide d'un code de calcul commercial utilisant la technique des éléments finis, Curcija (1992) a modélisé le transfert thermique à travers une fenêtre en incluant le cadre. L'écoulement sur les surfaces externes de la fenêtre est également modélisé pour estimer les coefficients de film locaux. Les profils de vitesse obtenus dans la cavité montrent un mouvement unicellulaire pour toutes les simulations présentées ce qui va à l'encontre des résultats de certains chercheurs. Ceci provient du fait que Curcija pose comme hypothèse que le problème est stationnaire. L'influence de la courbure du vitrage et de l'infiltration/exfiltration d'air à travers le cadre ne sont pas considérées dans l'étude de Curcija.

Les limites du régime de conduction et du régime des multicellules sont présentées par Novak et al. (1993) pour des cavités dont les rapports de forme sont comparables à ceux retrouvés dans les fenêtres. Les limites entre ces régimes, obtenues numériquement, sont présentées en fonction du rapport de forme de la cavité et du nombre de Grashof. Ces chercheurs ont également étudié l'influence d'une condition de frontière adiabatique et d'une variation linéaire de température au sommet et à la base de la cavité où se trouve l'intercalaire. Il semble que l'impact de ces conditions aux frontières sur le nombre de Nusselt moyen dans la cavité soit très faible.

Tel que montré à la figure 1.2, la présence d'un film à faible émissivité entre les plaques de verre permet de réduire le transfert thermique radiatif de part et d'autre de la cavité. L'analyse numérique de l'interaction entre la radiation et la convection naturelle pour une cavité cloisonnée est présentée par Jayaram et al. (1997). Les surfaces sont considérées grises et diffuses et les équations de bases sont écrites sous une formulation vorticité-fonction de courant. L'influence des émissivités sur la distribution de température de surface et sur le transfert thermique convectif est présentée. L'augmentation des émissivités de surface a comme conséquence de diminuer le transfert thermique convectif mais augmente le transfert thermique total. Balaji et Venkateshan (1994a, 1994b, 1995) ont également publié quelques études sur le sujet.

Étant donné l'intérêt commercial d'avoir des fenêtres sans condensation de surface, l'évaluation de la résistance à la condensation des fenêtres est une avenue de recherche qui a suscitée beaucoup d'intérêts ces dernières années. À l'aide d'une méthode simplifiée permettant de modéliser le transfert thermique convectif et radiatif dans une unité scellée, McGowan (1995) a comparé les températures de surface obtenues numériquement aux températures mesurées expérimentalement pour cinq modèles de fenêtre. Les écarts observés entre les températures calculées et mesurées atteignent 5 °C dans certains cas. Selon McGowan, ces écarts s'expliquent par la difficulté à caractériser la variation du coefficient de film en fonction de la hauteur du coté intérieur de la fenêtre.

Poursuivant l'étude de McGowan, Wright (1998) a utilisé les progiciels VISION (CANMET, 1996b) et FRAME (CANMET, 1996a) pour déterminer le profil de température sur la surface intérieure d'une fenêtre. Wright a observé que la boucle de convection et la présence de scellant au pourtour du vitrage influence de façon significative la température de surface dans cette région. Cependant, Wright a utilisé un coefficient de convection constant du coté intérieur ce qui ne correspond pas à des conditions réalistes.

Un projet impliquant la collaboration de plusieurs chercheurs avait comme objectif de déterminer expérimentalement et numériquement la température de surface sur sept unités scellées soumises à des conditions hivernales. Le volet expérimental de cette étude est présenté par Griffith et al. (1996). Ces auteurs ont utilisé une caméra infrarouge pour déterminer la température sur la surface intérieure de la plaque de verre intérieure. La portion convective du coefficient de film du coté intérieur est déterminée en utilisant les corrélations d'Holman (1986), valable pour une plaque plane verticale soumise à un flux de chaleur constant, et les températures obtenues expérimentalement. Les résultats montrent bien la non-uniformité des températures de surface. De Abreu et al. (1996) présentent certains résultats numériques en rapport avec cette étude en modélisant le transfert thermique par la méthode des volumes finis. Les résultats montrent clairement l'influence du transfert thermique en bordure du vitrage sur les températures de surface. Elmahdy (1996), Sullivan et al. (1996) et Zhao et al. (1996) ont également contribué à cette étude.

À l'aide de la méthode des volumes finis et en utilisant un maillage structuré, De Abreu (1996) a modélisé le transfert de chaleur dans une fenêtre. L'influence des gains solaires sur le transfert thermique est également considérée. Cependant, le code numérique développé par De Abreu ne peut générer "naturellement" les cellules de recirculation observées pour certaines conditions. Ces dernières sont obtenues à l'aide d'un algorithme

de perturbation de l'écoulement. Cette méthode a l'inconvénient de fixer *a priori* le nombre de cellules de recirculation et est directement reliée à un Ra moyen.

Récemment, une étude expérimentale qui avait comme objectif la détermination du champ de vitesse de l'écoulement dans une cavité a été présentée par Lartigue (1999). La technique utilisée est celle de l'imagerie laser par particule (connu en anglais sous l'acronyme "PIV"). Les vitesses d'écoulement sont présentées pour des cavités droites et courbées. Quelques simulations numériques effectuées avec un code commercial complètent cette dernière étude. Certains résultats numériques et expérimentaux seront comparés avec le code numérique développé dans la présente étude. Plus de détails seront donnés au chapitre 7.

Il existe au moins deux progiciels commerciaux pour le calcul du transfert thermique par convection naturelle dans les unités scellées. Il s'agit des progiciels VISION et WINDOW. VISION a été dévelloppé par la compagnie Enermodal pour le compte de CANMET (1996b) avec le support scientifique du *Advanced Glazing Laboratory* de l'Université de Waterloo. Le progiciel WINDOW a été conçu au *Lawrence Berkeley Laboratory* (1994). Ces progiciels permettent de prédire la valeur du coefficient de déperdition thermique au centre du vitrage (U_{cg}). VISION fait appel aux corrélations expérimentales d'ElSherbiny et al. (1982). Une comparaison des méthodes de calcul du coefficient U_{cg} utilisées dans les progiciels VISION et WINDOW est présentée par Curcija et al. (1989).

2.2.3 Cavités dans le cadre

La figure 1.3 permet de constater qu'un cadre de fenêtre est généralement composé de plusieurs cavités remplies d'air. Les progiciels commerciaux FRAME et THERM développés respectivement par CANMET (1996a) et LBL (1994) permettent d'évaluer le coefficient de déperdition thermique du cadre (U_f) et de la bordure du vitrage (U_{eg}). Ces

progiciels modélisent le transfert thermique bidimensionnel par conduction dans les parties solides du cadre. Pour chaque cavité, une conductivité thermique effective est déterminée, ce qui permet de considérer les cavités comme des parties solides. La conductivité thermique effective est obtenue en combinant les coefficients de film radiatif et convectif. Ces coefficients sont obtenus à l'aide de relations empiriques telles que décrites dans un projet de norme de ASHRAE (1996). Tel que mentionné au chapitre 1, VISION et FRAME permettent de découpler la modélisation du champ de vitesse de la simulation du transfert thermique. FRAME utilise les composantes de la vitesse de l'écoulement déterminées par VISION pour estimer le coefficient de déperdition thermique en bordure du vitrage (Wright, 1998).

2.3 Études sur la courbure

Les premières études sur la courbure du vitrage dans les unités scellées se sont concentrées sur l'aspect mécanique du problème. Mentionnons tout d'abord l'étude de Solvason (1974) de l'institut de recherche sur la construction du conseil national de recherche du Canada qui a développé une méthode permettant le calcul de la différence de pression entre l'intérieur d'une unités scellées et l'extérieur. Cette différence de pression est causée par les changements de température et de pression barométrique ainsi que la pression du vent. Solvason montre également que les dimensions et la forme de l'unité scellée de même que l'espacement entre les plaques de verre et l'épaisseur du vitrage sont les principaux facteurs déterminant la courbure. L'analyse présentée est basée sur les hypothèses que les contraintes dans le verre et la déflexion sont proportionnelles à la différence de pression. Solvason suppose également que les plaques de verre sont simplement supportées et soumises à une charge uniforme, ce qui permet d'évaluer la flèche en utilisant la théorie linéaire de Timoshenko et Woinowsky-Krieger (1959).

À l'aide d'une simulation par éléments finis, Pilette et Taylor (1988) ont étudié les facteurs qui influencent de façon significative les contraintes thermomécaniques dans les doubles vitrages scellés. Outre l'effet de la variation de pression dans l'unité scellée, les simulations numériques montrent que le gradient de température entre la bordure et le centre du vitrage de même que le rayonnement solaire génèrent des zones de concentration de contraintes localisées en bordure du vitrage.

Il est également important de souligner la contribution de Patenaude (1991) qui mentionne que les principales variables affectant la courbure sont : les dimensions et l'épaisseur du vitrage, l'épaisseur de la lame d'air, la pression et la température lors de la fabrication de l'unité scellée et l'adsorption ou désorption du gaz de remplissage par le dessiccatif. Patenaude mentionne également que la courbure dégrade l'aspect visuel, change la résistance thermique et les performances acoustiques du vitrage. Cependant, l'auteur n'a pas quantifié le changement de résistance thermique en fonction de la courbure.

En utilisant les relations de Timoshenko, Bernier et Bourret (1997) ont quantifié l'effet de la courbure du vitrage causée par la variation de la pression barométrique et de la température du gaz de remplissage. Plusieurs calculs sont effectués pour des unités scellées soumises à des conditions hivernales. La variation de U_{cg} est également vérifiée sur une année en utilisant des données météorologiques pour Montréal et Toulouse (France). Il est clairement montré que la déflexion du verre a un impact significatif sur la valeur de U_{cg}. Dans certains cas, la valeur de la résistance thermique peut subir une baisse de l'ordre de 10% lorsqu'il y a courbure. Le coefficient U_{cg} est déterminé en utilisant un nombre de Nusselt obtenu des corrélations d'ElSherbiny (1982) pour des plaques planes. Bien que les auteurs aient tenu compte de la courbure en modifiant la largeur caractéristique de la cavité, il n'en demeure pas moins que ces corrélations ne sont valides que pour des plaques planes.

2.4 Études sur l'effet de l'infiltration

2.4.1 L'infiltration et le rendement énergétique

L'infiltration d'air dans un bâtiment est causée par une différence de pression entre l'extérieur et l'intérieur. Le vent et l'effet de cheminée sont les principales causes de cette différence de pression.

Pour déterminer les pertes par infiltration dans l'équation du rendement énergétique (équation 1.3) et du rendement énergétique spécifique (équation 1.5), le débit d'infiltration est mesuré expérimentalement sur une fenêtre correspondant à un format de référence. Tel que mentionné dans l'annexe II, la fenêtre testée est soumise à un différentiel de pression de 75 Pa dans des conditions isothermes (~20 °C de part et d'autre de l'échantillon). La procédure expérimentale est décrite dans la norme ASTM E283-91 (ASTM, 1991). Le débit ainsi obtenu est ramené à un débit équivalent pour une différence de pression plus réaliste, selon une procédure décrite dans les travaux de Sherman et Grismud (1980).

Tel que mentionné au chapitre précédent, le facteur PF dans l'équation du RE permet de tenir compte du différentiel de pression entre l'intérieur et l'extérieur d'un bâtiment causé par le vent et l'effet de cheminée. Bien qu'il existe différentes méthodes pour combiner ces deux effets (Walker et Wilson, 1993), l'approche de Sherman et Grismud (1980) est la plus répandue et est utilisée dans la norme.

Une étude de CANMET (1996b) a tenté de quantifier les pertes par infiltration en utilisant des données météorologiques pour quelques villes canadiennes. La différence de pression (ΔP) est évaluée en fonction de la vitesse du vent et de la température

extérieure. Cependant, il n'est pas possible de comparer ces résultats avec ceux de la norme puisque les modèles d'infiltration d'air sont différents ce qui mène à des ΔP différents.

Hallé et Bernier (1997) et Hallé et al. (1998) ont déterminé l'influence du transfert thermique conjugué entre le cadre et l'infiltration/exfiltration d'air, sur le rendement énergétique d'une fenêtre. Récemment, Bernier et Hallé (2000) ont poursuivi ces dernières études pour le compte de la société canadienne d'hypothèque et de logement. Cette dernière étude avait comme objectif de calculer le rendement énergétique spécifique pour quelques villes canadiennes en tenant compte du transfert thermique entre le cadre et l'air qui s'infiltre. Ces résultats ont permis de déterminer un rendement énergétique spécifique moyen pour une saison de chauffage qui a ensuite été comparé au *RES* calculé selon la norme. Les résultats et conclusions de ces études seront exposés au chapitre 5.

Une étude expérimentale menée par Patenaude et al. (1995) a permis de déterminer l'influence de la température extérieure sur le débit d'infiltration d'air à travers différentes fenêtres. L'étude montre que le taux d'infiltration augmente lorsque la température extérieure diminue. Cette augmentation s'explique par les mouvements thermomécaniques de la fenêtre qui rendent le joint d'étanchéité moins efficace. Pour une température extérieure de –30 °C, le débit d'infiltration mesuré sous un différentiel de 75 Pa est jusqu'à 5 fois plus important que le débit mesuré à 20 °C. Une augmentation si importante du débit d'infiltration aura un impact significatif sur le rendement énergétique.

Poursuivant l'étude initiale de Patenaude et al. (1995), Henry et Patenaude (1998) ont mesuré le débit d'infiltration de 35 fenêtres en fonction de la température extérieure. Les résultats de cette étude confirment l'augmentation du débit d'infiltration en fonction de la

température extérieure. Les auteurs affirment que cette augmentation du débit n'est pas attribuable au type de matériaux qui compose le cadre mais plutôt au design de la fenêtre.

2.5 Études sur les cristaux liquides thermochromiques

Avant d'aborder les études réalisées sur les cristaux liquides thermochromiques en tant que capteur de température, il est utile de prendre connaissance des propriétés physiques et de la structure moléculaire de ces composés.

2.5.1 Différents cristaux liquides

L'état cristallin liquide possède certaines propriétés caractéristiques de l'état liquide et d'autres propriétés associées à la phase solide. On qualifie souvent cet état intermédiaire de phase mésomorphe, les molécules y sont ordonnées mais possèdent également une certaine mobilité. La phase mésomorphe est divisée en deux grandes familles : les lyotrophes et les thermotropes. Les cristaux liquides lyotropes sont obtenus par le mélange de deux ou plusieurs substances organiques. Contrairement aux lyotropes, les thermotropes se présentent à l'état de substance pure et sont caractérisés par une phase mésomorphe qui n'est fonction que de la température. Les cristaux liquides appartenant au groupe des thermotropes se divisent en trois sous catégories appelées : smectiques, nématiques et cholestériques. Cette classification est basée sur la structure moléculaire et les propriétés optiques de ces composés.

Dans la phase smectique, les cristaux liquides ont un arrangement moléculaire relativement ordonné. Les phases nématique et cholestérique sont semblables au niveau des propriétés physiques. Cependant, les cristaux liquides dans la phase cholestérique possèdent des propriétés optiques intéressantes. Telle qu'indiquée schématiquement sur la figure 2.2, cette phase est caractérisée par un empilement de plans moléculaires

parallèles entre eux. Chaque plan possède un vecteur directeur ($\vec{r}$) qui tourne autour de l'axe z et dont l'orientation dépend de l'arrangement moléculaire. La rotation du vecteur directeur donne aux cristaux liquides une structure hélicoïdale. Le pas hélicoïdal est défini comme étant la distance longitudinale pour laquelle le vecteur directeur a tourné de 360°.

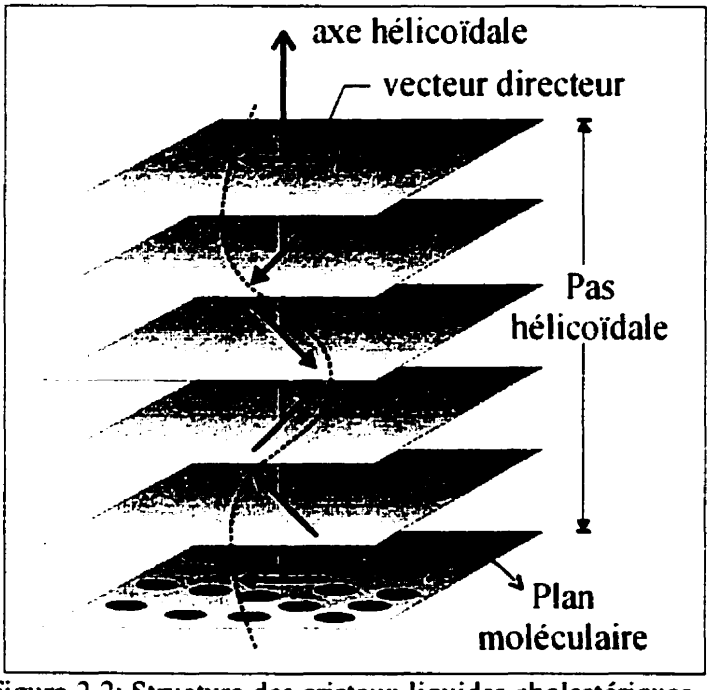


Figure 2.2: Structure des cristaux liquides cholestériques

2.5.2 Physique des cristaux liquides cholestériques

Soulignons tout d'abord que Levezac (1996), consacre un chapitre entier à la physique des cristaux liquides dans sa thèse de doctorat. Une description détaillée des types de cristaux liquides et de leur structure moléculaire y est présentée. Les cristaux liquides cholestériques se présentent sous différentes textures. Les plus courantes sont la texture de type focal conique où les axes hélicoïdaux sont perpendiculaires à la lumière incidente et l'arrangement de type Granjean dont les axes hélicoïdaux sont orientés dans la même direction que la lumière incidente. Cette texture possède plusieurs propriétés optiques.

Mentionnons la biréfringence, la rotation du plan de polarisation de la lumière incidente et la faculté de diffracter la lumière selon la loi de Bragg. L'ensemble de ces propriétés explique pourquoi une partie de la lumière blanche qui pénètre la texture planaire est réfléchie en une couleur très pure.

L'augmentation de la température change la structure moléculaire ce qui a un impact sur les longueurs d'ondes réfléchies. La dilatation des molécules a pour effet d'augmenter la distance entre les plans moléculaires ce qui augmente le pas hélicoïdal. Cependant, la hausse de température augmente également l'angle entre les vecteurs directeurs de deux couches successives ce qui a comme conséquence de diminuer le pas hélicoïdal. Dans presque tous les types de cristaux liquides disponibles dans le commerce, le second effet l'emporte sur le premier. Il y a donc diminution de la longueur d'onde réfléchie avec l'augmentation de température (Fig. 2.3).

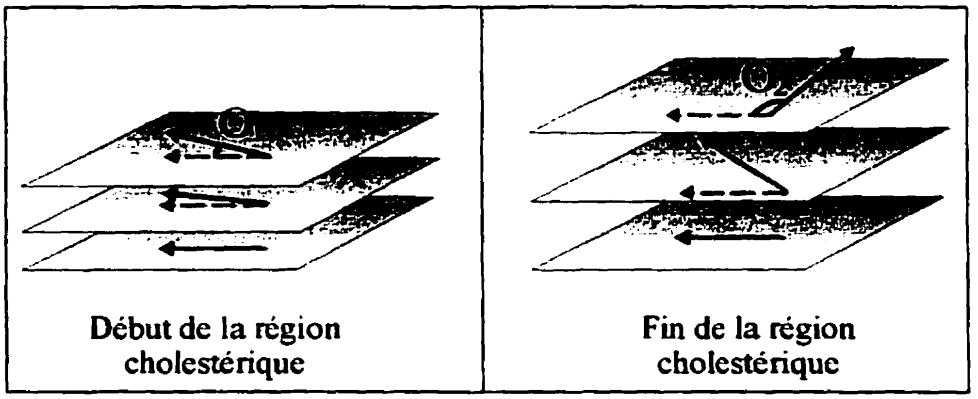


Figure 2.3: Variation du pas hélicoïdal en fonction de la température ($\Theta_1 < \Theta_2$)

La figure 2.4 montre l'évolution de la longueur d'onde réfléchie en fonction de la température pour des cristaux liquides dans la phase cholestérique. On remarque que seule la région centrale fait partie du domaine utile d'utilisation des cristaux liquides. En modifiant la composition chimique des cristaux liquides, il est possible de changer la température d'opération et d'obtenir une plage utile aussi faible que 0,5 °C.

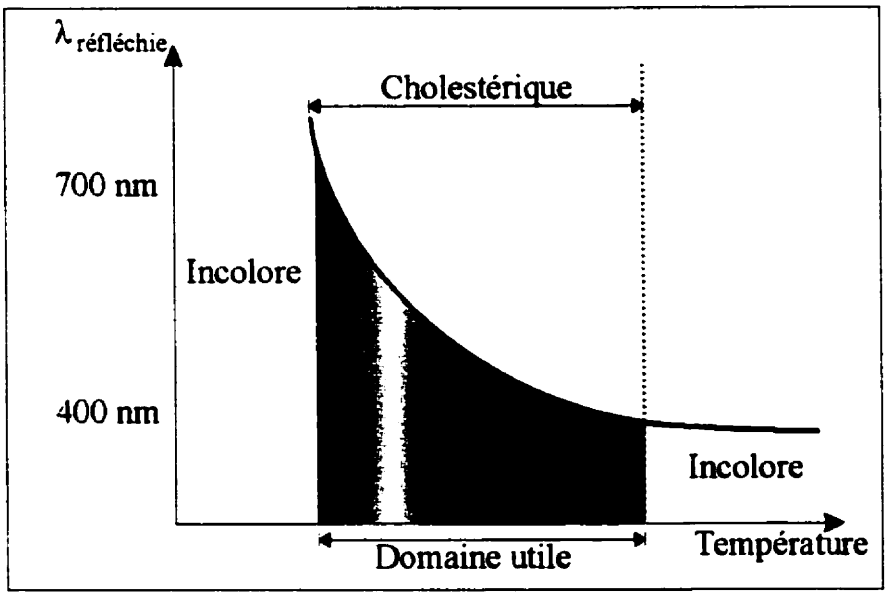


Figure 2.4: Courbe schématique de la réponse des cristaux liquides en fonction de la température

2.5.3 Études sur les cristaux liquides comme indicateur de température

En 1888, un botaniste autrichien du nom de Reinitzer observe que certaines substances organiques semblent posséder une structure ordonnée, caractéristique des solides tout en maintenant la fluidité d'un liquide. Reinitzer a appelé cette phase "cristaux liquides". Frieldel (1922) fut le premier à classifier les cristaux liquides en deux classes (lyotropes et thermotropes) et à introduire la nomenclature qui décrit les trois formes de l'état cristallin liquide: smectiques, nématiques et cholestériques. Depuis cette époque, l'intérêt pour les cristaux liquides s'est accru considérablement. L'utilisation commerciale des cristaux liquides dans la phase cholestérique, comme indicateur de température a vu le jour au début des années 70. Ce dernier type de cristaux liquides a la propriété de réfléchir la lumière de façon sélective en fonction de la température. Ainsi avec l'augmentation de température, les longueurs d'onde réfléchies font partie du domaine visible et partent du rouge pour aller vers le violet. Puisque le changement de couleur est

réversible, il est possible d'utiliser ce type de cristaux liquides comme capteur de température.

Les propriétés physico-chimiques et les possibilités offertes par les cristaux liquides thermochromiques sont abordées par Fergerson (1968) et Castellano et Brown (1973a, 1973b). Le manuel du manufacturier Hallcrest (1991) présente également une introduction sur la structure moléculaire, les mécanismes de protection et les domaines d'applications de ces composés.

Initialement, les mesures réalisées à l'aide des cristaux liquides thermochromiques n'étaient que qualitatives. Klein (1968) a déterminé qualitativement le point de transition entre le régime laminaire et turbulent sur une aile placée en soufflerie. Le changement de couleur donnait des renseignements sur le coefficient de friction mais aucune mesure quantitative n'a été effectuée. Les premières mesures quantitatives de température avec des cristaux liquides ont été réalisées par Cooper (1975).

Il est possible d'interpréter les couleurs réfléchies par les cristaux liquides par simple inspection visuelle. Goldstein et Timmers (1982) ont obtenu des coefficients d'échange convectif et une distribution de température sur une plaque chaude refroidie par un jet en utilisant une seule couleur. Ces auteurs ont utilisé des cristaux liquides encapsulés. Généralement, l'identification d'une couleur associée à une température est limitée au début du domaine utile soit la couleur rouge ou jaune. Hippensteele et al. (1985) ont utilisé des cristaux liquides pour mesurer le taux de transfert de chaleur local sur une pale de turbine. La distribution du coefficient de convection sur la pale est présentée en fonction de quelque nombres de Reynolds. L'isotherme correspondant à la couleur jaune est associée, par l'observateur, à la température obtenue pour la même couleur lors de l'étalonnage. Cette procédure a l'inconvénient d'être subjective et introduit une incertitude dans les mesures.

Simonich et Moffat (1982) ont amélioré cette technique en présentant des contours de coefficients d'échange convectifs. Les cristaux liquides sont éclairés avec une lampe au mercure qui produit trois longueurs d'ondes distinctes. En utilisant un filtre qui permet d'isoler l'une des longueurs d'ondes, il est possible d'obtenir l'isotherme correspondant à chaque longueur d'onde. Cependant, cette approche ne permet pas de mesurer une distribution continue de température car il est nécessaire de faire appel à une interpolation pour obtenir la température entre deux isothermes.

Les techniques de mesure se sont ensuite raffinées avec l'utilisation de filtres optiques qui éliminent la détermination subjective de la couleur par l'observateur. Par exemple, Akino et al. (1989) ont utilisé douze filtres optiques différent possédant une bande passante très étroite. Chaque filtre permet de mettre en évidence une couleur particulière. L'incertitude sur la mesure de la température varie de 0,1 à 0,5 °C selon le type de filtre utilisé.

Il faut attendre les travaux de Hollingsworth et al. (1989) et Camci et al. (1992) pour voir apparaître les premières publications utilisant une technique de mesure basée sur la théorie de la colorimétrie. L'utilisation de la colorimétrie va faciliter grandement l'utilisation des cristaux liquides. Il est alors possible d'obtenir simultanément plusieurs isothermes en utilisant la teinte de l'image. En effet, dans le domaine visible, la teinte correspond à la longueur d'onde dominante de la couleur. Par conséquent, il est relativement aisé de convertir la distribution de la teinte sur une feuille de cristaux liquides en distribution de la température. Camci et al. (1992) présentent une technique de mesure basée sur la détermination expérimentale de l'angle de teinte (H). L'article décrit en détail la conversion des couleurs de base (rouge, bleu, vert) en angle de teinte. Quelques observations concernant les conditions d'éclairage et leurs impacts sur la valeur de H sont également présentées.

Stasiek (1997) utilise également cette approche pour déterminer expérimentalement les coefficients d'échange convectif dans un échangeur de chaleur rotatif. L'analyse présentée permet d'obtenir expérimentalement des coefficients d'échange locaux et des nombres de Nusselt pour quelques nombres de Reynolds.

Levezac (1996) s'est également inspiré de la colorimétrie pour mesurer et visualiser les échanges de chaleur entre un écoulement et une paroi solide. Plusieurs mesures sont effectuées pour quantifier l'influence de l'angle d'observation, de la position, de l'angle et de l'intensité de l'éclairage. Levezac mentionne que l'angle d'observation a un impact sur la perception des couleurs si ce dernier s'éloigne trop de la normale de la surface à observer. Par contre l'influence de l'angle et de l'intensité de l'éclairage est moins marquée. La distribution de température sur une plaque suite à l'impact d'un jet est également étudiée. Finalement, l'auteur a tenté de quantifier le temps de réponse des cristaux liquides en vue de leurs utilisations pour caractériser des processus transitoires.

Dans une étude récente, Kukreja et Lau (1998) ont étudié la distribution du taux de transfert de chaleur locale pour un écoulement turbulent dans une conduite rectangulaire. Les cristaux liquides utilisés pour obtenir la température de surface se présentent sous forme de peinture en aérosol. Cette approche permet l'utilisation de cristaux liquides sur des surfaces complexes. La technique d'étalonnage des cristaux liquides est également exposée.

2.6 Études sur les éléments finis aux volumes de contrôle

La méthode numérique utilisée dans la présente étude pour modéliser le transfert thermique à travers une fenêtre est celle des éléments finis aux volumes de contrôle (CVFEM) à colocation d'ordre égal (Saabas, 1991). Les CVFEM découlent de concepts qui prennent leurs origines dans la méthode des volumes et des éléments finis. Cette méthode a l'avantage d'offrir la même flexibilité géométrique que la méthode classique

des éléments finis tout en permettant une interprétation physique simple propre à la méthode des volumes finis.

La méthode CVFEM a atteint une certaine maturité et elle est maintenant couramment utilisée pour des problèmes de conduction, convection-diffusion et d'écoulements en milieu fluide. Au milieu des années 70, le besoin d'étendre les possibilités de la méthode MAC (*Marker And Cell*), développée par Harlow et Welch (1965), et de la méthode des volumes finis à des géométries irrégulières, a motivé le développement des CVFEM. Les premières formulations combinaient des concepts empruntés aux volumes et aux éléments finis. Les travaux de Winslow (1967) et Taylor (1973) ont également joué un rôle important. Les CVFEM sont considérés comme un cas particulier de la méthode des résidus pondérés tel que suggéré par Finlayson (1972) et Zienkiewicz (1977).

Baliga et Patankar (Baliga, 1978 ; Baliga et Patankar, 1980) furent les premiers à développer les éléments finis aux volumes de contrôle pour des problèmes de convection-diffusion. Les équations de conservation sont écrites dans un système de coordonnées local à chaque élément et orienté dans la même direction que l'écoulement. Cette approche permet de réduire substantiellement les problèmes de diffusion numérique. Prakash (1986) a poursuivi les travaux de Baliga et Patankar en introduisant une fonction qui tient compte explicitement de l'influence des termes sources. Hookey et Baliga (1988) ont ensuite apportés des améliorations aux travaux de Prakash en incluant l'influence des termes sources dans les directions normales et parallèles à l'écoulement. Il en résulte une amélioration notable des résultats lorsque le terme source est inclus dans les fonctions d'interpolations. Une généralisation des travaux de Baliga pour des problèmes tridimensionnels de convection-diffusion a été proposée par LeDain-Muir et al. (1986). La discrétisation spatiale est réalisée à l'aide de tétraède à quatre nœuds. Cette méthode a connu un certain succès mais elle présente des difficultés de convergence lorsque les angles solides des éléments excèdent $\pi/2$ stéradian ou lorsqu'elle est utilisée pour des problèmes pour lesquelles les nombres de Péclet sont élevés (Saabas et Baliga,

1994). Schneider et Raw (1986) ont développé un schéma garantissant l'obtention de coefficients positifs dans les équations discrétisées. Cette méthode élimine les difficultés de convergence rencontrées par certains chercheurs mais elle exige davantage de temps de calcul.

La modélisation de problèmes impliquant le calcul de l'écoulement n'est pas triviale avec la méthode CVFEM. Si les composantes de vitesse et la pression sont stockées aux mêmes nœuds et interpolées sur les mêmes éléments, la solution des équations discrétisées peut admettre comme solution un champ de pression physiquement irréaliste. Dans la méthode des volumes finis classique, cette difficulté peut être contournée en utilisant un maillage décalé pour la pression. Une approche équivalente ne peut être envisagée avec la méthode CVFEM puisque les segments reliant les nœuds d'un maillage ne coïncident pas nécessairement avec les axes du système de coordonnées. Pour contrer ce problème, Baliga et Patankar (1983) ont proposé une méthode d'ordre inégale où les composantes de vitesse sont stockées aux six nœuds d'un élément triangulaire. Cet élément est ensuite divisé en trois sous-éléments. La pression et les composantes de vitesse d'écoulement sont interpolées respectivement sur les éléments principaux et les sous-éléments. Toutefois, cette approche ne satisfait pas exactement la loi de conservation de la masse autour des volumes de contrôle des équations du mouvement. De plus, cette méthode de discrétisation du domaine de calcul conduit à un maillage moins dense pour la pression que pour les composantes de vitesse.

Pour résoudre les difficultés associées à la méthode d'ordre inégale de Baliga, Prakash et Pantankar (1985) ont introduit une méthode à colocation d'ordre égal utilisant les variables primitives. Les problèmes de convergence causés par le calcul de la pression sont évités en utilisant une pseudo-vitesse et des coefficients de pression définis de façon similaire à la méthode SIMPLER (Patankar, 1980) de la méthode des volumes de contrôle classique. Ces quantités sont alors interpolées linéairement à l'intérieur de chaque élément ce qui permet de déterminer un champ de vitesse qui respecte localement

la conservation de la masse. Cette méthode a été testée avec succès pour la modélisation d'écoulements tridimensionnels (LeDain-Muir et Baliga, 1987).

La modélisation de problèmes avec écoulement nécessite l'utilisation d'un schéma d'interpolation spécifique pour les termes convectifs. Le schéma FLO (*Flow Oriented Upwind Scheme*) développé à l'origine par Baliga (1978) est défini dans un système de coordonnée élémentaire et orienté dans le sens de l'écoulement. Ce système de coordonnée est utilisé pour la dérivation des fonctions d'interpolation. Ce schéma tient compte du nombre de Péclet élémentaire et de l'orientation des composantes de vitesse de l'écoulement. Le schéma FLOS (Hookey et al. 1988) est une adaptation du schéma FLO où les fonctions d'interpolations tiennent compte explicitement de l'influence des termes sources à l'intérieur d'un élément. Par ailleurs, Schneider et Raw (1986, 1987) sont à l'origine du schéma MAW (*Mass Weighted skew upwind Scheme*). Ce type d'interpolation pour le calcul des vitesses d'écoulement, contrairement au schéma FLO et FLOS, garanti des coefficients positifs dans les équations discrétisées. Le schéma MAW défini une moyenne pondérée du débit massique des composantes de vitesse sur chaque face des volumes de contrôle. Par ailleurs, Masson et al. (1994) affirment que le schéma FLO est plus précis que le schéma MAW pour des problèmes impliquant des nombres de Péclet élémentaires relativement faibles. La recommandation de ces derniers auteurs est d'utiliser le schéma MAW seulement si le schéma FLO conduit à des problèmes de convergence ou des oscillations de la solution numérique. Le schéma FLOS, dans sa forme actuelle n'est par recommandé. En fait, le schéma FLO donne des résultats plus précis que le schéma d'interpolation FLOS, même pour des problèmes dominés par les termes sources (Hookey, 1989; Saabas, 1994).

Les fonctions d'interpolation développées par Prakash ont été modifiées par Hookey (1989) pour inclure explicitement les contributions des termes sources dans les directions parallèles et normales à l'écoulement à l'intérieur de chaque élément. L'algorithme SIMPLEC (Hutchinson et Raithby, 1986) est utilisé et la méthode a été testée avec succès

pour modéliser des écoulements compressibles bidimensionnels. Cependant, la méthode de Hookey fait intervenir un grand nombre de paramètres dans les équations discrétisées. Les coefficients de chaque équation de conservation doivent être stockés simultanément, ce qui rend difficile l'utilisation de la méthode pour des problèmes tridimensionnels.

Dans sa thèse de doctorat, Saabas (1991) a adapté les schémas d'interpolation FLO, FLOS et MAW en une approche qui utilise directement les variables primitives et qui est applicable aux maillages non-structurés. Les idées développées par Saabas permettent de résoudre les problèmes rencontrés avec les méthodes précédentes. Masson et al. (1994) ont appliqué ces idées avec succès pour modéliser des écoulements bidimensionnels diphasiques.

La méthode des éléments finis aux volumes de contrôle a également été utilisée avec succès pour résoudre des problèmes de convection naturelle. Mentionnons l'étude de Kettleborough et Van Dijh (1992) qui ont appliqué cette méthode pour modéliser le transfert de chaleur lors du refroidissement d'équipements électroniques. Les équations de Navier-Stokes et l'équation d'énergie sont solutionnées en régime transitoire. Les résultats obtenus avec les CVFEM, sous une formulation en variables primitives, sont comparés à ceux obtenus, sous une formulation vorticité-courant, par la méthode des différences finies. Les deux méthodes donnent des résultats presque identiques.

Völker et al. (1996) présentent une technique de raffinement successif de maillage où les éléments finis aux volumes de contrôle sont utilisés pour résoudre des problèmes de convection naturelle. Cette technique a l'avantage d'accélérer la convergence de la solution. Finalement, il est utile de souligner qu'une revue exhaustive de l'origine de la méthode des éléments finis aux volumes de contrôle et des principales contributions qui ont mené à son développement est présentée dans la thèse de doctorat de Saabas (1991).

CHAPITRE 3

MÉTHODOLOGIE NUMÉRIQUE

3.1 Introduction

L'étude du transfert thermique dans une fenêtre est un problème relativement complexe de par la diversité des phénomènes présents. En effet, on retrouve un régime de conduction pure dans les parties solides de la fenêtre; du transfert thermique par convection et radiation dans l'unité scellée et du transfert thermique conjugué entre l'air qui s'infiltre et la conduction de chaleur dans le cadre.

Ce chapitre débute par une présentation de la géométrie étudiée, ainsi que par une description du modèle mathématique et des conditions frontières du problème. Ensuite, les fondements de la méthodologie numérique seront exposés, de la génération du maillage jusqu'à la solution des équations discrétisées. Finalement, les équations de bases régissant la courbure du vitrage seront présentées.

3.2 Géométrie étudiée

Tel que décrit dans les deux premiers chapitres, l'objectif du volet numérique est de simuler le transfert thermique dans une fenêtre complète. La figure 3.1 présente la géométrie modélisée. Cette figure montre une configuration réaliste où la fenêtre est située entre deux ambiances à des températures différentes, dénotées ici par T_{int} et T_{ext}. Tel qu'il sera montré plus loin, la courbure du vitrage, lorsqu'elle existe, prend une forme similaire à celle d'une poutre soumise à un chargement uniforme, tel que montré par les pointillés sur la figure 3.1.

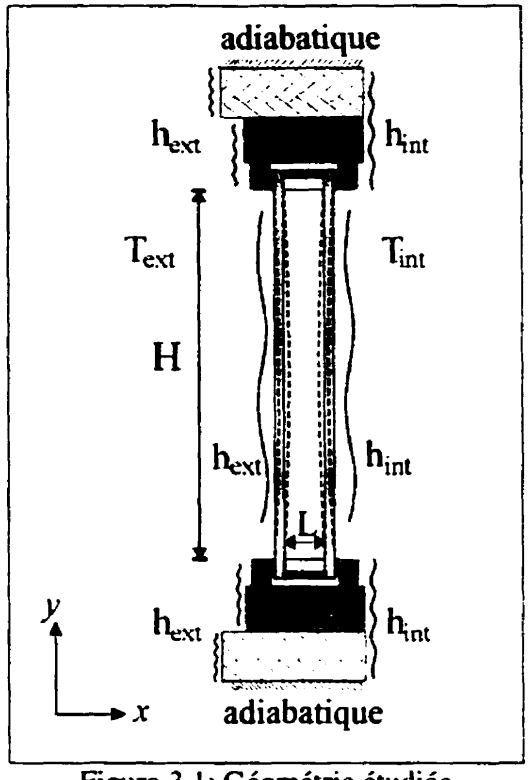


Figure 3.1: Géométrie étudiée

3.3 Modèle mathématique

Les équations de Navier-Stokes et l'équation de conservation de l'énergie régissent le transfert thermique dans une fenêtre. Les hypothèses suivantes sont utilisées:

1. Le problème est bidimensionnel.
2. L'écoulement dans l'unité scellée est laminaire et incompressible.
3. Le fluide est Newtonien.
4. La dissipation visqueuse et le travail fait par les forces de pression sont négligeables.
5. Les propriétés physiques du fluide (C_p, μ et k_f) et des parties solides (k_s) sont constantes et évaluées à une température moyenne. Toutefois, la masse volumique, dans le terme représentant la force gravifique (terme d'Archimède)

dans l'équation du mouvement selon l'axe y, varie linéairement avec la température (approximation de Boussinesq). Ainsi, la masse volumique (ρ) est remplacée par $\rho[1-\beta(T-T_0)]$ dans cette équation, où β est le coefficient d'expansion volumique et T_0 est une température de référence.

Tel que mentionné au chapitre précédent en rapport avec l'étude de Lee et Korpela (1983), il est important de conserver les termes transitoires dans les équations de conservation de façon à tenter de reproduire numériquement les cellules de convection secondaires dans l'unité scellée. De plus, pour des nombres de Rayleigh relativement élevés, Zhao et al. (1997) ont observé des problèmes de convergence lors de la simulation d'écoulement en régime stationnaire. Donc, les équations décrivant le transfert thermique dans une fenêtre, en coordonnées cartésiennes, sont:

l'équation de conservation de la quantité de mouvement en x,

$$\rho\left[\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}\right]=-\frac{\partial p}{\partial x}+\mu\left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 u}{\partial y^2}\right] \qquad \textbf{(3.1)}$$

l'équation de conservation de la quantité de mouvement en y,

$$\rho\left[\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}\right]=-\frac{\partial p}{\partial y}+\mu\left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2}+\frac{\partial^2 v}{\partial y^2}\right]+g\rho\beta(T-T_o) \qquad \textbf{(3.2)}$$

l'équation de continuité,

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \qquad \textbf{(3.3)}$$

et l'équation de conservation d'énergie

$$\rho C_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right] = k \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \qquad \textbf{(3.4)}$$

Dans ces dernières équations, C_p est la chaleur spécifique, g représente l'accélération gravitationnelle et k est la conductivité thermique. La masse volumique et la viscosité dynamique du fluide sont représentées par ρ et μ, respectivement. La température est symbolisée par T et les composantes de la vitesse de l'écoulement selon les axes x et y sont, respectivement, u et v. Notons que le symbole p présent dans les équations du mouvement représente la pression dynamique. Les équations 3.1 à 3.4 permettent le calcul du transfert thermique dans toute la fenêtre. Toutefois, dans les parties solides de la fenêtre, il n'y a pas d'écoulement et uniquement l'équation de conservation d'énergie s'applique dans ces régions.

Les deux premières hypothèses mentionnées précédemment méritent d'être discutées. Outre le fait qu'une simulation numérique tridimensionelle en régime transitoire exigerait des ressources informatiques considérables, Hollands (1978) a montré que la convection naturelle dans une cavité est essentiellement bidimensionnelle à condition que le rapport de forme (W/L) soit supérieur à 20 (fig. 2.1). Si l'on considère que pour une fenêtre la valeur de L est de l'ordre de 13 mm, il faut alors que W soit supérieur à 26 cm pour que l'hypothèse soit valide. Cette condition est satisfaite pour la très grande majorité des fenêtres. Pour ce qui est de la deuxième hypothèse, Wright et Sullivan (1994) mentionnent que pour une fenêtre soumise à des conditions réelles, le nombre de Rayleigh est généralement inférieur à 10^4. Par conséquent, il n'est pas nécessaire de

modéliser la turbulence. Cette constatation, couplée à l'analyse de Gray et Giorgini (1976) sur les limites d'application de l'approximation de Boussinesq, nous indique également que l'hypothèse 5 est tout à fait justifiée. Mentionnons finalement que l'hypothèse 4 peut être vérifiée en comparant l'importance de la dissipation visqueuse et du transfert thermique conductif.

$$\frac{Dissipation\ visqueuse}{Conduction} \approx \frac{\mu C_p \ U^2}{k \ C_p \Delta T} = Pr\ Ec \qquad (3.5)$$

où Pr et Ec représentent les nombres de Prandtl et d'Eckert, respectivement. En substituant des valeurs représentatives soient $U \approx 0{,}1$ m/s, Pr=0,71, C_p=1000 J/kg°C et $\Delta T \approx 20$ °C, on a:

$$\frac{Dissipation\ visqueuse}{Conduction} \approx 10^{-7} \qquad (3.6)$$

Par conséquent, le terme de dissipation visqueuse peut être négligé.

Les équations 3.1 à 3.4 peuvent s'exprimer sous une forme générale. Ainsi, pour une variable dépendante ϕ, on a:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J}_\phi = S_\phi \qquad (3.7)$$

où S_ϕ représente un terme source et $\vec{J}_\phi$ est la somme des flux convectif, $\vec{J}_\phi^{\,c}$, et diffusif, $\vec{J}_\phi^{\,d}$. Ce flux s'exprime par:

$$\vec{J}_\phi = \vec{J}_\phi^{\,c} + \vec{J}_\phi^{\,d} = \vec{U}\phi - \Gamma_\phi \vec{\nabla}\phi \qquad (3.8)$$

où la vitesse de l'écoulement est représentée par $\vec{U}$ et Γ_ϕ est le coefficient de diffusion. Le tableau 3.1 permet de retrouver les équations de conservation à partir des relations 3.7 et 3.8.

Tableau 3.1: Équations de conservation

Équation	ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
Quantité de mouvement selon l'axe x	u	μ/ρ	$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x}$
Quantité de mouvement selon l'axe y	v	μ/ρ	$-\frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y}+g\beta(T-T_a)$
Continuité	1	0	0
Énergie	T	$k/\rho C_p$	0

En intégrant les équations de conservation autour d'un volume de contrôle V tel qu'indiqué sur la figure 3.2, on obtient en utilisant le théorème de Green:

$$\int_V \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial \phi}{\partial t}\right] dt\, dV + \int_t^{t+\Delta t} \iint_{\delta S} \vec{J}_\phi \cdot \hat{n}\, ds\, dt = \int_t^{t+\Delta t} \int_V S_\phi\, dV\, dt \qquad \textbf{(3.9)}$$

où δS est la surface occupée par le volume de contrôle, $\hat{n}$ est un vecteur de longueur unitaire et normal à l'élément de surface ds.

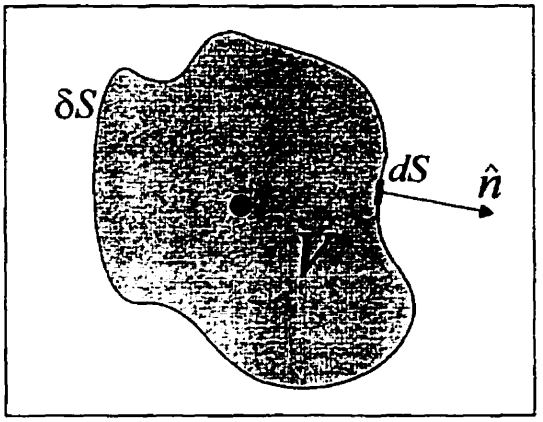


Figure 3.2: Volume de contrôle (V) et élément de surface ds

3.4 Adimensionnalisation

Étant donné la complexité de la géométrie étudiée, une adimensionnalisation complète des équations n'apparaît pas appropriée dû au grand nombre de paramètres adimensionnels qui en résulterait. Citons cependant l'étude de Kim et Viskanta (1984) qui ont modélisé l'écoulement en régime de convection naturelle dans une cavité en tenant compte de l'échange radiatif et de la conduction de chaleur dans les parois solides. Leur adimentionnalisation conduit à l'identification de 10 paramètres adimentionels indépendants, les principaux étant: le nombre de Rayleigh (Ra), le nombre de Prandtl (Pr), le rapport de forme vertical (H/L), l'émissivité de surface (ε) et le rapport entre la conductivité thermique et la diffusivité thermique des régions fluide et solide.

3.5 Conditions aux frontières

La figure 3.1 montre les conditions aux frontières appliquées à la géométrie étudiée. On remarque la présence de deux surfaces adiabatiques horizontales au bas et au sommet de la fenêtre, représentant la structure du bâtiment. Sur les surfaces intérieure et extérieure, le flux de chaleur est imposé par le biais de coefficients de convection (h_{int} et h_{ext}). Ainsi,

contrairement à la plupart des études classiques sur le transfert de chaleur dans des unités scellées, les températures de surface de l'unité scellée ne sont pas connues *a priori* et ne sont pas nécessairement isothermes. Aux frontières entre le fluide et la cavité formée par l'unité scellée, on impose à l'écoulement la condition d'adhérence ($u = v = 0$).

La figure 3.3 montre les conditions aux frontières imposées pour le calcul de l'infiltration d'air au travers du cadre de la fenêtre. Mentionnons que la condition d'adhérence s'applique aux parois solides de la fente. Le débit massique dans la fente est l'une des données du problème et un profil de vitesse parabolique correspondant à ce débit est imposé à l'entrée. La détermination de ce débit d'infiltration sera présentée au chapitre 5. À la sortie de la fente, la valeur des variables dépendantes et les flux convectif et diffusif sont inconnus. Cette condition frontière est traitée en supposant que la diffusion est négligeable dans cette région. On a ainsi:

$$-\Gamma_\phi \left.\frac{\partial \phi}{\partial x_i}\right|_{\substack{\text{sortie de} \\ \text{l'écoulement}}} = 0 \qquad \textbf{(3.10)}$$

Le même type de condition frontière est imposée pour modéliser le transfert thermique conjugué entre le cadre et l'écoulement en régime d'exfiltration.

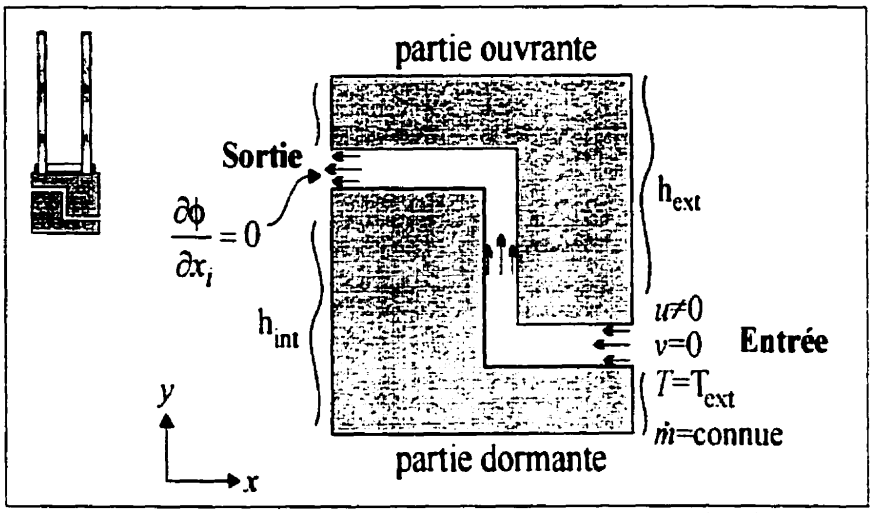


Figure 3.3: Conditions aux frontières imposées pour l'infiltration

3.6 Calcul du transfert thermique radiatif dans la cavité

Pour modéliser le transfert thermique dans une fenêtre, il est essentiel de tenir compte de l'échange thermique par rayonnement entre les surfaces situées à l'intérieur de l'unité scellée. Dans le calcul du transfert thermique radiatif, les hypothèses suivantes sont utilisées:

1. le milieu est non-participant,
2. les surfaces internes sont grises et diffuses,
3. l'émissivité de surface (ε) est indépendante de la température de surface et
4. chaque segment délimité par les volumes de contrôle aux parois internes de la cavité est à une température constante.

La première hypothèse invoquée pour le calcul de l'échange radiatif repose sur le fait que l'air sec est transparent au rayonnement infrarouge (Rosenow et al. 1985). La deuxième hypothèse s'appuie sur les observations de Wright et Sullivan (1995) qui ont modélisé le transfert thermique dans une cavité en tenant compte de la réflexion spéculaire du

rayonnement sur le verre. Ils ont montré que la composante spéculaire de la réflectivité du verre avait peu d'impact sur le transfert radiatif total. Par conséquent l'émissivité et l'absortivité (α) sont considérées comme étant indépendantes de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence.

À l'aide des hypothèses énoncées plus haut, le transfert thermique par radiation peut être modélisé par la méthode NRM "*Net Radiation Method*" développée par Hottel (1954) et présentée en détail par Siegel et Howell (1981). L'objectif de cette méthode est de déterminer l'énergie incidente sur chaque segment de la cavité en supposant que la température de cette surface est connue. Tel que montré schématiquement à la figure 3.4, la cavité de l'unité scellée est formée de N surfaces discrètes (A_j) d'émissivité de surface (ε_j) différente. Chaque segment est délimité par les frontières des volumes de contrôle qui interceptent la frontière entre les parois solides et l'écoulement.

Un bilan d'énergie sur chaque segment conduit au système d'équations suivant:

$$\sum_{j=1}^{N}\left[\frac{\delta_{ij}}{\varepsilon_j}-F_{i-j}\left(\frac{1-\varepsilon_j}{\varepsilon_j}\right)\right]\frac{Q_j}{A_j}=\sum_{j=1}^{N}\left(\delta_{ij}-F_{i-j}\right)\sigma T_j^4 \qquad \textbf{(3.11)}$$

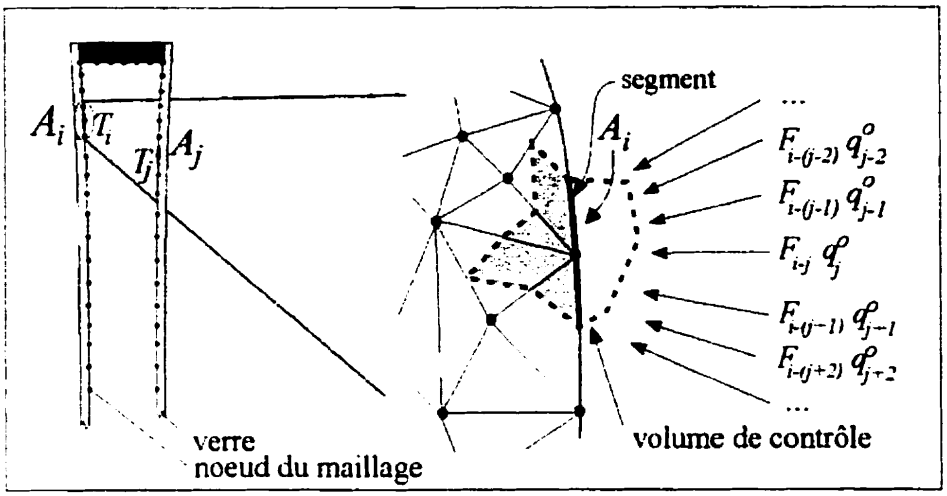


Figure 3.4: Nomenclature utilisée pour l'évaluation du flux radiatif total

où Q_i est l'énergie perdue par chaque surface, δ_{ij} est le symbole delta de Kroneker, σ est la constante de Stefan-Boltzmann ($5{,}67\times10^{-8}$ W/m^{2}K^4) et F_{i-j} est le facteur de forme entre les surfaces *i* et *j*. Le facteur de forme est défini comme étant la fraction de l'énergie qui quitte la surface A_i pour être interceptée par la surface A_j. Les détails du calcul de F_{i-j} sont présentés à l'annexe III. La température moyenne sur chaque segment (T_j) est déterminée à partir des résultats de l'itération précédente. L'évaluation du facteur de forme se fait à l'aide de la règle des segments croisés de Hottel (1954) (annexe III). En réarrangeant l'équation 3.11, on a :

$$\sum_{j=1}^{N}\left[\delta_{ij}-(1-\varepsilon_i)F_{i-j}\right]q_j^o=\varepsilon_i\,\sigma\,T_i^4 \qquad \textbf{(3.12)}$$

où q_j^o est le flux radiatif qui quitte la surface *j*.

Ce système d'équations peut être écrit sous la forme matricielle suivante:

$$\sum_{j=1}^{N} a_{ij}\, q_j^o = C_i \qquad \textbf{(3.13)}$$

où $a_{ij} = \delta_{ij} - (1-\varepsilon_i)F_{i-j}$ et $C_i = \varepsilon_i \sigma T_i^4$. Pour une configuration particulière, le facteur de forme est constant et l'émissivité de surface est considérée comme étant indépendante de la température. Par conséquent, les éléments de la matrice inverse $(a_{ij})^{-1}$, peuvent être calculés dans une opération de prétraitement. Ces éléments sont déterminés à l'aide d'une décomposition LU (Press et al., 1992) de la matrice suivie d'une substitution inverse. Les expressions 3.11 et 3.12 permettrent de déterminer le flux radiatif total (q_i) perdu par chaque segment de la cavité.

$$q_i = q_i'' - \sum_{j=1}^{N} F_{i-j}\, q_j'' \qquad \textbf{(3.14)}$$

Pour une température de surface connue sur chaque segment, les équations 3.13 et 3.14 peuvent être solutionnées pour déterminer q_i. Puisque le flux radiatif total dépend de la température de surface, celui-ci doit être évalué à chaque itération. L'énergie totale perdue (ou gagnée) par chaque segment est:

$$Q_i = q_i A_i \qquad \textbf{(3.15)}$$

Les effets radiatifs sont inclus dans l'équation d'énergie par le biais d'un terme source dans chaque volume de contrôle situé aux frontières internes de la cavité. Notons qu'un changement de la température sur les surfaces internes de l'unité scellée affectera les trois modes de transfert thermique dans la fenêtre. Le problème étudié est par conséquent fortement couplé étant donné l'interaction entre la radiation et la température de surface.

3.7 Méthode de solution

Le problème étudié est doublement couplé. Premièrement, le flux radiatif incident sur chaque segment de la cavité est influencé par la température de surface. Deuxièmement, l'équation de la quantité de mouvement selon l'axe y est couplée à l'équation d'énergie par le biais du terme d'Archimède. La méthode de solution devra nécessairement tenir compte de ce double couplage. Les principales étapes de l'algorithme de solution sont :

1. détermination de la courbure du vitrage,
2. discrétisation du domaine de calcul en éléments et en volumes de contrôle,
3. intégration des équations de conservation sur les volumes de contrôle,
4. détermination des fonctions d'interpolation des variables dépendantes et des propriétés thermophysiques,
5. les contributions de chaque élément sont approximées par une relation algébrique. Ces relations algébriques sont ensuite assemblées élément par élément,
6. application des conditions aux frontières,
7. solution des systèmes matriciels résultants,
8. vérification de la convergence. Retour à l'étape 3, si nécessaire,
9. incrémenter le pas de temps. Retour à l'étape 3, si nécessaire,
10. sortie des résultats.

La description de la méthode pour le calcul de la courbure du vitrage sera présentée dans la section 3.11. La procédure utilisée pour les étapes 2 à 10 est décrite dans les sous-sections suivantes.

3.7.1 Discrétisation du domaine de calcul

La figure 3.5 montre une région quelconque du domaine de calcul. On remarque que celui-ci est divisé en éléments triangulaires aux sommets desquels se trouvent les nœuds. Les volumes de contrôle sont construits en déterminant les points milieux de chaque segment formant un élément. Ces points sont ensuite reliés de façon à former deux frontières de volume de contrôle à l'intérieur de chaque élément. Cette procédure, proposée par McCormick (1989), permet de générer deux frontières de volume de contrôle à l'intérieur de chaque élément par rapport à trois frontières dans la procédure présentée par Baliga (1980). La quantité d'informations à conserver en mémoire est par conséquent réduite. Si l'une des frontières délimitant le domaine de calcul est courbée, cette frontière est approximée par une série de segments linéaires. La figure 3.6 montre les détails de la discrétisation du domaine pour un élément particulier.

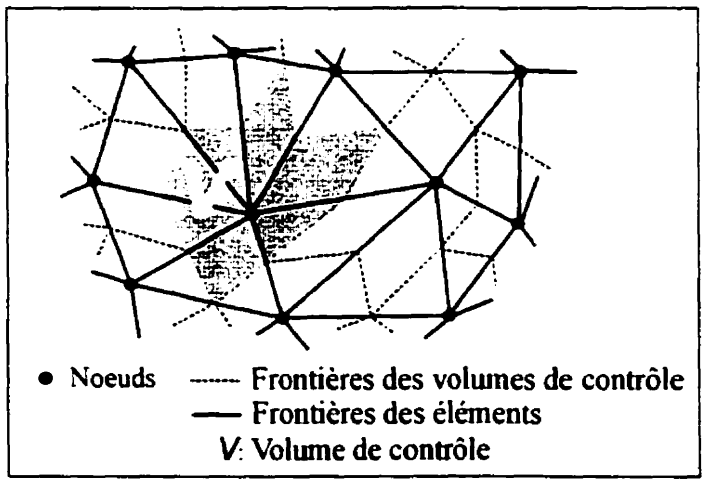


Figure 3.5: Discrétisation du domaine de calcul

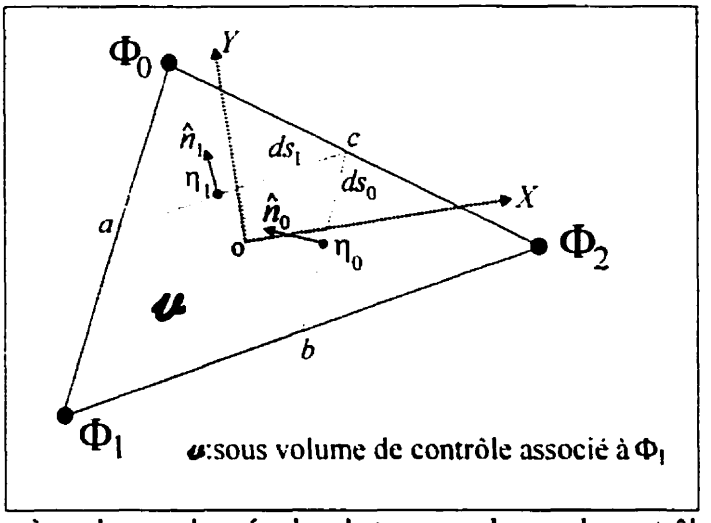


Figure 3.6: Système de coordonnées local et sous-volumes de contrôle pour un élément

Mentionnons que les volumes de contrôle ne se superposent pas les uns par rapport aux autres et qu'ils couvrent complètement le domaine de calcul. La discrétisation du domaine spatial est effectuée à l'aide d'un générateur de maillage (Tchon, 1993) utilisant la méthode du front mobile (Peraire et al., 1987). Contrairement à la méthode de Delaunay (O'Rourke, 1994), la génération de maillage par front mobile ne garantie pas que les approximations algébriques du transport par diffusion contribuent positivement aux coefficients des équations discrétisées. Cependant, un algorithme de relaxation du maillage non-structuré permet de redistribuer équitablement la densité et la forme des éléments de façon à assurer une contribution positive des approximations algébriques dans les coefficients de transport.

Le générateur de maillage utilisé permet d'obtenir directement la connectivité nodale et élémentaire. Cependant, ce générateur de maillage a dû être modifié pour fournir des informations spécifiques à la méthode CVFEM utilisée dans la présente étude.

3.7.2 Discrétisation temporelle

La discrétisation temporelle est réalisée en utilisant un schéma complètement implicite. L'intégrale contenant les dérivées des variables dépendantes par rapport au temps est approximée par la relation suivante :

$$\int_V \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial \phi}{\partial t}\right] dt\, dV \equiv \int_V \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\phi^{t+\Delta t} - \phi^t}{\Delta t}\right] dt\, dV = \left[\phi^{t+\Delta t} - \phi^t\right] \Delta V \qquad \textbf{(3.16)}$$

où Δt représente le pas de temps utilisé lors des simulations. Ce schéma suppose que la valeur nodale de ϕ est constante sur le volume de contrôle. De plus, le schéma implicite pose comme hypothèse que les flux convectif et diffusif, les termes sources et le gradient de pression sont évalués au temps $t + \Delta t$. Par conséquent, ϕ^t apparaît seulement dans le terme temporel. Le schéma implicite a l'avantage d'être inconditionnellement stable et, par conséquent, de n'imposer aucune restriction sur le choix du pas de temps.

3.7.3 Intégration des équations de conservation

En deux dimensions, les intégrales de volume et de surface des équations de conservation (équation 3.9) deviennent, respectivement, des intégrales de surface et de ligne. En appliquant l'équation 3.9 autour du volume de contrôle qui entoure le nœud Φ_1 (figure 3.6), on a respectivement pour chaque équation de conservation :

$$\int_{lbca} \int_t^{t+\Delta t} \left[\frac{\partial \phi}{\partial t}\right] dt dv + \int_t^{t+\Delta t} \int_b^c \vec{J}_\phi \cdot \hat{n}_0\, ds_0\, dt + \int_t^{t+\Delta t} \int_c^a \vec{J}_\phi \cdot \hat{n}_1\, ds_1\, dt - \int_t^{t+\Delta t} \int_{lbca} S_\phi\, dv +$$

[contributions similaires des autres éléments entourant le nœud Φ_1] +

[conditions aux frontières, si applicables] = 0 **(3.17)**

où $\hat{n}_0$ et $\hat{n}_1$ sont des vecteurs normaux et unitaires aux éléments de longueur ds_0 et ds_1 et $\bar{J}_\phi$ est donné par la relation 3.8. L'équation 3.17 représente la forme intégrale des équations de conservation. Les flux de convection, de diffusion et les termes sources doivent être approximés pour résoudre numériquement cette dernière équation. Par conséquent, l'évaluation des intégrales de l'équation 3.17 requiert la spécification de fonctions d'interpolation définies au niveau élémentaire. Ces fonctions sont nécessaires pour les variables dépendantes, les termes sources et les propriétés thermophysiques. La méthode exposée dans cette thèse est d'ordre égal, c'est-à-dire que les variables dépendantes sont stockées sur les mêmes nœuds et sont interpolées par des fonctions du même degré. Pour des raisons de commodité, les fonctions d'interpolation sont définies par rapport à un système de coordonnée local dont l'origine coïncide avec le centroïde de l'élément (figure 3.6).

3.7.4 Fonctions d'interpolation des propriétés thermophysiques et des termes sources

La conductivité thermique (k), la chaleur spécifique (C_p), la masse volumique (ρ) et la viscosité dynamique (μ) sont stockées au centroïde de chaque élément. Ces propriétés thermophysiques sont supposées constantes à l'intérieur de l'élément. Les termes sources (S_ϕ) sont linéarisés, si nécessaire, selon l'approche suivante :

$$S_\phi = S_\phi^C + S_\phi^P \phi_i \qquad \textbf{(3.18)}$$

Dans cette relation la valeur de ϕ_i est supposée uniforme dans chaque sous-volume de contrôle. La partie constante du terme source représentée par S_ϕ^C et le coefficient de ϕ_i

(S_ϕ^P) sont évalués au centroïde d'un élément et sont supposés uniformes à intérieur des sous-volume de contrôle dans l'élément.

3.7.5 Fonctions d'interpolation pour la pression

La pression est interpolée à l'intérieur de chaque élément à l'aide d'une relation linéaire.

$$p = a_p x + b_p y + c_p \tag{3.19}$$

Les coefficients a_p, b_p et c_p relient la valeur nodale de la pression à la géométrie de l'élément. L'évaluation de ces coefficients est présentée à l'annexe IV. En notation tensorielle et en utilisant la convention de somme d'Einstein, le gradient de pression présent dans les équations de conservation de la quantité de mouvement s'écrit :

$$\frac{\partial p}{\partial x_i} = (\Lambda_i)_j P_j \tag{3.20}$$

La définition de Λ_i est donné à l'annexe IV et la variable P_j fait référence aux valeurs nodales de la pression.

3.7.6 Fonctions d'interpolation pour le flux diffusif

L'équation 3.8 montre que le transport des variables dépendantes est composé d'un flux convectif et diffusif. Le transport par diffusion est approximé en utilisant une interpolation bilinéaire à l'intérieur de chaque élément. Dans un système de coordonnée local (X,Y) dont l'origine coïncide avec le centroïde de l'élément, les fonctions d'interpolation ont la forme suivante :

$$\phi^d = A_\phi^d X + B_\phi^d Y + C_\phi^d \tag{3.21}$$

où l'exposant d indique que ce type d'interpolation est utilisé pour modéliser le flux de diffusion ($\bar{J}_\phi^d$). Les coefficients A_ϕ^d, B_ϕ^d et C_ϕ^d ont une forme similaire aux coefficients utilisés pour l'interpolation de la pression. En faisant référence à la figure 3.6, ces coefficients sont donnés par :

$$A_\phi^d = [(y_2 - y_1)\Phi_0 + (y_0 - y_2)\Phi_1 + (y_1 - y_0)\Phi_2]\cdot\Delta^{-1} \tag{3.22}$$

$$B_\phi^d = [(x_1 - x_2)\Phi_0 + (x_2 - x_0)\Phi_1 + (x_0 - x_1)\Phi_2]\cdot\Delta^{-1} \tag{3.23}$$

$$C_\phi^d = [(x_1 y_2 - x_2 y_1)\Phi_0 + (x_2 y_0 - x_0 y_2)\Phi_1 + (x_0 y_1 - x_1 y_0)\Phi_2]\cdot\Delta^{-1} \tag{3.24}$$

où Δ est égal au déterminant de la matrice formée par les coordonnées des nœuds (x_i, y_i) qui délimitent l'élément. On remarque que les relations 3.22 à 3.24 ne dépendent que de la géométrie des éléments et des valeurs nodales de ϕ. De plus, l'évaluation de ces coefficients peut se faire dans le système de coordonnée global sans que la grandeur des coefficients s'en trouve affectée.

3.7.7 Fonctions d'interpolation pour le flux convectif

Deux types d'interpolation, dénotés par les acronymes FLO et MAW, ont été implantés dans le code numérique pour approximer le flux convectif. Tel que mentionné au chapitre 2, le schéma d'interpolation FLO (*Flow Oriented Interpolation*) a été développé originalement par Baliga (1978). L'interpolation MAW (*Mass-Weighted Upwind Interpolation*) est une adaptation du schéma à coefficients positifs de Schneider et Raw (1986) à des éléments triangulaires.

3.7.7.1 Schéma d'interpolation FLO

Les fonctions d'interpolation du schéma FLO sont définies à partir d'un nombre de Péclet élémentaire et de la vitesse moyenne de l'écoulement à l'intérieur d'un élément. Posons comme hypothèse que l'écoulement à l'intérieur d'un élément est uniforme et parallèle à la direction du vecteur vitesse moyen défini comme suit :

$$\vec{U} = \overline{u}\,\hat{i} + \overline{v}\,\hat{j} \tag{3.25}$$

où $\overline{u}$ et $\overline{v}$ sont les moyennes arithmétiques des composantes de vitesse aux nœuds de l'élément, $\hat{i}$ et $\hat{j}$ sont deux vecteurs unitaires selon les axes x et y, respectivement. En utilisant un système de coordonnées local et orienté dans le sens de l'écoulement (X,Y), l'équation de convection-diffusion d'une variable ϕ à l'intérieur de cet élément est :

$$\overline{U}\,\frac{\partial \phi}{\partial X} = \Gamma_\phi\left(\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2}\right) + S_\phi \tag{3.26}$$

où Γ_ϕ le coefficient de diffusion et $\overline{U}$ est la norme du vecteur vitesse moyen de l'écoulement à l'intérieur d'un élément. En faisant appel à la relation 3.25, cette norme est déterminée de la façon suivante :

$$\overline{U} = \sqrt{(\overline{u})^2 + (\overline{v})^2} \tag{3.27}$$

Une solution particulière de l'équation 3.26 est donnée par :

$$\phi^c = A_\phi^c\,\xi + B_\phi^c\,Y + C_\phi^c + S_\phi\,F(X,Y) \tag{3.28}$$

$$\text{où} \quad \xi = \frac{\Gamma_\phi}{\overline{U}}\left[\exp\left(\frac{Pe(X - X_{max})}{X_{max} - X_{min}}\right) - 1\right] \tag{3.29}$$

Dans le schéma FLO, la fonction $F(X,Y)$ est nulle en tous points. Le schéma FLOS (*Flow Oriented Scheme with Source Effect*) tient compte de l'influence des termes sources dans les fonctions d'interpolation par le biais de la fonction $F(X,Y)$. Cependant, le schéma FLOS n'est pas recommandé dans sa forme actuelle. En effet, d'après Saabas (1991), même pour des problèmes dominés par les termes sources, le schéma FLOS n'est pas nécessairement plus précis que le schéma FLO.

Le symbole (Pe) est par définition le nombre de Péclet élémentaire qui est un rapport donnant l'importance relative des termes de convection et de diffusion dans un élément.

$$Pe = \frac{\overline{U}(X_{max} - X_{min})}{\Gamma_\phi} \tag{3.30}$$

où X_{max} et X_{min} sont des paramètres purement géométriques qui s'expriment dans le système de coordonnées (X,Y) :

$$X_{max} = MAX(X_0, X_1, X_2) \qquad X_{min} = MIN(X_0, X_1, X_2) \tag{3.31}$$

L'équation 3.28 permet l'interpolation du flux convectif des variables dépendantes. L'exposant c souligne le fait que cette interpolation est utilisée pour approximer le flux convectif. L'utilisation d'un système de coordonnées local et orienté dans le sens de l'écoulement permet de réduire substantiellement les problèmes associés à la diffusion numérique. Les coefficients A_ϕ^c, B_ϕ^c et C_ϕ^c de l'équation 3.28 sont donnés à l'annexe IV.

3.7.7.2 Schéma d'interpolation MAW

À l'origine, le schéma MAW "*Mass-Weighted Upwind Scheme*" a été développé pour garantir, au niveau élémentaire, que l'augmentation de la valeur d'une variable ϕ située à l'extérieur d'un volume de contrôle contribue davantage au flux convectif entrant qu'au flux convectif sortant du volume de contrôle. Par conséquent, ce schéma est une condition suffisante mais non nécessaire pour obtenir des coefficients positifs dans les équations discrétisées. La formulation présentée dans cette section est basée sur les travaux de Saabas (1991).

Le schéma MAW définit un débit massique d'écoulement sur chaque surface de contrôle, ds_0 et ds_1, d'un élément (fig. 3.6). En définissant $\vec{U}^m$, la vitesse moyenne de l'écoulement sur chaque surface, on a respectivement :

$$\dot{m}_0 = \int_b^c \rho \vec{U}_0^m \cdot \vec{n}_0 \, ds_0 \quad \text{et} \quad \dot{m}_1 = \int_c^a \rho \vec{U}_1^m \cdot \vec{n}_1 \, ds_1 \tag{3.32}$$

La vitesse moyenne de l'écoulement sur les faces des volumes de contrôle $\left(\vec{U}_0^m, \vec{U}_1^m\right)$ est évaluée à l'aide des fonctions d'interpolation utilisées pour déterminer les termes de débit massique dans l'équation de continuité. Ces fonctions d'interpolation seront présentées à la section 3.7.9. Sur chaque surface de contrôle, ds_0 et ds_1, le schéma MAW pose comme hypothèse que la variable ϕ^c aux points d'intégration (η_0 et η_1) est uniforme sur toute la surface. Ces variables aux points η_0 et η_1 sont déterminées comme suit :

$$\phi_{\eta_0}^c = \begin{cases} \Phi_2 & \text{si} \quad \dot{m}_0 > 0 \\ f\phi_{\eta_1}^c + (1-f)\Phi_1 & \text{si} \quad \dot{m}_0 < 0 \end{cases} \quad \text{où} \quad f = \min\left[\max\left(\frac{\dot{m}_1}{\dot{m}_0}, 0\right), 1\right] \tag{3.33}$$

$$\phi^c_{\eta_1} = \begin{cases} \Phi_0 & \text{si} \quad \dot{m}_1 < 0 \\ f'\phi^c_{\eta_0} + (1-f')\Phi_1 & \text{si} \quad \dot{m}_1 > 0 \end{cases} \quad \text{où} \quad f' = \min\left[\max\left(\frac{\dot{m}_0}{\dot{m}_1}, 0\right), 1\right] \qquad \textbf{(3.34)}$$

où Φ_i et ϕ^c_j correspondent, respectivement, aux valeurs de la variable dépendante aux nœuds et aux points d'intégration. Rappelons que l'exposant *c* signifie que ces fonctions sont utilisées pour interpoler le terme de transport par convection. Les équations 3.33 et 3.34 forment un système à deux équations et deux inconnues. Définissons les variables suivantes :

$$\chi = \text{MAX}[0, \text{signe}(\dot{m}_0)\times 1] \quad \text{et} \quad \chi' = \text{MAX}[0, \text{signe}(\dot{m}_1)\times 1] \qquad \textbf{(3.35)}$$

Les équations 3.33 et 3.34 peuvent être réécrites sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} 1 & -(1-\chi)f \\ -(\chi' f') & 1 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \phi^c_{\eta_0} \\ \phi^c_{\eta_1} \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & (1-\chi)(1-f) & \chi \\ (1-\chi') & \chi'(1-f') & 0 \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_0 \\ \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \qquad \textbf{(3.36)}$$

La résolution de ce système d'équations permet d'obtenir $\phi^c_{\eta_0}$ et $\phi^c_{\eta_1}$ en fonction des valeurs nodales Φ_0, Φ_1 et Φ_2. On obtient :

$$\begin{pmatrix} \phi^c_{\eta_0} \\ \phi^c_{\eta_1} \end{pmatrix} = \frac{1}{1-\chi' f f'(1-\chi)} \begin{bmatrix} (1-\chi')(1-\chi)f & (1-\chi)[(1-f)+(1-f')f\chi'] & \chi \\ (1-\chi') & (1-\chi)(1-f)f\chi' + \chi'(1-f') & \chi\chi' f' \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \Phi_0 \\ \Phi_1 \\ \Phi_2 \end{pmatrix} \qquad \textbf{(3.37)}$$

En notation tensorielle et en utilisant la convention de somme d'Einstein, cette dernière relation s'écrit :

$$\phi_k^c = CC_{kj}\,\Phi_j \qquad \textbf{(3.38)}$$

où k est l'un des points d'intégration. En faisant référence à la figure 3.6, les expressions 3.33 et 3.34 indiquent que pour des débits massique ($\dot{m}_0, \dot{m}_1$) positifs, la contribution de $\phi_{\eta_1}^c$ au transport convectif de ϕ hors du sous-volume de contrôle sur la surface 1 ($\dot{m}_1\phi_{\eta_1}^c$) est égale au transport convectif de ϕ dans le sous-volume de contrôle sur la surface 0 ($\dot{m}_0\phi_{\eta_0}^c$) si $\dot{m}_1 < \dot{m}_0$. Si $\dot{m}_1 > \dot{m}_0$, le transport convectif à travers la surface 0 est supérieur ou égal au transport convectif qui quitte le volume de contrôle à travers la surface 1. Un raisonnement similaire pour le cas où les débits massiques sont de signe opposé, révèle que le schéma MAW garantie l'obtention de coefficients positifs au niveau élémentaire dans les équations discrétisées. Cependant, l'influence de la direction de l'écoulement à l'intérieur d'un élément n'est pas rigoureusement considérée. Ce type d'interpolation est donc plus susceptible de générer de la diffusion numérique.

3.7.8 Dérivation des équations discrétisées

Les intégrales de l'équation 3.17 peuvent être approximées en utilisant les fonctions d'interpolation présentées dans la section précédente et la relation 3.16 pour le terme temporel. La dérivation des équations discrétisées sera limitée ici à un sous-volume de contrôle entourant le nœud 1 (fig. 3.6). En posant comme hypothèse que le produit $\rho\left(\bar{U}\cdot\hat{n}\right)_k$ est constant sur chaque segment k qui délimite le sous-volume de contrôle à l'intérieur de l'élément, les contributions de ce sous-volume au nœud 1, noté ici $cont_1^{u_i}$, sont pour les équations du mouvement :

$$cont_1^{u_i} = \rho\left[\frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V + \sum_{k=1}^{M} \rho\left(\bar{U}\cdot\hat{n}\right)_k \int_{\delta S_k} u_i ds$$
$$-\sum_{k=1}^{M} \int_{\delta S_k} \mu\bar{\nabla}u_i \cdot \hat{n}_k ds - \int_v \left(S_{u_i} - \frac{\partial p}{\partial x_i}\right) dv \qquad \textbf{(3.39)}$$

où u_i représente l'une des composantes de vitesse. Le nombre de surfaces de contrôle associées à un nœud à l'intérieur d'un élément est symbolisé par M.

Pour l'équation de conservation d'énergie, on a :

$$cont_1^T = \rho C_p\left[\frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V + \sum_{k=1}^{M} \rho C_p\left(\bar{U}\cdot\hat{n}\right)_k \int_{\delta S_k} T ds$$
$$-\sum_{k=1}^{M} \int_{\delta S_k} k\bar{\nabla}T \cdot \hat{n}_k ds - \int_v S_T \; dv \qquad \textbf{(3.40)}$$

En substituant les fonctions d'interpolation du schéma FLO présentées pour les termes de convection et les fonctions d'interpolation linéaires pour les termes de diffusion et le gradient de pression, l'équation 3.39 devient :

$$cont_1^{u_i} = \rho\left[\frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V + \sum_{k=1}^{M} \rho\left(\bar{U}\cdot\hat{n}\right)_k \int_{\delta S_k} \left[A_{u_i}^c \xi + B_{u_i}^c Y + C_{u_i}^c\right] ds$$
$$-\sum_{k=1}^{M} \int_{\delta S_k} \mu\left[A_{u_i}^d \hat{i} + B_{u_i}^d \hat{j}\right]\cdot\hat{n}_k \; ds - \int_v \left[S_{u_i} - (\Lambda_i)_j P_j\right] dv \qquad \textbf{(3.41)}$$

Dans cette dernière relation, le gradient des composantes de la vitesse de l'écoulement a été évalué de la façon suivante :

$$\bar{\nabla}u_i^d = \left[\frac{\partial}{\partial X}\hat{i}, \frac{\partial}{\partial Y}\hat{j}\right]\cdot\left[A_{u_i}^d X + B_{u_i}^d Y + C_{u_i}^d\right] = A_{u_i}^d \hat{i} + B_{u_i}^d \hat{j} \qquad \textbf{(3.42)}$$

En effectuant le produit de l'équation 3.42 par le vecteur normal sur chaque surface de contrôle, on obtient :

$$cont_1^{u_i} = \rho\left[\frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V + \sum_{k=1}^{M} \rho\left(\bar{U}\cdot\hat{n}\right)_k \int_{\delta S_k} \left[A_{u_i}^c \xi + B_{u_i}^c Y + C_{u_i}^c\right]\, ds$$
$$-\sum_{k=1}^{M} \int_{\delta S_k} \mu\left[A_{u_i}^d n_k^X + B_{u_i}^d n_k^Y\right]\, ds - \int_v \left[S_{u_i} - (\Lambda_i)_j P_j\right]\, dv \qquad \textbf{(3.43)}$$

On remarque que les intégrants du transport visqueux et du terme contenant le gradient de pression sont constants à l'intérieur d'un élément. De plus, le terme source S_{u_i} est supposé constant à l'intérieur du sous-volume de contrôle entourant le nœud 1. L'intégration des deux derniers termes de droite de l'équation 3.43 est par conséquent triviale. Cependant, l'intégrale de ligne du transport convectif doit être évaluée à l'aide de la règle de Simpson. Par exemple, l'intégrale d'une fonction $f(x,y)$ sur une surface δS_k peut être approximée par :

$$\int_{\delta S_k} f(x, y)ds \equiv \frac{\delta S_k}{6}\left[f(x_0, y_0) + 4f(x_1, y_1) + f(x_2, y_2)\right] = \bar{f}^k \delta S_k \qquad \textbf{(3.44)}$$

En utilisant la règle de Simpson pour le terme convectif, l'équation 3.43 devient :

$$cont_1 = \rho\left[\frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V_1 + \sum_{k=1}^{M} \bar{m}_k \left[A_{u_i}^c \bar{\xi} + B_{u_i}^c \bar{Y} + C_{u_i}^c\right]\, \delta S_k$$
$$-\sum_{k=1}^{M} \mu\left[A_{u_i}^d n_k^X + B_{u_i}^d n_k^Y\right]\, \delta S_k - \left[\left(S_{u_i}\right)_1 - (\Lambda_i)_j P_j\right]\, \Delta V_1 \qquad \textbf{(3.45)}$$

où ΔV_1 est le volume du sous-volume de contrôle de l'élément considéré qui entoure le nœud 1. En utilisant les expressions des fonctions d'interpolation définies à l'annexe IV

pour le terme convectif et les équations 3.22 à 3.24 pour le terme diffusif, définissons les variables suivantes :

$$\left(\Xi_{u_i}\right)_j = \left(Ymul_i^c\right)_j \bar{\xi} + \left(\xi mul_i^c\right)_j \bar{Y} + \left(\xi Ymul_i^c\right)_j \tag{3.46}$$

$$(\Pi)_j = \left(ymul_j^d\right) n^X + \left(xmul_j^d\right) n^Y \tag{3.47}$$

Le terme convectif $\left(\Xi_{u_i}\right)_j$ dépend de la variable dépendante qui est transportée puisque la variable ξ qui apparaît dans la relation 3.46 est fonction du coefficient de diffusion et du nombre de Péclet élémentaire. Par contre, la variable $(\Pi)_j$ est une quantité purement géométrique.

La relation 3.45 s'écrit en fonction de ces nouvelles variables :

$$\begin{aligned} cont_1^{u_i} &= \rho\left[\frac{u_i^{t+\Delta t} - u_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V_1 + \sum_{k=1}^{M} \bar{m}_k \left(\Xi_{u_i}^k\right)_j \left(u_i\right)_j \delta S_k \\ &- \sum_{k=1}^{M} \mu (\Pi)_j \left(u_i\right)_j \delta S_k - \left[\left(S_{u_i}\right)_1 - \left(\Lambda_i\right)_j P_j\right] \Delta V_1 \end{aligned} \tag{3.48}$$

Par un développement similaire on obtient une expression équivalente pour l'équation d'énergie.

$$\begin{aligned} cont_1^T &= \rho C_p\left[\frac{T_i^{t+\Delta t} - T_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V_1 + \sum_{k=1}^{M} C_p \bar{m}_k \left(\Xi_T^k\right)_j T_j \delta S_k \\ &- \sum_{k=1}^{M} k (\Pi)_j T_j \delta S_k - \left(S_T\right)_1 \Delta V_1 \end{aligned} \tag{3.49}$$

La dérivation des équations discrétisées en utilisant le schéma MAW pour le transport convectif ne sera pas reproduite ici. En faisant référence à la relation 3.38, le résultat final pour les équations du mouvement est :

$$cont_1^{u_i} = \rho\left[\frac{u_i^{t+\Delta t} + u_i^t}{\Delta t}\right]\Delta V_1 + \sum_{k=1}^{M} \bar{m}_k \ (CC_k)_j (u_i)_j \delta S_k$$
$$-\sum_{k=1}^{M} \mu(\Pi)_j (u_i)_j \ \delta S_k - \left[(S_{u_i})_1 - (\Lambda_i)_j P_j\right]\Delta V_1 \qquad \textbf{(3.50)}$$

Des expressions similaires à 3.48, 3.49 et 3.50 peuvent être dérivées pour les autres éléments qui entourent le nœud 1. Ces contributions permettent d'obtenir les équations discrétisées du nœud 1. La relation 3.17 indique que l'assemblage global peut se faire selon une procédure qui consiste à inclure les contributions de chaque élément associées à un noeud. Pour un nœud quelconque *i*, ces contributions peuvent être écrites sous la forme générale suivante :

$$a_{p_i} u_i = \sum_{nb} a_{nbi}\, u_{nbi} + b_i - \Delta V \overline{\left(\partial p / \partial x_i\right)}_{cv} + a_{P_i}^0 \ u_i^0 \qquad \textbf{(3.51)}$$

Le terme $\overline{(\partial p/\partial x_i)}_{cv}$ est le gradient de pression moyen sur le volume de contrôle qui entoure le nœud *i*. La sommation s'effectue sur tous les nœuds voisins au nœud *i*. Ces nœuds sont reliés au nœud *i* par les segments qui forment les éléments. Dans un maillage non-structuré, le nombre de nœuds voisins n'est pas constant et doit être déterminé lors de la génération du maillage. Les coefficients a_{P_i} dépendent des propriétés thermophysiques, de la géométrie et des conditions aux frontières appliquées aux nœuds. Par conséquent, ces coefficients sont différents pour chaque nœud *i*. Le coefficient b_i provient de l'intégrale de volume sur les termes sources et les forces de volume qui agissent dans le système. Cependant, ce terme n'inclut pas la contribution du coefficient

de pression. Les symboles a_{Pi}^0 et u_i^0 représentent, respectivement, le coefficient du nœud i et la variable u_i au pas de temps précédent.

L'équation de conservation d'énergie se présente sous une forme analogue.

$$a_{pi} T_i = \sum_{nb} a_{nbi} T_{nbi} + b_i + a_{Pi}^0 T_i^0 \qquad \textbf{(3.52)}$$

Les observations faites pour l'équation 3.51 concernant les coefficients s'appliquent également pour l'équation d'énergie discrétisée, sauf pour le gradient de pression qui est absent de l'équation 3.52.

3.7.9 Dérivation de l'équation de la pression

Les équations discrétisées pour les équations du mouvement ne sont pas applicables sans l'obtention d'une approximation algébrique pour la pression. L'équation de continuité sera utilisée pour obtenir une relation permettant l'évaluation du champ de pression dans le domaine de calcul. Les équations discrétisées pour les composantes de vitesse (équation 3.51), peuvent être réécrites sous la forme suivante :

$$u_i = \frac{\sum_{nb} a_{nbi} u_{nbi} + b_i + a_{Pi}^0 u_i^0}{a_{pi}} - \frac{\Delta V \overline{(\partial p / \partial x_i)}_{cv}}{a_{pi}} \qquad \textbf{(3.53)}$$

où u_i représente l'une ou l'autre des composantes de vitesse et ΔV est le volume du volume de contrôle associé au nœud i. Tel que mentionné précédemment, le terme $\overline{(\partial p / \partial x_i)}_{cv}$ est le gradient de pression moyen sur le volume de contrôle.

Il est utile de définir une pseudo-vitesse ($\hat{u}_i$) et un coefficient pour le gradient de pression (d^{u_i}) tel que :

$$\hat{u}_i = \frac{\sum_{nb} a_{nbi} u_{nbi} + b_i + a_{Pi}^0 u_i^0}{a_{pi}} \qquad \text{et} \qquad d^{u_i} = \frac{\Delta V}{a_{pi}} \tag{3.54}$$

L'intégration de l'équation de conservation de la masse exige l'évaluation des flux massiques sur les faces des volumes de contrôle. Les composantes de vitesse des équations du mouvement qui font parties du flux convectif sont interpolées à l'aide du schéma FLO ou MAW. Par contre, si ces composantes de vitesse font parties du flux massique qui apparaît dans l'équation de continuité alors le type d'interpolation utilisé est différent. Dans ce dernier cas, chaque composante est déterminée par une interpolation linéaire des pseudo-vitesses et des coefficients de pression couplés au gradient de pression élémentaire. Par conséquent, les fonctions d'interpolation utilisées pour approximer le terme de débit massique sont :

$$u^{masse} = \hat{u} + d^u \left(-\partial p / \partial x \right)_{élément} \quad \text{et} \quad v^{masse} = \hat{v} + d^v \left(-\partial p / \partial y \right)_{élément} \tag{3.55}$$

Dans ces dernières relations, le gradient de pression utilisé est celui calculé à partir des valeurs de la pression aux nœuds de chaque élément. Ceci semble incohérent avec la relation 3.53 où le gradient de pression est défini sur un volume de contrôle. Cependant, cette approche permet d'éviter l'obtention d'un champ de pression en damier. De plus, le nombre de nœud voisin dans l'équation discrétisée de la pression est réduit ce qui rend l'algorithme numérique plus "robuste". On peut ajouter qu'à la limite lorsque le maillage devient très dense, le gradient de pression élémentaire tend vers la valeur du gradient de pression sur un volume de contrôle.

Les pseudo-vitesses et les coefficients de pression sont connus aux nœuds du domaine de calcul. Pour déterminer ces valeurs aux points d'intégration sur les faces des volumes de contrôle (Fig. 3.6), une interpolation bilinéaire des valeurs nodales est utilisée. En appliquant la relation 3.17 à l'équation de conservation de la masse, la relation suivante est obtenue :

$$\int_b^c \vec{U}_0 \cdot n_0 \; ds_0 + \int_c^a \vec{U}_1 \cdot n_1 \; ds_1 \; + \text{[contribution similaire des éléments entourant le nœud } \Phi_1\text{]} + \text{[conditions aux frontières, si applicables]} = 0 \qquad \textbf{(3.56)}$$

En limitant le développement au sous-volume de contrôle qui entoure le nœud 1, cette contribution notée $masse_1$, est donnée par :

$$masse_1 = \sum_{k=1}^{M} \int_{\delta S_k} \left(\vec{U} \cdot \hat{n}\right)_k ds = \sum_{k=1}^{M} \int_{\delta S_k} \left[(\bar{u})_{élément} \cdot n_k^x + (\bar{v})_{élément} \cdot n_k^y \right] ds \qquad \textbf{(3.57)}$$

En utilisant la relation 3.55 et en faisant appel à la règle de Simpson pour déterminer les valeurs moyennes sur les faces des volumes de contrôle, on a :

$$masse_1 = \sum_{k=1}^{M} \delta S^k \left[\bar{\hat{u}}_k \cdot n_k^x + \bar{\hat{v}}_k \cdot n_k^y - \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{élément} \bar{d}^{u^k} n_k^x - \left(\frac{\partial p}{\partial y}\right)_{élément} \bar{d}^{v^k} n_k^y \right] \qquad \textbf{(3.58)}$$

La relation 3.20 permet d'évaluer le gradient de pression dans l'équation 3.58. On obtient alors l'équation discrétisée pour la pression qui s'écrit :

$$masse_1 = \sum_{k=1}^{M} \delta S^k \left[\bar{\hat{u}}_k \cdot n_k^x + \bar{\hat{v}}_k \cdot n_k^y - \left((ymul)_j \; \bar{d}^{u^k} n_k^x - (xmul)_j \, \bar{d}^{v^k} n_k^y \right) P_j \right] \qquad \textbf{(3.59)}$$

Sous forme compacte :

$$masse_1 = \sum_{k=1}^{M} D_j^k P_j + E^k \tag{3.60}$$

En généralisant cette dernière relation à un nœud quelconque i et en ajoutant les contributions des autres éléments entourant ce nœud, on obtient :

$$a_{pi} P_i = \sum_{nb} a_{nbi} P_{nbi} + b_i \tag{3.61}$$

les coefficients a_{pi} du système d'équations de la pression dépendent de la géométrie des éléments et des coefficients de pression (d^u). Les coefficients b_i s'expriment en fonction de pseudo-vitesses calculées aux nœuds du maillage.

3.8 Application des conditions aux frontières

Les approximations algébriques des équations de conservation ne sont complètes que si des conditions aux frontières sont incluses dans ces systèmes d'équations. Les conditions aux frontières présentées à la section 3.5, permettent de fermer les systèmes d'équations 3.51 et 3.52 et le système d'équation 3.61. Trois types de conditions frontières sont considérés dans cette section :

1. condition de Dirichlet: la valeur de la variable ϕ est spécifiée à la frontière,
2. condition de Neumann: le flux de la variable ϕ est spécifié à la frontière,
3. flux et valeur de ϕ inconnus à la frontière. Ce type de condition est rencontré à la sortie de l'écoulement dans le domaine de calcul.

3.8.1 Condition de Dirichlet

Lorsqu'une variable dépendante est spécifiée à la frontière, les coefficients des équations discrétisées pour le nœud frontière sont réécrits de la façon suivante :

$$a_{pi} = 1 \; ; \; a_{nbi} = 0 \;\text{ et }\; b_{\phi_i} = \phi_{spécifié} \tag{3.62}$$

Par conséquent, l'équation résultante $1 \times \phi_i = \phi_{spécifié}$, n'admet qu'une solution triviale. Dans les équations du mouvement, ce type de condition est rencontré aux frontières entre l'écoulement et une paroi solide (condition d'adhérence) et pour tous les nœuds situés dans une région solide où la vitesse est nulle. Pour la modélisation de l'écoulement à travers du cadre d'une fenêtre, une condition de Dirichlet est imposée à l'entrée de la fente pour les composantes de vitesse et la température.

3.8.2 Condition de Neumann

La figure 3.7 montre un nœud du domaine de calcul situé à une frontière. Pour compléter l'intégration des équations de conservation autour du volume de contrôle situé à la frontière, les transports convectif et diffusif sur les segments α et β doivent être considérés.

$$[\text{condition frontière}] = \int_{\alpha}^{\beta} \left(\vec{J}_{\phi}^{\,c} + \vec{J}_{\phi}^{\,d} \right) \cdot \hat{n} \, ds \tag{3.63}$$

où $\hat{n}$ est un vecteur unitaire, normal à la surface. Connaissant l'expression de $\vec{J}_{\phi}$ à la frontière, il est alors possible d'obtenir une approximation algébrique de l'équation 3.63

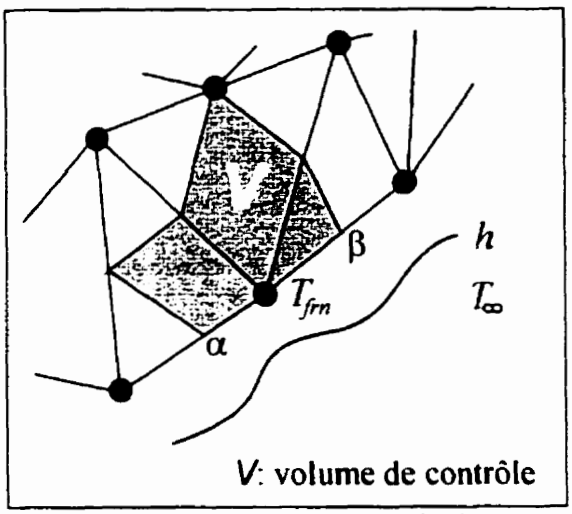


Figure 3.7: Nœud et volume de contrôle situé sur une frontière

Par exemple, aux frontières intérieure et extérieure de la géométrie présentée sur la figure 3.1, un flux de chaleur (q) est imposé par le biais d'un coefficient de convection. Ce type de condition s'écrit :

$$\int_{\alpha}^{\beta} \vec{J} \cdot \hat{n}\, ds = \int_{\alpha}^{\beta} q ds = \int_{\alpha}^{\beta} h\left(T_{-} - T_{frn}\right) ds \qquad \textbf{(3.64)}$$

où l'indice *frn* fait référence au nœud situé sur la frontière. Tel qu'indiqué sur le figure 3.7, les points α et β sont situés aux limites du volume de contrôle qui entoure le nœud frontière. L'intégration de l'équation 3.64 peut s'effectuer en supposant que la température (T_{frn}) prévaut sur le segment $\overline{\alpha\beta}$ ou en utilisant une interpolation linéaire de la température déterminée à partir des valeurs de température aux nœuds frontières adjacents. La première option est utilisée dans la présente étude. Le résultat de l'intégration permet de modifier les coefficients de l'équation discrétisée pour les nœuds frontières de façon appropriée.

3.8.3 Condition de sortie de l'écoulement

La figure 3.3 montre les conditions aux frontières appliquées à l'écoulement de part et d'autre du cadre. À la frontière où l'écoulement quitte le domaine de calcul, la valeur des variables dépendantes et leurs flux sont inconnus. Cette difficulté est contournée en supposant que la diffusion est négligeable à la sortie. Si le flux diffusif est nul à la sortie, les influences externes au travers cette frontière seront déconnectées du domaine de calcul. La relation suivante exprime l'intégrale du flux convectif sur un segment de frontière:

$$\int_{frn} \vec{J}_{\phi}^{c} \cdot \hat{n} \; ds = \int_{frn} \rho \vec{U} \cdot \hat{n} \; \phi \; ds \qquad \textbf{(3.65)}$$

Une approximation algébrique de la dernière équation est obtenue en utilisant une interpolation linéaire des composantes de vitesse d'écoulement.

$$\int_{frn} \rho \vec{U} \cdot \hat{n} \phi \, ds = \bar{\phi} \int_{frn} \rho \vec{U} \cdot \hat{n} \, ds = \dot{m} \bar{\phi} \qquad \textbf{(3.66)}$$

La valeur moyenne $\bar{\phi}$ peut être la valeur de la variable dépendante au nœud considéré. Le code développé détermine plutôt $\bar{\phi}$ à l'aide d'une interpolation linéaire de ϕ sur les nœuds frontières. Les composantes de la vitesse de l'écoulement à la frontière calculées à l'itération précédente sont utilisées pour déterminer le débit massique à la sortie. Par conséquent, les coefficients pour cette condition frontière doivent être mis à jour continuellement durant le processus itératif.

Lors de la simulation d'écoulement incompressible, seule la différence de pression entre les nœuds influence l'écoulement; le niveau de pression absolue n'a donc pas d'importance. Cependant, pour éviter des niveaux de pression trop élevés durant le

processus itératif, la valeur de la pression est fixée à un certain nœud du domaine. En suivant la recommandation de Masson et al. (1994) pour les écoulements non confinés, la pression est fixée à zéro aux nœuds situés à la frontière où l'écoulement quitte le domaine de calcul.

3.8.4 Traitement de la radiation

Tel que mentionné à la section 3.6, le transfert thermique radiatif est inclus dans l'équation discrétisée de la température en considérant le flux radiatif (q_i) comme un terme source dans les volumes de contrôle entourant les nœuds situés aux frontières de la cavité. Pour un volume de contrôle i situé à la paroi, l'énergie générée par unité de volume est :

$$S_i = q_i / A_i \tag{3.67}$$

où A_i est la surface normale occupée par le volume de contrôle. En deux dimensions, A_i correspond à la longueur du segment i défini à la figure 3.4. À chaque itération, q_i et S_i sont recalculés en utilisant un nouveau champ de température. L'exactitude du calcul de la radiation peut-être vérifié en effectuant la somme de l'énergie S_i sur tous les volumes de contrôle situés à la frontière. Cette somme doit être nulle.

3.9 Sous-relaxation

Les équations discrétisées développées aux sections précédentes sont des systèmes d'équations algébriques non-linéaires et couplées. Une linéarisation de Picard ou par itérations successives est utilisée pour rompre la non-linéarité. Cependant, si la solution varie trop rapidement d'une itération à l'autre, celle-ci peut osciller et éventuellement

diverger. Pour éviter ce problème, la technique de sous-relaxation présentée par Van Doormaal et Raithby (1984) est utilisée. Par exemple, l'équation discrétisée de la quantité de mouvement, selon l'axe x, devient :

$$\left(a_{Pu}\right)\left(1+\frac{1}{\mathsf{E}}\right)u=\sum_{nb}\left(a_{nbu}\right)\left(u_{nb}\right)+b_u-\Delta V\left(\overline{\frac{\partial p}{\partial x}}\right)_{cv}+\frac{\left(a_{Pu}\right)}{\mathsf{E}}u^{*} \qquad \textbf{(3.68)}$$

où u^{*} est la valeur de u à l'itération précédente. Généralement, des valeurs de E comprises entre 0,5 et 2 permettent d'éviter la divergence de la solution. Les équations discrétisées des autres variables dépendantes sont sous-relaxées de la même façon. Cependant aucune sous-relaxation n'est appliquée à l'équation discrétisée de la pression.

3.10 Solution des systèmes matriciels

Les équations 3.51, 3.52 et 3.61 forment quatre systèmes matriciels globaux qui doivent être solutionnés à chaque pas de temps. L'utilisation d'un maillage non structuré donne aux matrices résultantes une structure indéfinie. Par conséquent, chaque système matriciel est résolu itérativement par une méthode de résidu minimum généralisé préconditionnée appelé *GMRES* (Barrett et al., 1994). Le préconditionnement est réalisé par factorisation triangulaire incomplète (*ILU*) des matrices globales.

3.11 Calcul de la courbure du vitrage

La théorie des plaques minces soumises à de faibles déformations est utilisée pour calculer la courbure du vitrage (Timoshenko et Woinowsky-Krieger, 1959). Cette approche ne s'applique rigoureusement que si les déformations sont faibles devant l'épaisseur de la plaque. Dans la présente étude, cette condition n'est pas strictement satisfaite. Cependant, certaines études ont montré que la précision obtenue est suffisante pour des vitrages soumis à des conditions réelles (Wörner et al., 1993).

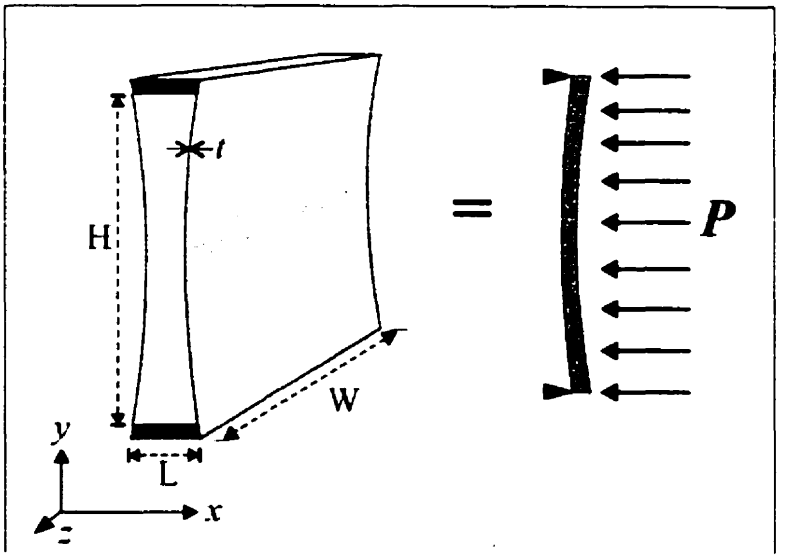


Figure 3.8: Représentation schématique de la courbure dans une unité scellée

Les hypothèses supplémentaires suivantes sont utilisées :

1. les deux vitres sont assimilées à des plaques homogènes de même épaisseur simplement appuyées sur leur contour. L'écartement est maintenu par un intercalaire non déformable.
2. le verre a un comportement élastique linéaire.

3. les contraintes engendrées par la non-uniformité de la température du verre sont négligeables par rapport à l'effet de la variation de pression dans l'unité scellée.
4. l'influence d'une déformation initiale du vitrage pendant sa fabrication est négligée.

Pour une plaque mince rectangulaire, simplement appuyée et soumise à une charge uniformément répartie ***P*** (fig. 3.8), la flèche peut être calculée par la relation suivante (Timoshenko et Woinowsky-Krieger, 1959):

$$w(y,z)=\frac{16P}{\pi^6 D}\sum_{m=1,3,5,\ldots}^{\infty}\sum_{n=1,3,5,\ldots}^{\infty}\frac{\sin(m\pi z/\mathrm{W})\sin(n\pi y/\mathrm{H})}{mn\left[(m/\mathrm{W})^2+(n/\mathrm{H})^2\right]^2} \qquad \textbf{(3.69)}$$

$$\text{où} \quad D=\frac{Et^3}{12(1-\nu^2)} \qquad \textbf{(3.70)}$$

Dans ces dernières relations, E est le module de Young ($E = 7{,}2\times10^{10}$ Pa pour le verre), W, H et t correspondent aux dimensions de la plaque de verre et à son épaisseur. Le coefficient de Poisson (ν) est égal à 0,22 pour le verre.

Tel que mentionné lors de la présentation du modèle mathématique, le problème étudié est bidimensionnel. Or, l'équation 3.70 donne une courbure tridimensionnelle. Cependant, pour un rapport W/H > 10, on peut montrer que la courbure à W/2 n'est pas fonction de z (Bernier et Bourret, 1997). L'expression de la courbure bidimensionnelle est alors:

$$w(y)=\frac{16P}{\pi^6 D}\sum_{m=1,3,5,\ldots}^{\infty}\sum_{n=1,3,5,\ldots}^{\infty}\sin(m\pi/2)\frac{\sin(n\pi y)/\mathrm{H}}{mn\left(n/\mathrm{H}\right)^4} \qquad \textbf{(3.71)}$$

Donc, tel que montré à la figure 3.8, la courbure est supposée bidimensionelle comme une plaque mince simplement supportée et uniformément chargée. Cette dernière relation

converge très rapidement et les premiers termes sont généralement suffisants pour déterminer $w(y)$ avec précision. Le chargement ***P*** est simplement la différence entre la pression barométrique et la pression finale à l'intérieur de la cavité (P_{final}). La pression finale est évaluée en supposant que le fluide dans la cavité se comporte comme un gaz parfait.

$$\frac{P_{ini}V_{ini}}{T_{ini}} = \frac{P_{final}V_{final}}{T_{final}} \quad \text{avec} \quad V_{final} = V_{ini} - H(\overline{w}_1 + \overline{w}_2) \tag{3.72}$$

Où V_{ini} et V_{final} représentent, respectivement, les volumes initial et final de la cavité et $\overline{w}_1$ et $\overline{w}_2$ sont les flèches moyennes des plaques de verre.

3.12 Validation du code numérique

Ce chapitre se termine par la présentation de simulations de divers problèmes de complexité variable dont on retrouve les solutions dans la littérature scientifique. Ces simulations numériques ont comme objectif de vérifier l'implantation de la méthode CVFEM et d'établir un certain degré de confiance dans le code de calcul. L'annexe V présente deux autres cas de validation.

3.12.1 Écoulement entraîné dans une cavité

La première validation présentée consiste à simuler l'écoulement dans une cavité polaire dont l'une des parois est constituée d'un cylindre qui tourne à une vitesse angulaire constante ω. Puisqu'il n'y a pas de terme source et que les frontières sont isothermes, l'équation d'énergie n'est pas considérée dans ce problème. La figure 3.9 montre une vue schématique de la cavité et du cylindre. La cavité est remplie d'huile dont la viscosité cinématique est égale à $8{,}0\times10^{-5}$ m^2/s. Tel que montré sur la figure, la frontière AB se déplace à une vitesse angulaire constante alors que les autres parois sont immobiles. Le rayon du cylindre mobile est r_0, la longueur des segments AD et BC est également r_0 et l'angle d'ouverture est égal à 1 radian. Fuchs et Tillmark (1985) ont mené une étude expérimentale qui consistait à visualiser l'écoulement dans la cavité pour deux nombres de Reynolds (*Re*) basés sur la vitesse angulaire du cylindre. L'anémométrie Doppler-laser a été utilisée pour obtenir des informations quantitatives sur le champ de vitesse.

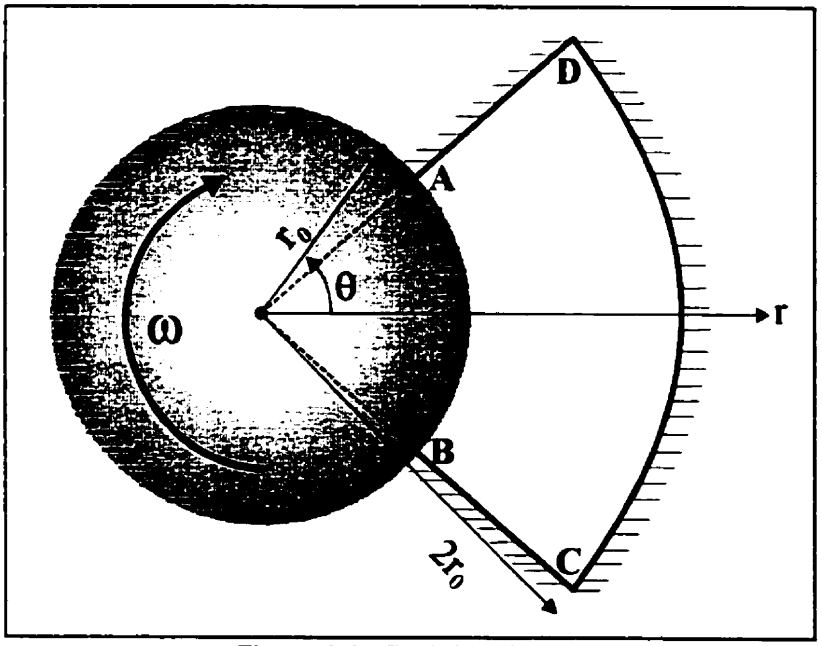


Figure 3.9: Cavité polaire

Les figures 3.10 et 3.11 comparent qualitativement les lignes de courant obtenues expérimentalement et celles obtenues avec le code CVFEM pour des nombres de Reynolds de 60 et 350, respectivement. Les lignes de courant présentées sur les figures 3.10b et 3.11b ont été obtenues avec le schéma de discrétisation FLO présenté dans la section 3.7.7. La structure de l'écoulement obtenue avec le schéma MAW ne présente pas de différence notable par rapport au schéma FLO.

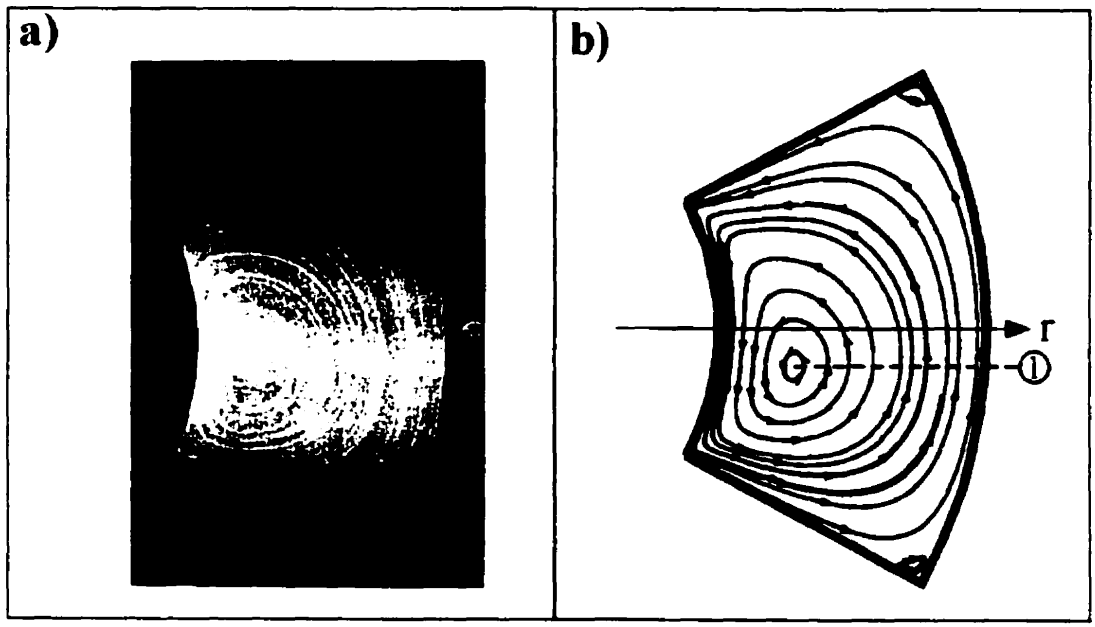


Figure 3.10: Visualisation de l'écoulement dans la cavité pour *Re*=60, a) observations expérimentales et b) lignes de courant (schéma FLO)

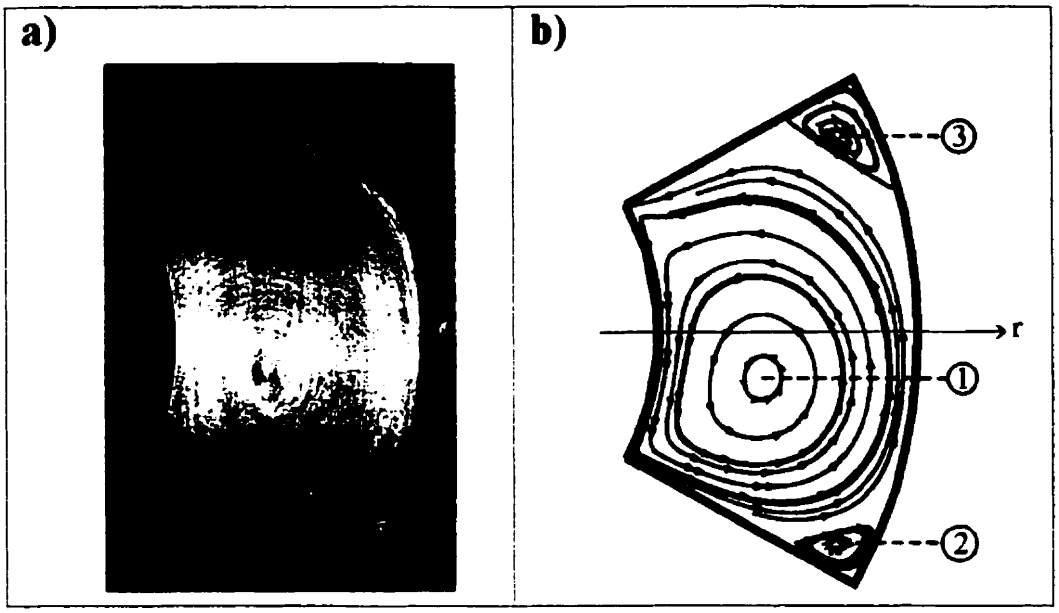


Figure 3.11: Visualisation de l'écoulement dans la cavité pour *Re*=350, a) observations expérimentales et b) lignes de courant (schéma FLO)

L'examen des figures 3.10 et 3.11 montre que le champ de vitesse calculé semble être en accord avec les observations expérimentales. Le tourbillon principal est reproduit numériquement pour les deux nombres de Reynolds testés. Cependant, les tourbillons secondaires apparaissant sur la figure 3.10b ne semblent pas être observés expérimentalement. L'étendue de ces zones tourbillonnaires numériques est toutefois limitée. L'imprécision de la technique de visualisation employée peut expliquer leurs absences sur la figure 3.10a. En effet, les zones situées près des points C et D (figure 3.9) sont trop sombres pour permettre l'observation de l'écoulement. Par contre, pour *Re*=350, les tourbillons situés aux mêmes points sont clairement visibles sur la figure 3.11b. Le tableau 3.2 compare les positions du centre du tourbillon principal et des tourbillons secondaires aux positions centrales obtenues numériquement avec les schémas convectifs FLO et MAW. Les positions centrales obtenues numériquement ont été déterminées en évaluant la topologie de l'écoulement selon une méthode développée par Dickinson (1991) et présentée à l'annexe VIII. Les indices apparaissant dans le tableau 3.2 font

référence à la numérotation des zones de recirculation indiquée sur les figures 3.10b et 3.11b.

Tableau 3.2: Position des zones de recirculation

Re	Fuchs et Tillmark (1985)		Schéma FLO		Schéma MAW	
	(mm)	(deg)	(mm)	(deg)	(mm)	(deg)
60	r_1= 54,0	θ_1= -7,7	r_1= 54,1	θ_1= -7,4	r_1= 54,2	θ_1= -7,3
350	r_1= 65,8 r_2= 89,2 r_3= 88,7	θ_1= -4,7 θ_2= -25,4 θ_3= 25,5	r_1=66,9 r_2=89,0 r_3=88,5	θ_1= -3,3 θ_2= -25,4 θ_3= 23,6	r_1= 67,4 r_2= 89,3 r_3= 88,8	θ_1= -7,8 θ_2= -25,7 θ_3= 23,9

L'examen du tableau 3.2 montre que les positions des zones de recirculation obtenues numériquement se comparent favorablement à celles obtenues expérimentalement. Les écarts maximums au niveau de la distance par rapport au centre du cylindre sont de 0,4% pour *Re*=60 et 2,4% pour *Re*=350. On remarque que le schéma FLO donne des résultats plus près des observations expérimentales.

Les figures 3.12a et 3.12b montrent, respectivement, les variations des composantes de vitesse de l'écoulement (u_θ et u_r) pour *Re*=60 en fonction de r selon une ligne radiale à 0° et 20°.

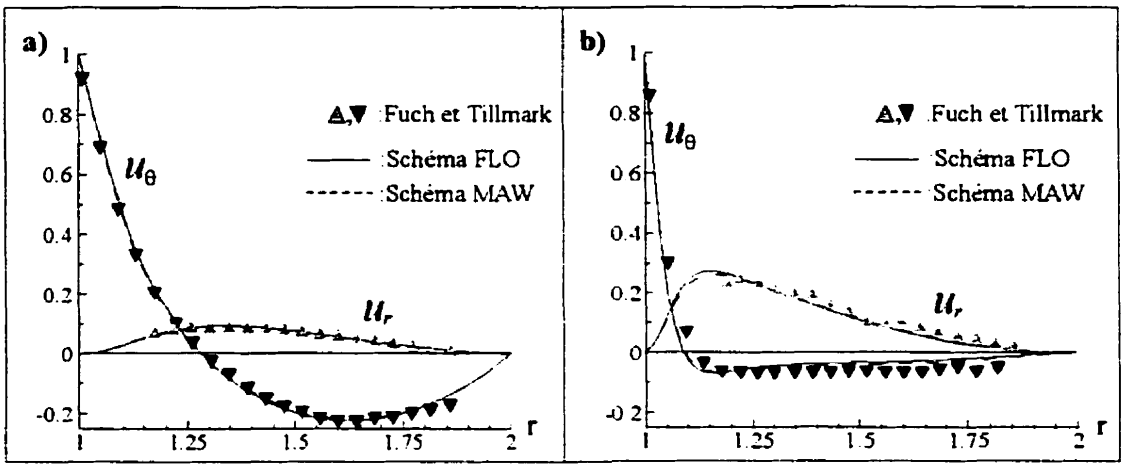


Figure 3.12: Composantes de vitesse (u_r et u_θ) pour *Re*=60, a) à $\theta=0^0$ et b) à $\theta=20^0$

La dernière figure montre que les résultats numériques sont en très bon accord avec les mesures expérimentales. La figure 3.13 présente les mêmes composantes de vitesse pour un nombre de Reynolds égal à 350. Ici également, les écarts entre les mesures expérimentales et les simulations numériques sont relativement faibles. Pour *Re*=60, les composantes de vitesse obtenues numériquement avec les schémas FLO et MAW sont pratiquement identiques aux résultats expérimentaux. Cependant, pour *Re*=350, les résultats obtenus avec le schéma FLO semblent plus près des points expérimentaux que le schéma MAW, notamment pour la composante u_θ.

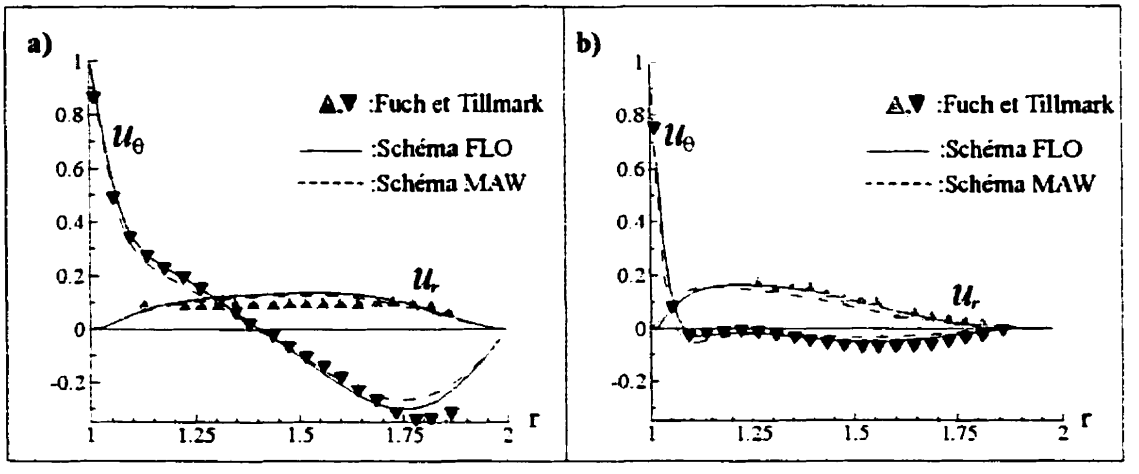


Figure 3.13: Composantes de vitesse (u_r et u_θ) pour *Re*=350, a) à $\theta=0^0$ et b) à $\theta=20^0$

3.12.2 Convection naturelle dans une cavité avec échange radiatif aux parois

La capacité du code numérique à modéliser un écoulement en régime de convection naturelle a été vérifiée en faisant appel à l'étude numérique de Akiyama et Chong (1997) sur une cavité bidimensionnel dans laquelle l'écoulement est laminaire et stationnaire. Les équations de conservation décrivant ce problème sont données par les relations 3.1 à 3.4 en excluant les termes temporels. La figure 3.14 montre la géométrie étudiée. Cette cavité est limitée par deux parois horizontales adiabatiques et deux parois verticales maintenues à des températures constantes T_H et T_C. Ces quatre parois se comportent comme des surfaces grises et l'émissivité de chaque surface est ε. L'influence de l'émissivité de surface sur les isothermes, le champ de vitesse et le nombre de Nusselt a été vérifiée pour deux nombres de Rayleigh (Ra). Les résultats du code numérique ont ensuite été comparés aux résultats numériques présentés par Akiyama et Chong. L'indépendance du maillage a été vérifiée en effectuant les calculs numériques sur deux maillages comportant un nombre de nœuds différent.

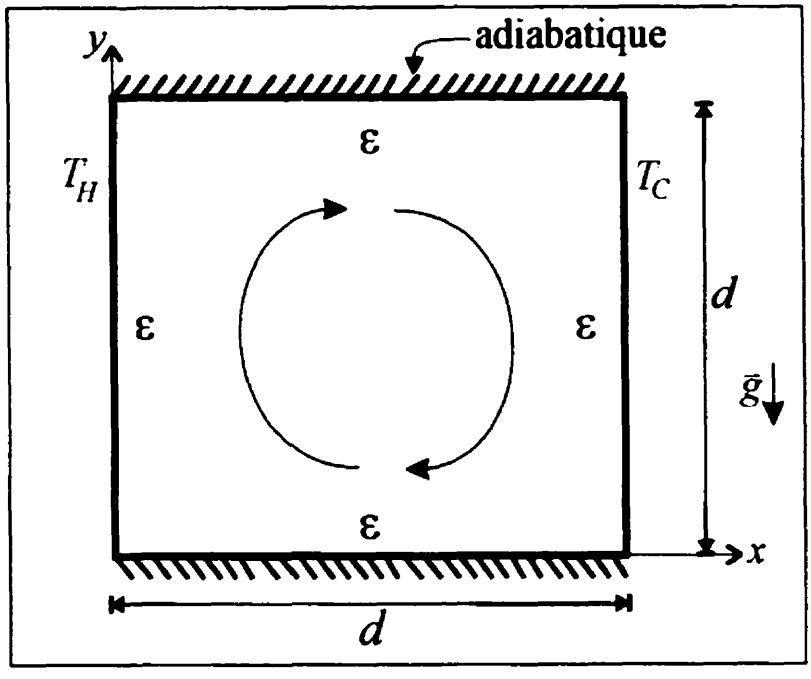


Figure 3.14: Cavité carrée et conditions frontières

En définissant une température adimentionnée $\theta = (T - T_0)/(T_H - T_C)$ où $T_0 = (T_H + T_C)/2$, les figures 3.15a et 3.15b comparent les isothermes dans la cavité obtenus par Akiyama et Chong (1997) et le code CVFEM (schéma FLO) pour un Ra égal à 10^4 et une émissivité nulle. Les figures 3.16a et 3.16b comparent les isothermes obtenues dans le cas où l'émissivité de chaque surface est fixée à 0,5. Pour le cas où ε=0,0, les deux séries de résultats sont à toute fin utile identiques. Par contre, lorsque ε=0,5, les résultats sont légèrement différents.

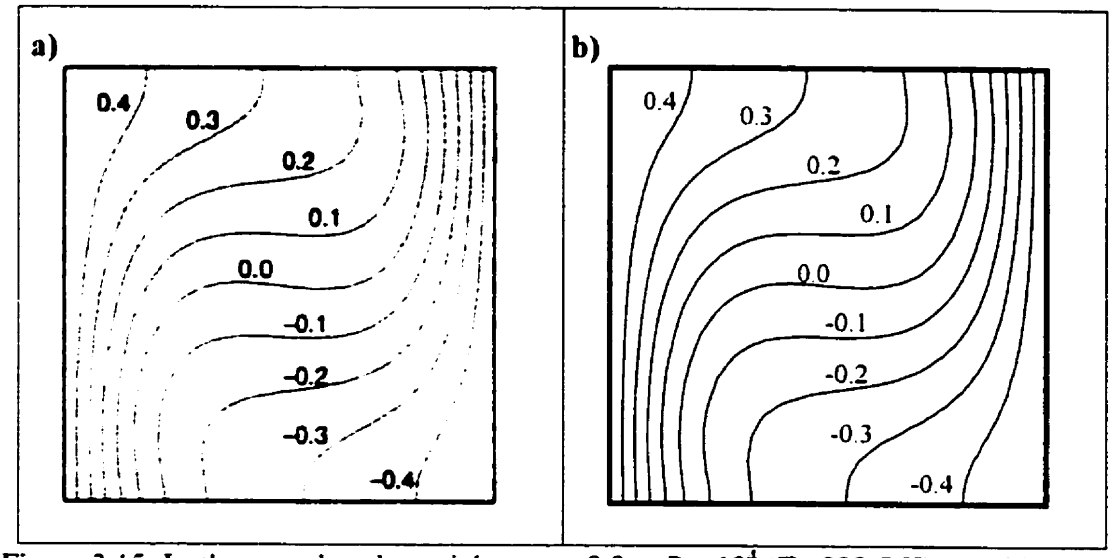


Figure 3.15: Isothermes dans la cavité pour ε=0,0 et Ra=10^4 (T_0=293,5 K), a) Akiyama et Chong et b) Code CVFEM (schéma FLO)

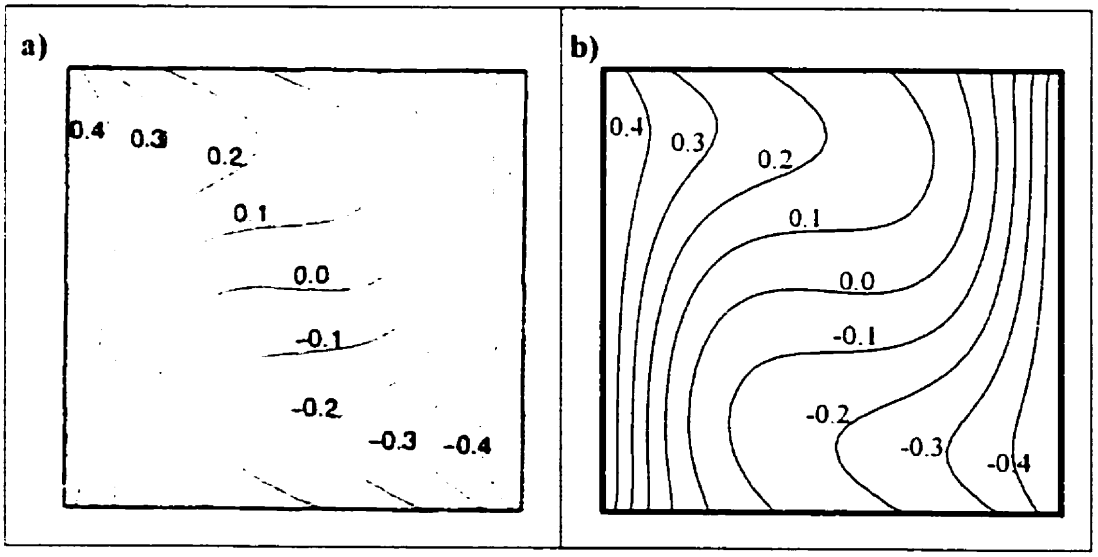


Figure 3.16: Isothermes dans la cavité pour ε=0,5 et Ra=10^4 (T_0=293,5 K), a) Akiyama et Chong et b) Code CVFEM (schéma FLO)

Pour comparer les contributions des transferts thermiques radiatif et convectif au transfert thermique total, deux nombres de Nusselt sont définis.

$$Nu_c = \frac{q_{conv}}{k(T_H - T_C)/d} \tag{3.73}$$

$$Nu_r = \frac{q_{rad}}{k(T_H - T_C)/d} \tag{3.74}$$

où q_{conv} et q_{rad} représentent, respectivement, les contributions de la convection et de la radiation au transfert thermique total et k est la conductivité thermique du fluide dans la cavité. La largeur de la cavité est représentée par d. Les variables Nu_c et Nu_r représentent les rapports entre les transferts thermiques convectif et radiatif et le transfert thermique par conduction, respectivement. Les figures 3.17a et 3.17b montrent l'évolution de ces nombres de Nusselt en fonction de l'émissivité de surface pour deux nombres de Rayleigh.

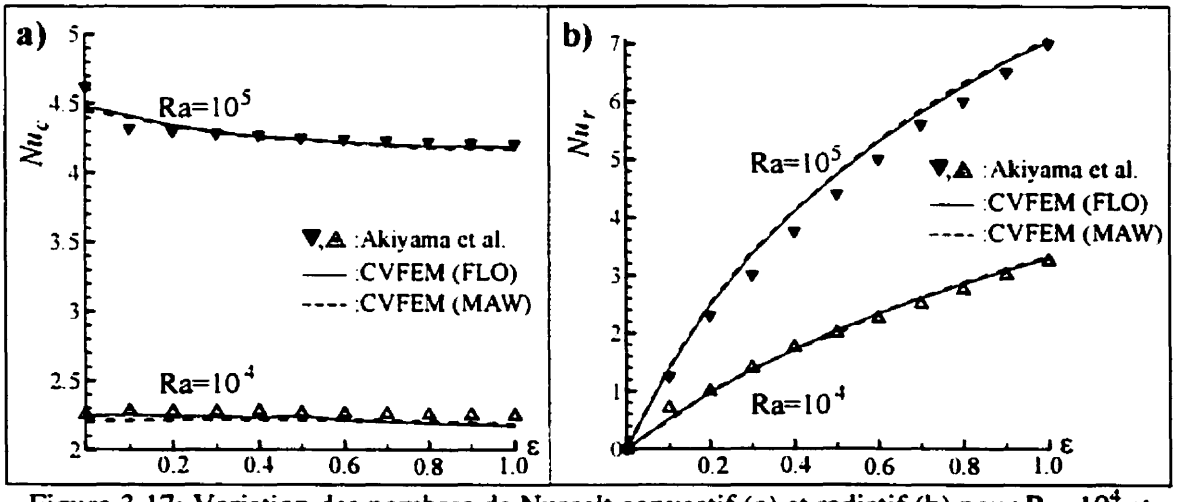


Figure 3.17: Variation des nombres de Nusselt convectif (a) et radiatif (b) pour $Ra=10^4$ et $Ra=10^5$ en fonction de l'émissivité de surface

L'examen des figures 3.17a et 3.17b révèle que les nombres de Nusselt obtenus avec le code CVFEM se comparent favorablement aux simulations numériques d'Akiyama et Chong. Les schémas FLO et MAW donnent des résultats presque identiques pour les deux nombres de Ra. Il existe toutefois un écart maximal de 7% entre les résultats

d'Akiyama et Chong et le code CVFEM au niveau du nombre de Nusselt radiatif pour $Ra=10^5$ et ε =0,5. Pour $Ra=10^4$, l'écart maximal est de 1%.

3.12.3 Transfert thermique dans une unité scellée

Dans une unité scellée, la convection naturelle est le mécanisme par lequel le fluide se met en mouvement. Cependant, le transfert thermique par conduction dans les plaques de verre et l'intercalaire ainsi que l'échange radiatif entre les parois ont également un impact sur l'écoulement et la résistance thermique de l'ensemble. Pour valider le couplage entre la radiation, la convection et la conduction, l'étude de Wright et Sullivan (1994, 1995) sera utilisé. Dans cette dernière étude, le transfert thermique à travers sept unités scellées de conception différente a été simulé. Ces simulations numériques font référence à une étude expérimentale réalisée dans la cadre de la thèse de doctorat de Wright (1990). Dans cette section, les résultats du code CVFEM sont comparés aux résultats numériques et expérimentaux de Wright.

3.12.3.1 Géométrie étudiée et maillage

La figure 3.18 montre schématiquement l'une des unités scellées étudiée par Wright. Cette unité scellée est composée de deux plaques de verre (ε=0,84) et d'un intercalaire plein. Le gaz de remplissage est l'air. Un différentiel de température est imposé par deux plaques d'aluminium à température constante disposées de chaque coté de la fenêtre. Deux feuilles de néoprène d'épaisseur e_1 assurent le contact thermique entre les plaques d'aluminium et le verre. Pour les besoins de la modélisation, l'unité scellée est emprisonnée entre deux surfaces horizontales supposées adiabatiques.

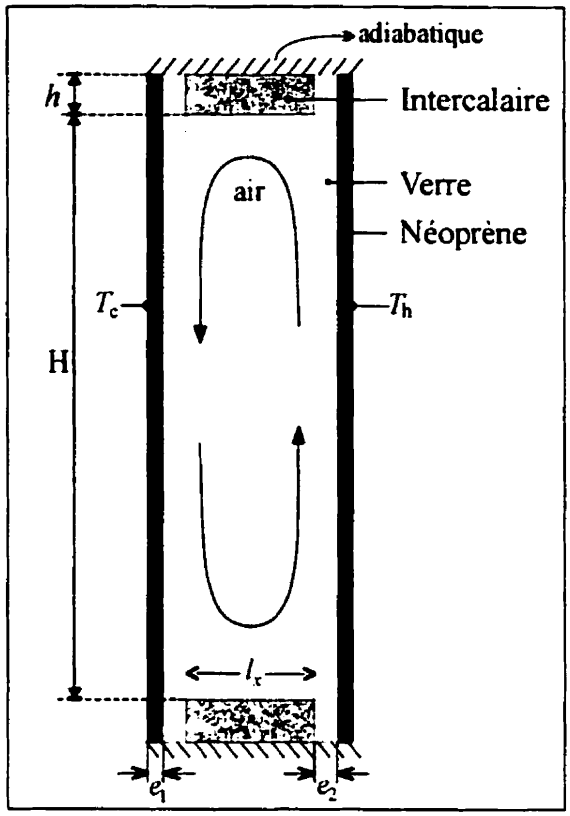


Figure 3.18: Géométrie étudiée

Le tableau 3.3 présente les dimensions de l'unité scellée et les températures imposées de chaque coté. Le tableau 3.4 donne les propriétés thermophysiques et l'émissivité de surface associées à chaque composante.

Tableau 3.3: Dimension de l'unité scellée et températures imposées

H	615,94 mm
h	9,53 mm
e_1	3,175 mm
e_2	3,94 mm
l_x	12,13 mm
T_c	1,12 °C
T_h	20,0 °C

Tableau 3.4: Propriétés thermophysiques et émissivité des surfaces

	ν (m^2/s)	k (W/m/K)	ρC_p ($kJ/m^3/K$)	ε
Verre	--	0,917	2000	0,84
Néoprène	--	0,19	960	--
Intercalaire	--	0,52	1080	0,827
Air	$1{,}431\times10^{-5}$	0,0249	1,251	--

Tel que montré sur la figure 3.18, l'unité scellée est soumise à une différence de température constante $(T_h - T_c)$ sur toute la hauteur. Dans ce problème, il est supposé que l'écoulement est stationnaire et que les surfaces internes de la cavité se comportent comme des surfaces grises. Cette dernière hypothèse diffère de celle posée par Wright et Sullivan (1989b). Ces derniers ont modélisé le transfert thermique par radiation en utilisant un modèle qui tient compte de la réflexion spéculaire du rayonnement sur le verre. Cependant, comme nous le verrons plus loin la composante spéculaire de la réflectivité du verre semble avoir un impact négligeable sur la précision des résultats numériques.

Les simulations numériques du transfert de chaleur dans la géométrie de la figure 3.18 ont été réalisées pour trois densités de maillage différentes. Ces maillages, notés A, B et C, comportent 19386, 20242 et 21768 éléments non-structurés, respectivement. La figure 3.19 montre le maillage C où, pour faciliter la visualisation du maillage, seule la section inférieure de l'unité scellée est représentée. Les éléments sont plus concentrés à la frontière entre le verre et l'air dans la cavité et dans la région de l'intercalaire. C'est en effet dans ces régions que l'on observe les gradients de température les plus importants.

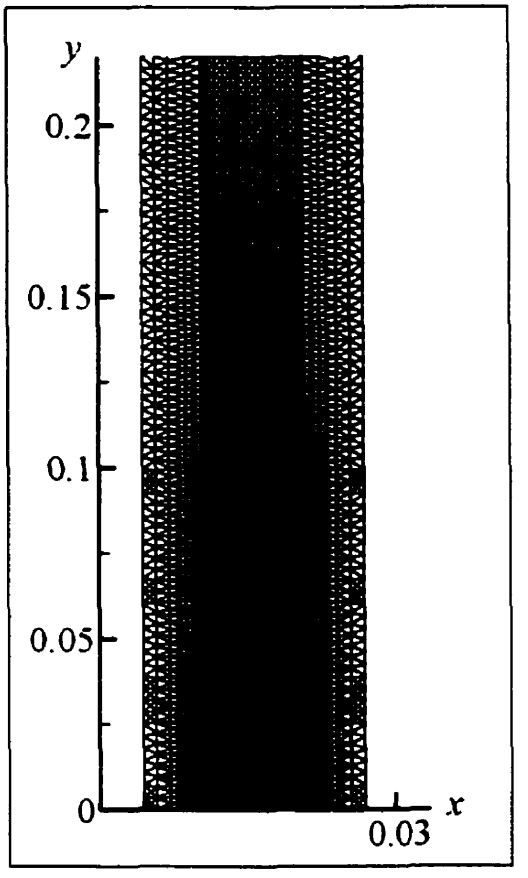


Figure 3.19: Maillage C, 11280 nœuds et 21768 éléments non-structurés

3.12.3.2 Résultats

La figure 3.20 montre la variation de la température à la frontière verre-néoprène située du coté chaud. En définissant une hauteur adimentionnelle, $Y = y/(2h+\mathrm{H})$, l'évolution de la température en fonction de Y obtenue avec le code CVFEM est comparée aux résultats numériques de Wright et al. (1995).

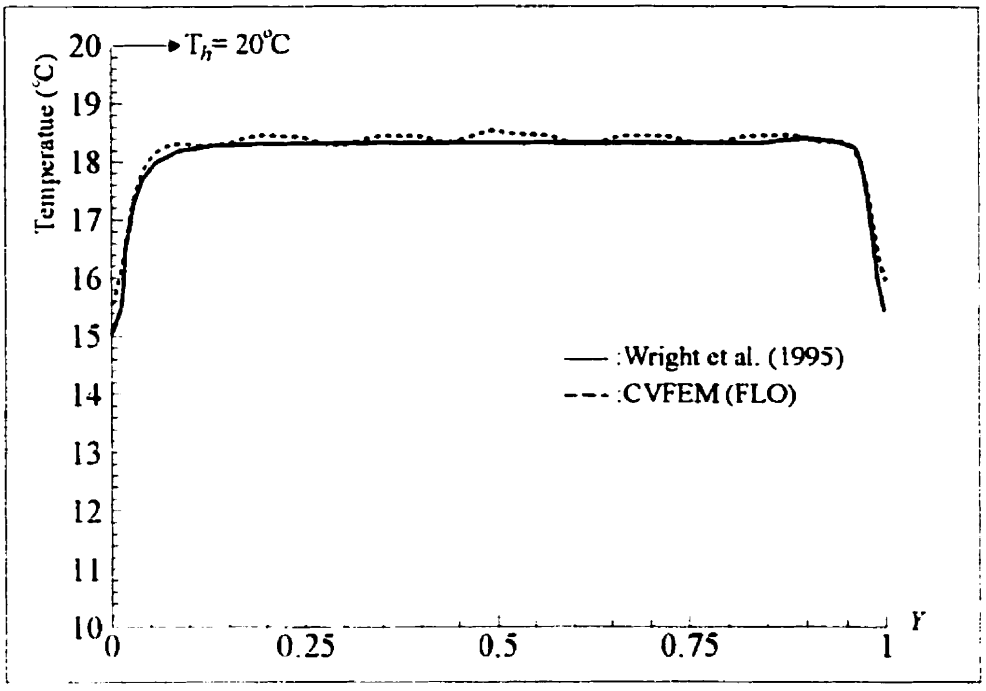


Figure 3.20: Variation de la température en fonction de la hauteur à la frontière verre-néoprène du coté chaud

La figure 3.20 montre des oscillations au niveau de la température obtenue avec le code CVFEM. Des cellules de convection secondaires présentes dans la cavité sont responsables de ces variations. Ces cellules secondaires n'ont pas été modélisées par Wright et Sullivan, ce qui explique la linéarité du trait plein sur la figure 3.20. La différence maximale entre les températures calculées dans la région centrale ($0.2 < Y < 0.8$) du vitrage est relativement faible et se situe à environ 0,2 °C.

Wright (1990) a mesuré le flux de chaleur (q'') au travers de l'unité scellée à l'aide de trois fluxmètres occupant chacun une surface de 20×20 cm. Ces fluxmètres étaient en contact avec la feuille de néoprène située du coté chaud et permettaient de mesurer q'' au centre et dans les sections inférieure et supérieure de l'unité scellée.

Le tableau 3.5 présente les flux de chaleur mesurés et calculés numériquement par Wright pour chaque section de l'unité scellée. Les résultats des simulations du code CVFEM obtenus à l'aide des schémas FLO et MAW sont présentés dans les trois colonnes de droite.

Tableau 3.5: Comparaison entre les flux de chaleur mesurés et calculés

			CVFEM (Schémas FLO et MAW)					
q'' (W/m^2)	Mesuré (Wright, 1990)	Calculé (Wright et al., 1995)	Maillage A		Maillage B		Maillage C	
			FLO	MAW	FLO	MAW	FLO	MAW
Haut	96,9	90,1	93,1	93,4	96,4	96,6	98,6	98,7
Milieu	95,3	89,4	89,6	90,1	92,5	92,6	94,4	94,5
Bas	105,7	96,7	99,7	99,9	102,3	102,5	104,6	104,8

Les flux de chaleur calculés avec le code CVFEM sont très près des résultats expérimentaux. Le tableau 3.5 montre également qu'il y a peu de différences entre les schémas FLO et MAW.

La figure 3.21 montre l'évolution du flux de chaleur local du coté chaud en fonction de la hauteur. Comme dans le cas de la figure 3.20, la présence de cellules secondaires dans l'écoulement est responsable des oscillations du flux de chaleur. Ces variations sont de l'ordre de 10 W/m^2. Par contre, le flux de chaleur calculé par Wright et al. est constant dans la région centrale du vitrage. En bordure du vitrage, on observe un écart entre les simulations de Wright et les résultats de code CVFEM. Wright semble avoir négligé l'échange radiatif entre l'intercalaire et le verre. Par conséquent, l'énergie radiative incidente chute rapidement pour les volume de contrôle situés près de l'intercalaire ce qui peut expliquer la diminution du flux de chaleur dans cette région.

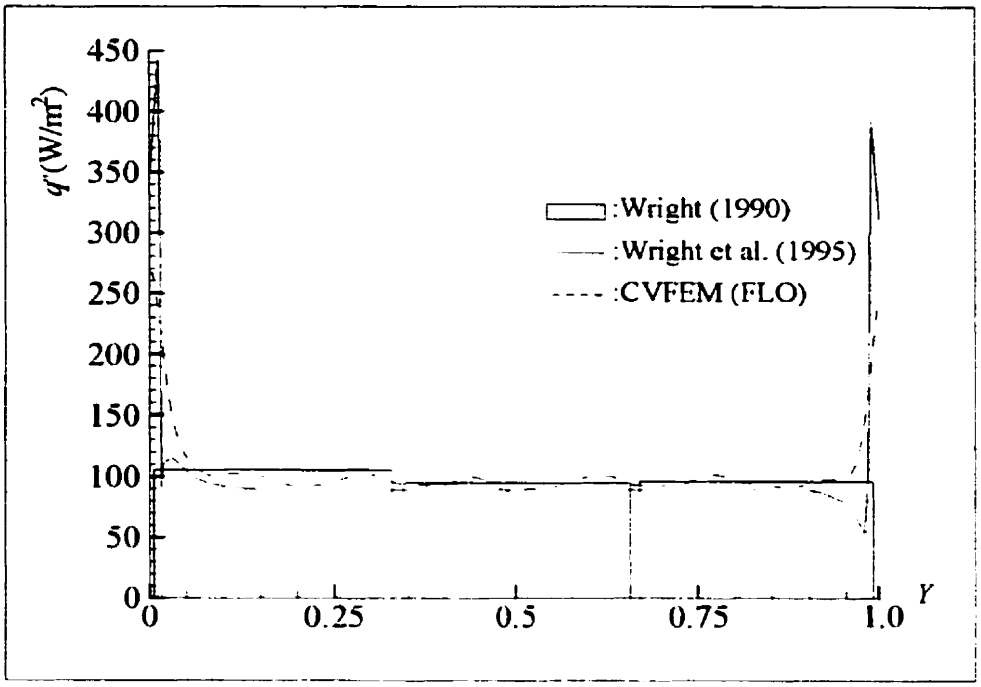


Figure 3.21: Variation du flux de chaleur en fonction de la hauteur à la frontière verre-néoprène du coté chaud

CHAPITRE 4

MESURE DE TEMPÉRATURE DE SURFACE À L'AIDE DE CRISTAUX LIQUIDES THERMOCHROMIQUES

4.1 Introduction

Tel que mentionné dans l'introduction, un des objectifs de la présente étude est de mesurer les températures de surface à l'intérieur d'une unité scellée. Ces mesures serviront à quantifier l'isothermicité de la surface du vitrage et à déterminer l'influence de la courbure des plaques de verre sur les températures de surface. De plus, certaines de ces mesures seront comparées aux résultats numériques. Les résultats de cette comparaison seront présentés au chapitre 6. La technique décrite dans ce chapitre fait appel à des cristaux liquides thermochromiques jumelés à une caméra numérique et un programme de conversion des couleurs en température. Bien que la mesure de température au moyen de cristaux liquides soit utilisée depuis deux décennies, aucun chercheur n'avait encore appliqué cette technique à l'intérieur d'une unité scellée. En souhaitant combler le manque d'informations dans la littérature scientifique, une analyse rigoureuse de l'incertitude sur la température mesurée est également présentée.

Ce chapitre débute par quelques généralités sur les cristaux liquides et sur le système colorimétrique de Munsell. Par la suite, la technique d'étalonnage sera abordée suivie par une analyse détaillée de l'incertitude sur les mesures. Les sections 4.6 et 4.7 décrivent respectivement la fenêtre et la chambre environnementale. Finalement, il est utile de rappeler que le chapitre 2 passe en revue l'origine des cristaux liquides ainsi que les études pertinentes.

4.2 Généralités sur les cristaux liquides

Les cristaux liquides sont très sensibles au rayonnement UV et se dégradent lorsqu'ils sont en contact avec certains composés organiques notamment les huiles et les solvants. Par mesure de protection et pour obtenir une bonne reproductibilité des couleurs réfléchies, les cristaux liquides sont habituellement contenus dans des micro-capsules de polymère dont le diamètre varie de quelques microns à quelques millimètres.

Dans le commerce on retrouve des cristaux liquides sous différentes formes soit principalement en peinture et en feuilles préfabriquées. Dans la présente étude, le choix s'est porté sur les feuilles préfabriquées car l'obtention d'une couche de peinture uniforme semblait problématique. La figure 4.1 montre une vue schématique d'une feuille de cristaux liquides utilisée dans la présente étude. On remarque que les cristaux liquides sont disposés entre une feuille de polyester transparente et deux couches d'encre noir opaque; la visualisation se faisant au travers de la feuille de polyester. L'ensemble, d'une épaisseur totale de 0,15 mm, a été fabriqué sur mesure par la compagnie Hallcrest en feuilles de 40,6×60,1 cm. La plage nominale d'opération s'étend de 0 à 10 °C. Mentionnons que la figure 4.1 n'est pas à l'échelle, le polyester représentant près de 95% de l'épaisseur totale.

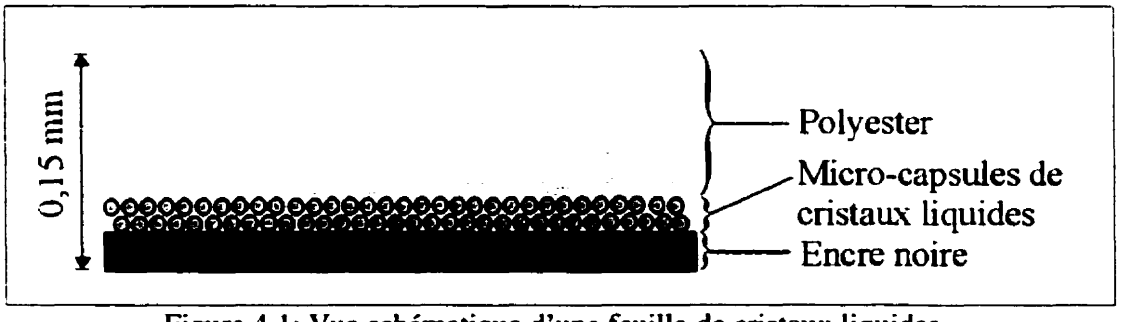


Figure 4.1: Vue schématique d'une feuille de cristaux liquides

4.3 Système colorimétrique de Munsell

Tel que mentionné au chapitre 2, l'utilisation des théories de la colorimétrie permet d'obtenir, avec une seule image, une cartographie bidimensionnelle du champ de température. Cette approche permet de résoudre le problème de l'objectivité de la mesure. Dans le système de notation de Munsell, chaque couleur possède trois attributs; une teinte, une intensité et un degré de saturation. Munsell a établi une échelle quantitative reliant ces attributs aux trois couleurs de base (rouge, vert et bleu). Dans le domaine visible, l'angle de teinte (H) correspond à la longueur d'onde dominante de la couleur. Le degré de saturation permet de mesurer la dilution de la couleur par la lumière blanche et l'intensité est définie comme étant l'énergie lumineuse transportée par les longueurs d'ondes réfléchies. Puisque la saturation et l'intensité n'interviennent pas dans la mesure de température, le problème de l'identification de la couleur est ramené au problème de la détermination de l'angle de teinte.

Les systèmes d'acquisition d'images tels que rencontrés dans les caméras numériques, permettent de mesurer les composantes trichromatiques (rouge (r), bleu (b) et vert (g)) de la couleur. Connaissant les proportions respectives de ces trois couleurs, il est possible d'en déduire l'angle de teinte (H) à l'aide des relations suivantes (Baughn et al., 1998).

$$H = \left(\arctan\left[\frac{\sqrt{3}(G-B)}{(2R-G-B)} \right] + \frac{\pi}{2} \right) \times \frac{255}{\pi} \qquad \textbf{(4.1)}$$

où $R = r/(r+b+g)$, $B = b/(r+b+g)$ et $G = g/(r+b+g)$ **(4.2)**

Les variables R, G, B varient de 0 à 1 et l'angle de teinte est défini sur l'intervalle [0, 255].

4.4 Étalonnage

L'étalonnage permet d'établir une relation entre l'angle de teinte (H) et la température (T). Cette étape est primordiale puisqu'une mauvaise caractérisation entraînera une relation entre H et T erronée, ce qui aura un impact sur la précision des résultats expérimentaux. Les figures 4.2a, 4.2b et 4.2c montrent une vue schématique du montage expérimental qui a été développé pour l'étalonnage des cristaux liquides.

Tel que montré à la figure 4.2a, le montage consiste essentiellement en une plaque d'aluminium maintenue à température constante sur laquelle est déposée la feuille de cristaux liquides. La température de la plaque est maintenue constante par un réseau de tuyaux en cuivre en contact avec la plaque d'aluminium. Les tuyaux de cuivre sont alimentés en eau provenant d'un bain thermostable. Tel que montré sur la figure 4.2c: une plaque d'aluminium dans laquelle est insérée des thermocouples sert à mesurer la température de surface. Dans cet arrangement, il existe une très faible distance entre les thermocouples et la feuille de cristaux liquides. Compte tenu de la conductivité thermique élevée de l'aluminium, la différence de température de part et d'autre de cette distance est négligeable. Par conséquent, la température de la feuille de cristaux liquides correspond à la température des thermocouples. L'utilisation du verre anti-reflet a été rendue nécessaire afin de réduire la réflexion de la lumière. Tel qu'indiqué sur la figure 4.2a, un thermocouple est placé au centre géométrique de la plaque, les autres sont disposés symétriquement à une distance de 15 cm par rapport au centre. Ceux-ci ont été étalonnés à l'aide d'une sonde au platine (Guidline modèle 9540B) ayant une incertitude de ±0,01 °C. Un polynôme permettant de convertir la tension mesurée en température a ensuite été établi pour chaque thermocouple. L'incertitude résultante est estimée à ±0,1 °C en accord avec la norme ASTM (1983). Tel qu'indiqué sur la figure 4.2c, la feuille de cristaux liquides est collée sur la plaque de verre à l'aide d'une mince couche de colle en aérosol (Photomount 3M). Les lampes, d'une puissance de 500 W chacune, sont placées de part

et d'autre de la caméra et assurent un éclairage optimal. Finalement, on remarque la caméra numérique (Olympus D-300L) qui permet de capturer des images *24-bits* couleurs d'une résolution de 1024×768 pixels. Connaissant la distance entre la caméra et la feuille de cristaux liquides et les dimensions de la zone photographiée, il a été établie que les dimensions de chaque pixel sont de $9{,}85\times10^{-4}$ m et $9{,}85\times10^{-4}$ m dans les directions horizontale et verticale, respectivement. Par conséquent, chaque pixel couvre une surface nominale d'environ 1,0 mm^2.

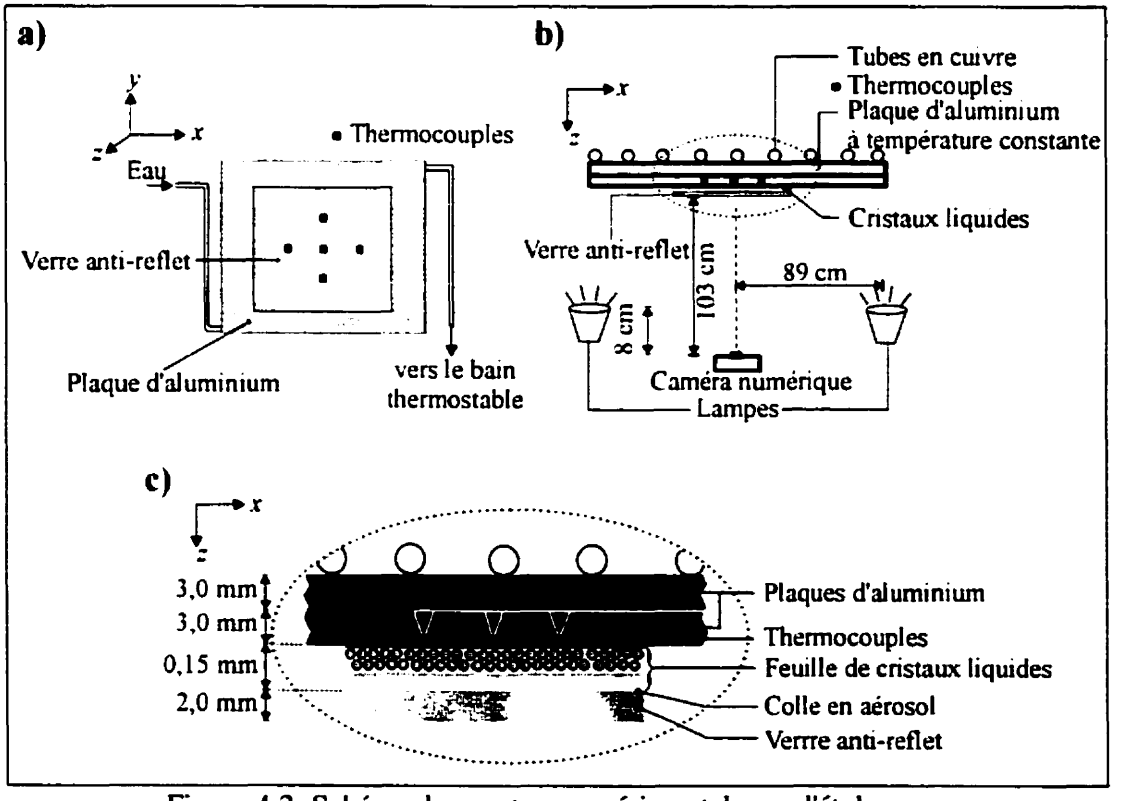


Figure 4.2: Schéma du montage expérimental pour l'étalonnage

Il est à noter que l'étalonnage a été réalisé la nuit pour éliminer la contribution de sources lumineuses parasites qui pourraient influencer les mesures. La procédure d'étalonnage des cristaux liquides se déroule de la façon suivante. Premièrement, la température désirée est fixée en ajustant la température de l'eau provenant du bain thermostable. Une

fois l'équilibre thermique atteint, les cristaux liquides sont photographiés à l'aide de la caméra numérique et l'image correspondante est sauvegardée en format *ASCII* pour chaque pixel, ce qui permet d'obtenir directement les proportions des trois couleurs de base. Ensuite commence le traitement informatique de l'image. L'angle de teinte de chaque pixel est d'abord calculé. L'angle de teinte moyen, $\overline{H}$, sur la région centrale où se trouvent les thermocouples, est calculé en utilisant les équations 4.1 et 4.2. En répétant cette procédure pour plusieurs températures, il est possible d'établir la relation $T = f(\overline{H})$.

La figure 4.3 montre les points expérimentaux obtenus lors de deux étalonnages réalisés à un mois d'intervalle. En observant cette figure on remarque tout d'abord que la reproductibilité des mesures est excellente. On note également la non linéarité de la relation entre l'angle de teinte et la température. En effet, la variation de l'angle de teinte est importante au début de la plage de température mais elle diminue rapidement à l'approche de la borne supérieure de la zone cholestérique. La relation suivante est obtenue en effectuant un lissage de courbe:

$$T = -19{,}68 + 4{,}70\times10^{-4}\ e^{0.0688H} + 19{,}75e^{1.1489\times10^{-1}H} \qquad \textbf{(4.3)}$$

Cette relation s'applique pour des températures variant de 0,1 à 9,9 °C. Le coefficient de corrélation (R^2) est égal à 0,9989 indiquant ainsi que le lissage de courbe est d'excellente qualité.

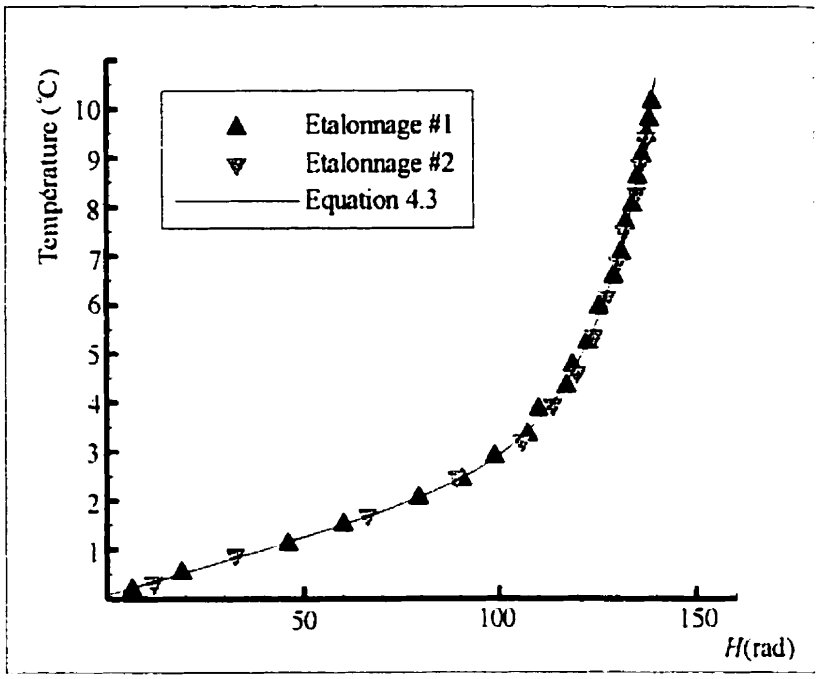


Figure 4.3: Température des cristaux liquides en fonction de l'angle de teinte

4.5 Incertitudes

Les articles scientifiques dans lesquelles les cristaux liquides sont utilisés comme capteur de température sont généralement peu loquaces quant à l'incertitude sur la mesure de température. Les paragraphes qui suivent tentent de combler cette lacune.

4.5.1 Incertitudes associées à la non-uniformité de l'angle de teinte

L'analyse des photos prises à l'aide de la caméra numérique, a permis de constater que les angles de teinte de deux pixels adjacents n'étaient pas identiques malgré le fait que les températures de ces pixels étaient les mêmes. La figure 4.4 montre schématiquement ce phénomène sur une région de 5×5 pixels où les valeurs de l'angle de teinte sont représentées par différentes intensités de gris. À notre avis, trois facteurs peuvent

expliquer cette observation; i) l'hétérogénéité dans l'application de la colle en aérosol peut avoir un impact sur les couleurs captées par la caméra; ii) le verre anti-reflet ne représente pas une surface tout à fait uniforme; iii) la composition chimique ou le comportement physique des cristaux liquides n'est peut-être pas tout à fait homogène. Cette dernière hypothèse est suggérée par Levezac (1996) qui a également observé une certaine dispersion dans les angles de teinte mesurés.

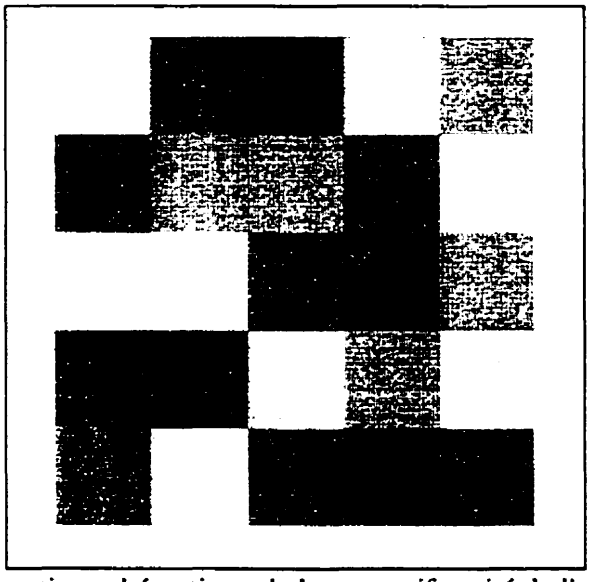


Figure 4.4: Représentation schématique de la non-uniformité de l'angle de teinte sur une surface à température constante

Les points expérimentaux de la courbe d'étalonnage présentée sur la figure 4.3 ont été obtenus en effectuant la moyenne des angles de teintes sur une surface incluant environ 40000 pixels. Tel que mentionné au paragraphe précédent, il existe un certain écart entre les angles de teinte calculés pour chaque pixel et la valeur moyenne globale. Pour quantifier cet écart, la fréquence de distribution des pixels a été tracée pour cinq températures correspondant à des angles de teinte moyens de 32,8 , 66,5 , 113,8 , 127,6 et 136,0. La figure 4.5 montre cette distribution et les températures correspondantes pour chaque courbe. Tel que montré sur cette figure, chaque courbe s'apparente à une distribution Gaussienne. Pour des températures situées au début de la zone cholestérique,

l'écart par rapport à la valeur moyenne est plus prononcé. Par exemple, pour une valeur d'angle de teinte moyenne de 32,8 , il y a approximativement 4000 pixels dont la valeur calculée de H est de 36. Ceci implique que 4000 pixels ont une température de 0,91 °C alors que la température moyenne est de 0,83 °C donnant un écart de 0,08 °C. Lorsque la température s'approche de la borne supérieure de la plage d'utilisation, on remarque que la distribution est plus étroite. Ceci signifie que la différence d'angle de teinte entre deux pixels adjacent est moindre. Cependant, l'impact de ces écarts sur l'incertitude est plus grand étant donné la forte dépendance de T en fonction de H à haute température. Par exemple, pour un angle de teinte moyen de 136 (8,85 °C), il y a approximativement 8500 pixels qui ont un angle de teinte de 137, ce qui correspond à une température de 9,25 °C.

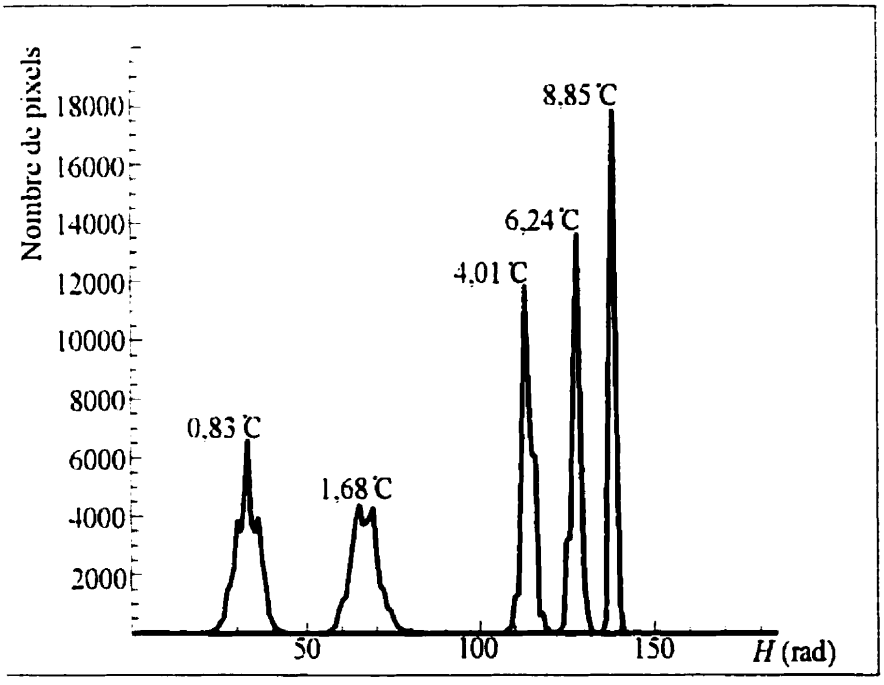


Figure 4.5: Fréquence de distribution des pixels pour cinq températures

Il est difficile d'expliquer le fait que les valeurs d'angle de teinte sont mieux définies lorsque la température est élevée. On peut cependant émettre l'hypothèse que la sensibilité spectrale de la caméra n'est peut-être pas la même selon la couleur captée.

L'étalement des angles de teinte par rapport à une valeur moyenne peut-être caractérisé par l'écart-type (σ) de chaque distribution. L'incertitude associée à la non-uniformité des angles de teinte a été évaluée en utilisant deux écart-type (2σ). Par conséquent, chaque pixel est contenu dans l'intervalle $\pm 2\sigma$ autour de la valeur moyenne avec une probabilité de 95,5% (ASHRAE, 1975).

4.5.2 Incertitudes associées à la courbe d'étalonnage

L'équation 4.3 exprime la relation entre l'angle de teinte et la température. Cependant, cette relation ne passe pas exactement par tous les points expérimentaux. La figure 4.6 donne l'écart entre les données expérimentales de la figure 4.3 et les températures données par l'équation 4.3. Pour des angles de teinte compris entre 0 et 100, l'écart est inférieur à ± 0.1 °C alors que cet écart est inférieur à $\pm 0{,}25$ °C pour des angles de teinte supérieurs à 100.

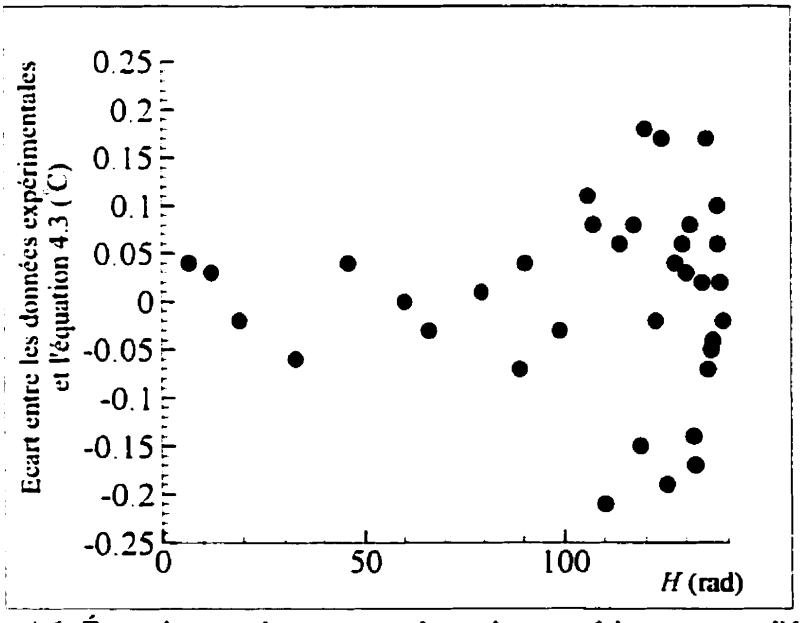


Figure 4.6: Écart de température entre les points expérimentaux et l'équation 4.3

4.5.3 Incertitudes associées à la position des lampes et de la caméra

La figure 4.7 montre l'angle d'éclairage α et l'angle d'observation β. Camci (1992) et Levezac (1996) mentionnent que ces angles peuvent avoir un impact sur la courbe d'étalonnage puisque les couleurs perçues par la caméra changent en fonction de α et β. Pour vérifier l'influence de ces angles, quelques essais supplémentaires ont été effectués L'angle de teinte a été calculé en faisant varier l'orientation des lampes et de la caméra pour deux températures situées dans la zone cholestérique. Les valeurs de *H* calculées ont ensuite été comparées aux valeurs obtenues dans le cas où les lampes et la caméra étaient perpendiculaires au plan de la feuille de cristaux liquides (α=β=0). Les résultats de ces essais sont présentés au tableau 4.1.

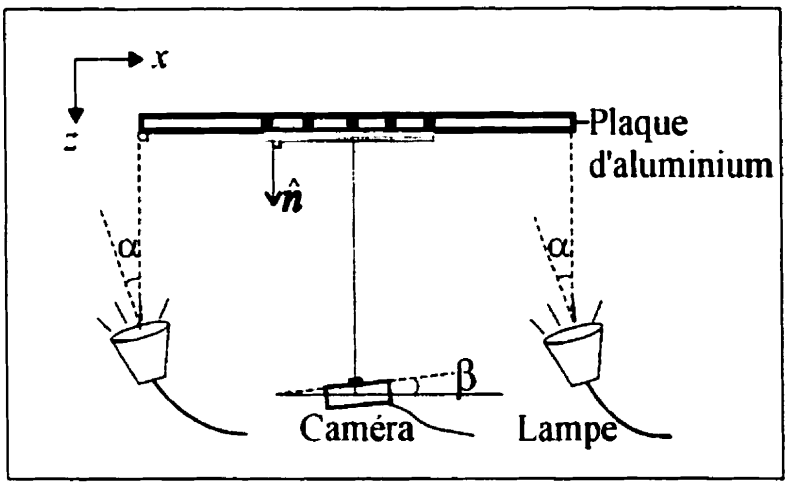


Figure 4.7: Angle d'éclairage α et angle d'observation β

Tableau 4.1: Angle de teinte pour deux angles d'éclairage et d'observation

Température de la plaque d'aluminium (°C)	α (deg)	β (deg)	Angle de teinte mesuré et température correspondante (°C)	Différence sur la température par rapport à α=0 et β=0 (°C)
2,93	**0**	**0**	**99,90 (2,93)**	-
	0	5	99,33 (2,89)	-0,04
	0	10	99,02 (2,88)	-0,05
	-5	0	100,15 (2,94)	+0,01
	5	0	99,37 (2,90)	-0,03
7,22	**0**	**0**	**131,29 (7,22)**	-
	0	5	131,15 (7,18)	-0,04
	0	10	130,83 (7,09)	-0,13
	-5	0	131,34 (7,24)	+0,02
	5	0	131,20 (7,19)	-0,03

L'observation des données du tableau 4.1 nous indique que la variation des angles α et β n'affecte pas de façon significative l'angle de teinte mesuré. Cette constatation est en accord avec les observations expérimentales de Camci (1992) et Levezac (1996) qui ont vérifié l'influence des angles d'observation et d'éclairage sur les résultats obtenus. Levezac a également déterminé l'effet d'une variation d'intensité lumineuse sur les valeurs de H mesurées. Quelques mesures ont été réalisées en variant la puissance d'alimentation des lampes. Ces mesures n'ont pas permis de constater des différences notables par rapport au cas où les lampes étaient alimentées à puissance maximale. Ces observations concordent également avec les résultats de Levezac qui a mené une série d'expérimentations sur la sensibilité de la couleur perçue par la caméra en fonction de l'intensité d'éclairage.

4.5.4 Incertitudes globales sur la mesure de température

Il est important d'assigner une incertitude à une mesure de température et c'est d'autant plus vrai avec une nouvelle technique de mesure comme celle présentée ici. La mesure de

température au moyen de cristaux liquides comporte trois incertitudes. Tout d'abord, il y a l'incertitude liée aux thermocouples utilisés lors de l'étalonnage. Ensuite, on retrouve les incertitudes décrites aux sections 4.5.1 et 4.5.2, soit l'écart-type sur la distribution de l'angle de teinte et l'écart moyen entre les points expérimentaux et l'équation 4.3. Ces trois incertitudes sont combinées en une incertitude globale conformément à la technique de Kline et McClintock (1953). En supposant que les trois incertitudes sont indépendantes, l'incertitude globale est obtenue en prenant la racine carrée de la somme des incertitudes individuelles élevé au carré. Le tableau 4.2 présente les incertitudes individuelles ainsi que l'incertitude globale obtenue pour la présente étude. Puisque les incertitudes dépendent de la température, l'intervalle de température correspondant à la plage d'opération des cristaux liquides a été divisé en cinq intervalles. La dernière colonne du tableau montre les incertitudes globales arrondies à 0.05 °C. Comme on peut le constater, l'incertitude sur les mesures est plus élevée dans la partie supérieure de la région cholestérique.

Les incertitudes décrites au tableau 4.2 sont en accord avec les valeurs obtenues par d'autres chercheurs. Par exemple, Akino (1989) calcule une incertitude de ±0,1 °C au début de la région cholestérique et une incertitude de ±0.5 °C dans la région correspondant à la couleur bleue. Shadid et Goldstein (1990) présentent dans leur article des incertitudes comprises entre ±0,15 °C et ±0,45 °C sur la plage d'opération des cristaux liquides testés.

Tableau 4.2: Incertitudes individuelles et globales

Valeur moyenne de H et température correspondante (°C)	Écart-type dans les valeurs de H (σ)	Incertitude associée au lissage des résultats expérimentaux (°C)	Incertitude associée à la non-uniformité de H ($\pm 2 \times \sigma$) (°C)	Incertitudes des thermocouples (°C)	Incertitude globale (arrondie à ±0.05 °C)
32,8 (0,83)	± 3,29	± 0,1	± 0,16	± 0,1	± 0,25
66,5 (1,68)	± 3,75	± 0,1	± 0,21	± 0,1	± 0,30
113,8 (4,01)	± 1,70	± 0,25	± 0,37	± 0,1	± 0,50
127,6 (6,24)	± 1,34	± 0,25	± 0,64	± 0,1	± 0,70
136,0 (8,85)	± 0,81	± 0,25	± 0,65	± 0,1	± 0,70

4.6 Technique de fabrication de la fenêtre contenant les cristaux liquides

Les figures 4.8a et 4.8b montrent la fenêtre utilisée lors des essais. Cette dernière est composée d'une unité scellée et d'un cadre. L'unité scellée a été fabriquée sur mesure par la compagnie Unicel. Celle-ci est composée de deux plaques de verre anti-reflet d'une épaisseur de 2 mm espacées de 18 mm grâce à un intercalaire en aluminium. L'étanchéité est assurée par deux barrières d'étanchéité, l'une en buthyl au niveau de l'intercalaire, l'autre en polysulfide au pourtour de l'unité scellée. Les dimensions de l'unité scellée sont de 40,6×61 cm (16"×24"). Cette unité scellée a ensuite été insérée dans le cadre en bois de façon à former une fenêtre d'une dimension de 50×70 cm.

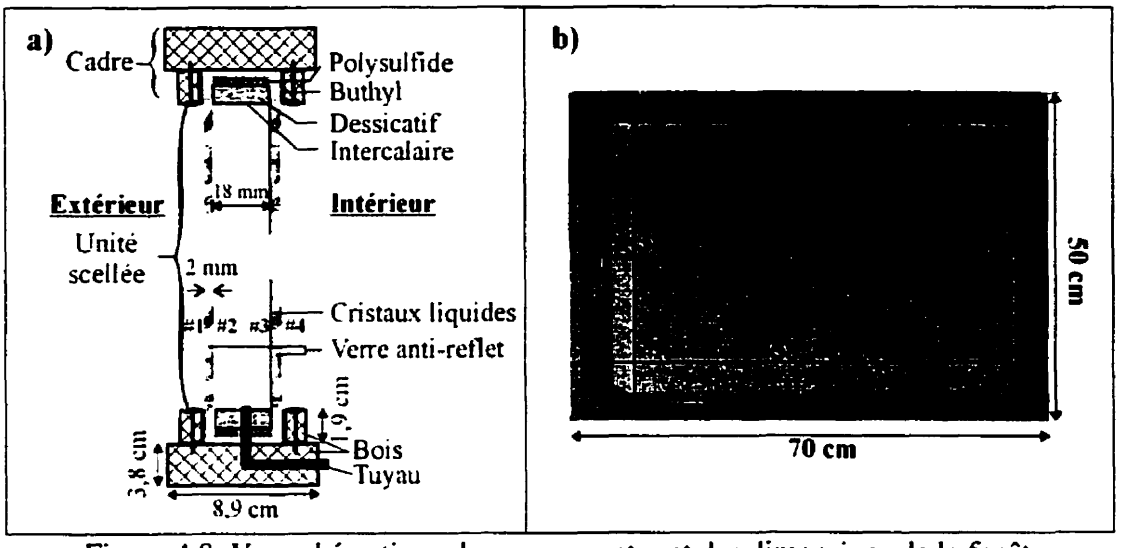


Figure 4.8: Vue schématique des composantes et des dimensions de la fenêtre

La feuille de cristaux liquides est collée sur la surface de verre 3 à l'aide d'un adhésif transparent en aérosol (Photomount 3M). Tel que montré sur la figure 4.8a, la surface 3 est la surface intérieure de la plaque de verre située du côté chaud. Un tuyau de cuivre passant par l'intercalaire et le cadre est relié à un manomètre et à un aspirateur à débit variable, ce qui permet de déterminer et de contrôler la pression à l'intérieur de l'unité scellée. De plus, l'intercalaire est rempli de dessiccatif pour éviter la formation de condensation entre les plaques de verre.

4.7 Montage expérimental

La fenêtre a été soumise à des conditions hivernales typiques pour Montréal. Ces conditions sont obtenues en utilisant la cellule d'essais de la compagnie Air-Ins Inc. montrée schématiquement à la figure 4.9. Cette cellule mesure 8×3×3 m et est composée de deux enceintes à température contrôlée, séparée par un mur mobile dans lequel se trouve la fenêtre. La température de l'enceinte de gauche peut varier entre –30 et 30 °C alors que l'enceinte de droite est maintenue à une température constante voisine de 20 °C. L'enceinte de gauche sert à simuler les conditions extérieures et l'enceinte de droite

reproduit les conditions qui prévalent à l'intérieur d'un bâtiment. La température de chaque enceinte est contrôlée et lue par un système d'acquisition de données. Lors des mesures expérimentales, les fluctuations de température n'excèdaient pas ±0,2 °C par rapport au point de consigne. Dans l'enceinte de gauche, un régime de convection forcé est créé par un générateur de vent qui produit un écoulement d'air uniforme et perpendiculaire à la fenêtre. Cet écoulement est généré par deux ventilateurs qui soufflent de l'air dans un plenum alimentant une série de tubes desquels sort l'air. L'ensemble est animé d'un mouvement circulaire afin d'uniformiser le coefficient de film. Compte tenu du débit d'air fourni par les ventilateurs, le coefficient de convection est estimé à environ 25 W/m^2K. La caméra numérique est reliée à un ordinateur situé hors de la chambre climatique, ce qui permet de photographier l'échantillon sans altérer les conditions à l'intérieur de la chambre. Finalement, les conditions d'éclairage utilisées lors de l'étalonnage ont été soigneusement reproduites lors des essais.

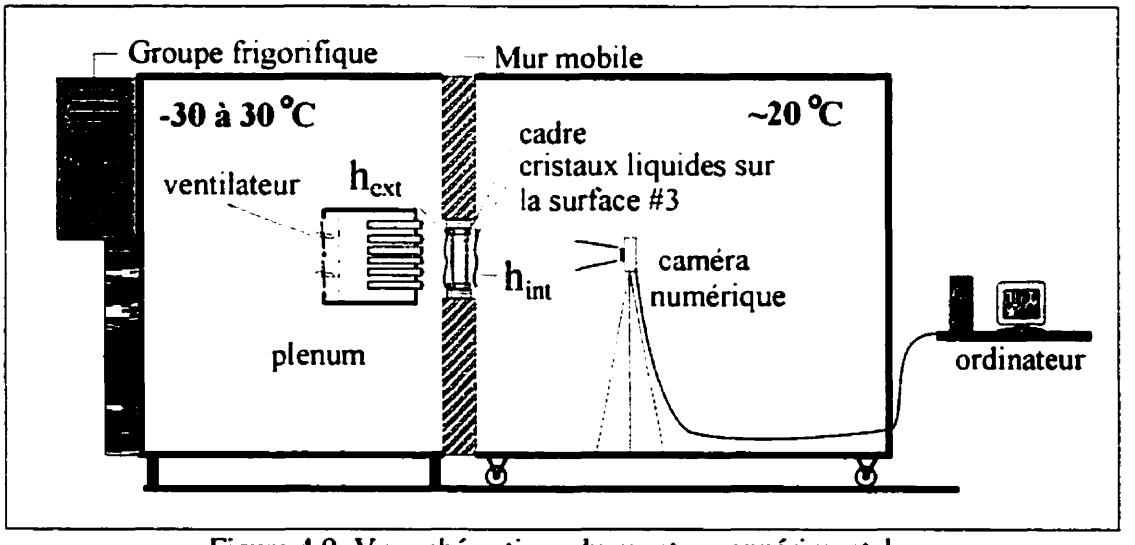


Figure 4.9: Vue schématique du montage expérimental

CHAPITRE 5

ÉVALUATION DU RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE

5.1 Introduction

Au chapitre 1, les bases et les hypothèses de calcul du rendement énergétique (*RE*) et du rendement énergétique spécifique (*RES*) ont été exposées. Il a été mentionné que la norme canadienne du *RE* et du *RES* est basée sur un certain nombre d'hypothèses. Or ces hypothèses sont contestables et l'utilisation d'une méthode de calcul plus rigoureuse pourrait conduire à des résultats différents.

La première partie de ce chapitre montre comment l'interaction entre la conduction thermique dans le cadre et l'infiltration d'air peut influencer le *RE* d'une fenêtre. Dans la seconde partie du chapitre, le *RES* est évalué en fonction d'une variation du débit d'infiltration causé par les conditions météorologiques changeantes. Il est à noter que ce chapitre est le fruit d'une étude réalisée pour le compte de la société canadienne d'hypothèque et de logement (Bernier et Hallé, 2000).

5.2 Géométries du cadre et conditions aux frontières

Des simulations numériques permettant de déterminer les échanges énergétiques dans un cadre de fenêtre ont été entreprises pour vérifier l'importance de l'interaction entre l'infiltration/exfiltration d'air et la conduction thermique dans le cadre. Une simulation du transfert thermique dans un type de cadre tel que montré à la figure 1.3 aurait exigé un temps de calcul considérable. Deux géométries simplifiées s'approchant de cadres réels ont été plutôt étudiées. Tel que montré sur la figure 5.1, ces cadres possèdent des fentes

en Z et en L. Pour chaque cadre, deux types de matériaux ont été examinés: i) tout PVC; ii) aluminium avec bris thermique en PVC. Il y a donc quatre combinaisons possibles: Z-Al, Z-PVC, L-Al et L-PVC.

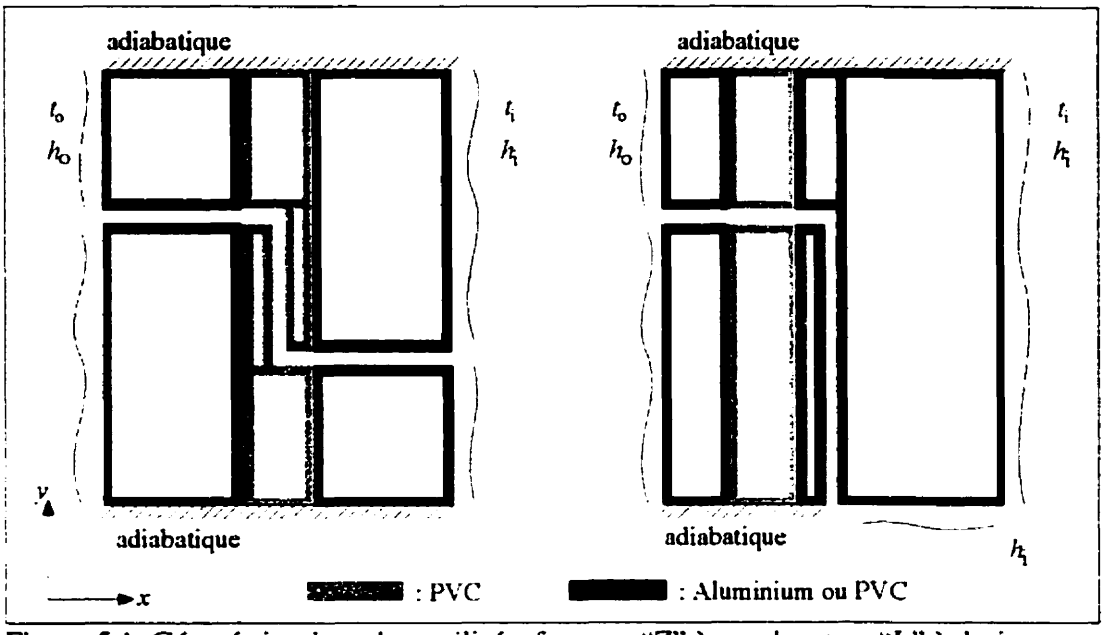


Figure 5.1: Géométries de cadres utilisés, fente en "Z" à gauche et en "L" à droite

Le coefficient de convection sur la surface extérieure (h_o) du cadre a été fixé à 30,0 W/m^{2o}C. Les coefficients de convection sur la surface intérieure (h_i) pour les cadres composés entièrement de PVC et les cadres en aluminium avec bris thermique en PVC ont été fixés, respectivement, à 7,6 W/m^{2o}C et 7,9 W/m^{2o}C. Les variables t_i et t_o représentent les températures intérieure et extérieure, respectivement. Les conductivités thermiques de l'air dans les cavités ont été déterminées sous forme d'une conductivité thermique effective. Plus de détails sur cette question sont donnés à l'annexe VI.

5.3 Calcul des coefficients U et de la température t_s

Tel que mentionné au chapitre 1, l'évaluation du *RE* et du *RES* en tenant compte des modifications proposées, requiert la détermination des coefficients de déperdition thermique en régime d'infiltration et d'exfiltration ($U_{f,inf}$ et $U_{f,exf}$) et la température de l'écoulement à la sortie de la fente en régime d'exfiltration, t_s (voir figure 1.8).

Les variables $q_{f,inf}$ et $q_{f,exf}$ sont définies comme étant respectivement l'énergie perdue par unité de surface en régime d'infiltration et d'exfiltration. Les résultats des simulations numériques du transfert de chaleur permettent d'obtenir $q_{f,inf}$, $q_{f,exf}$ et t_s. Les valeurs des coefficients $U_{f,inf}$ et $U_{f,exf}$ sont alors évaluées de la façon suivante :

$$U_{f,inf} = q_{f,inf} / (t_i - t_o) \text{ et } U_{f,exf} = q_{f,exf} / (t_i - t_o) \qquad \textbf{(5.1)}$$

5.4 Évaluation du rendement énergétique

5.4.1 Maillage

La figure 5.2 montre le maillage utilisé lors des simulations numériques sur la fente en L. Ce maillage comporte 4990 nœuds et 4554 éléments structurés. On remarque que la densité de maillage est plus élevée dans la fente. C'est en effet dans cette région qu'on observe les gradients de température les plus importants. Le maillage utilisé pour la fente en Z possède les mêmes caractéristiques que le maillage de la figure 5.2.

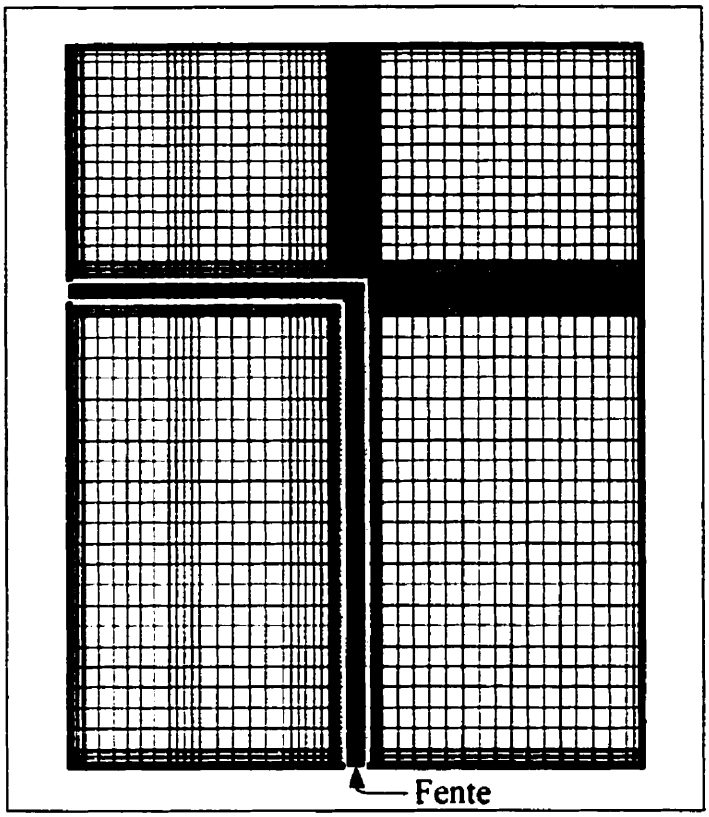


Figure 5.2: Maillage pour la fente en L

Mentionnons que les simulations numériques présentées dans cette section ont été réalisées à l'aide de la méthode des volumes finis utilisant l'algorithme SIMPLER (Patankar, 1980) sur un maillage cartésien structuré. Les détails numérique se retrouvent dans une publication issues des présents travaux (Hallé et al., 1998). Pour faciliter l'écriture on désignera dans ce qui suit ce code par l'appellation VF.

5.4.2 Fenêtre étudiée

Tel que montré à la figure 5.3, les dimensions de la fenêtre étudiée sont de 1220 × 600 mm, ce qui correspond au format de référence tel que spécifié dans la norme du rendement énergétique (CSA, 1998). Pour cette fenêtre, le périmètre total de la fente (l_c)

est 3,4 m, l'aire du cadre (A_f) est 0,304 m^2 et A_w, la surface occupée par le verre, est égale à 0,732 m^2. Pour une fenêtre de cette dimension, les débits d'infiltration étudiés (A2 et A3) correspondent, respectivement, à des débits massiques de $1{,}39\times10^{-4}$ kg/s et $4{,}62\times10^{-5}$ kg/s répartis uniformément le long du périmètre de la fenêtre.

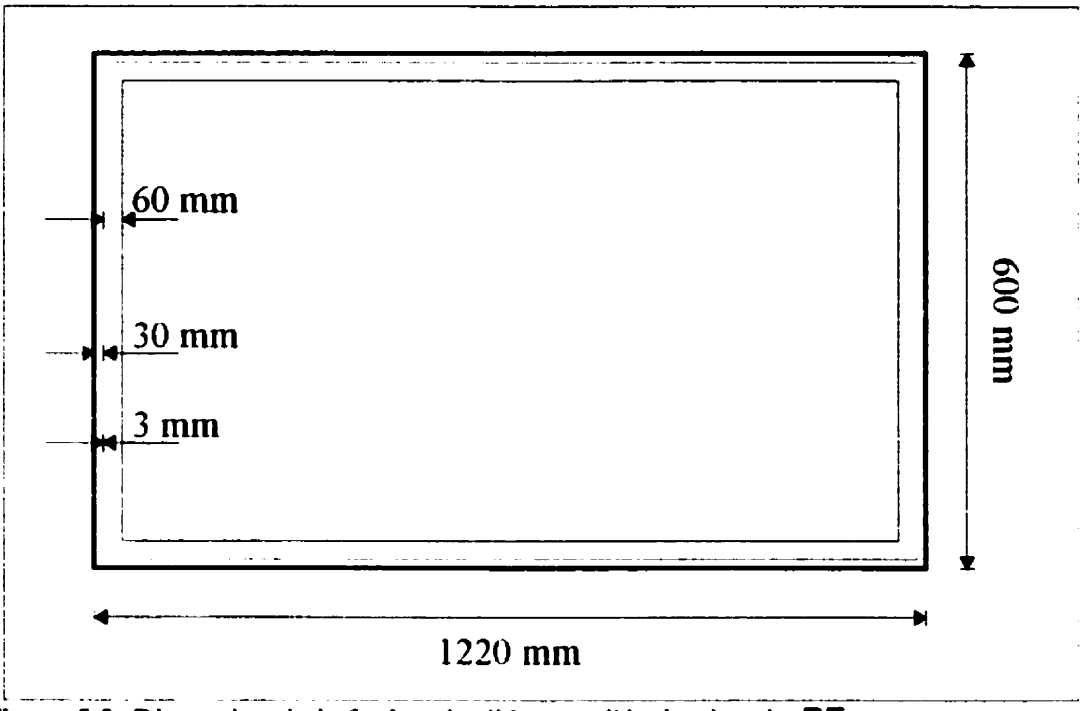


Figure 5.3: Dimension de la fenêtre étudiée pour l'évaluation du *RE*

5.4.3 Méthodologie

Tel que mentionné au chapitre 1, le rendement énergétique d'une fenêtre est défini comme étant la somme des gains solaires, des pertes par conduction et des pertes par infiltration.

$$RE = C - U_f \frac{A_f}{A_w} \times (t_i - t_o) - \frac{\dot{m}_s C_p \times (t_i - t_o)}{A_w} \qquad \textbf{(5.2)}$$

où $$C = 72,20\ F_w - \frac{\left(U_{cg}A_{cg} + U_{eg}A_{eg}\right)}{A_w} \times \left(t_i - t_o\right) \quad \textbf{(5.3)}$$

Pour quantifier l'effet du transfert thermique conjugué sur le rendement énergétique, des modifications à l'équation 5.2 ont été proposées. Tel que mentionné au chapitre 1, un rendement énergétique, RE^*, peut-être défini pour tenir compte du transfert thermique conjugué entre l'air qui s'infiltre/exfiltre et la conduction de chaleur dans le cadre. La valeur du RE^* est donnée par :

$$RE^* = C - \left(U_{f,\,inf} + U_{f,\,ext}\right)\frac{A_f}{2A_w} \times \left(t_i - t_o\right) - \frac{\dot{m}_s C_p \times \left(t_s - t_o\right)}{2A_w} \quad \textbf{(5.4)}$$

Les gains solaires et les pertes thermiques en bordure et dans le centre du vitrage sont considérés comme étant identiques dans les équations du RE et du RE^*. Ces termes sont regroupés sous la variable C et ne sont pas inclus dans l'analyse qui suit. Ceci suppose que l'influence de l'infiltration/exfiltration sur le transfert thermique dans la fenêtre est limitée au cadre. Par conséquent, les résultats sont présentés en fonction de la différence des rendements énergétiques $\left(\Delta RE = RE^* - RE\right)$ donnée par les deux approches.

5.4.4 Résultats

Lors des simulations les températures extérieure et intérieure ont été fixées, respectivement, à −1,9 °C et 20 °C en accord avec la norme actuelle (CSA, 1998). Les débits d'infiltration/exfiltration étudiés correspondent aux débits des classes A2 et A3 tel que défini dans la norme.

Le calcul du *RE* exige l'évaluation de U_f, le coefficient de déperdition thermique en conduction pure. Le tableau 5.1 montre les valeurs de U_f obtenues numériquement avec le code VF ainsi que ceux calculés avec le progiciel FRAME (Canmet, 1996b) pour les quatre types de cadre. Tel que montré au tableau 5.1, les résultats obtenus par les deux codes sont identiques.

Tableau 5.1: Coefficients U_f obtenus de FRAME et du code VF

	U_f (W/m^2°C)	
Géométrie	FRAME	Code VF
L-PVC	1,29	1,29
L-Al	2,91	2,91
Z-PVC	1,30	1,30
Z-Al	2,90	2,90

Les résultats bruts menant au calcul du *RE* sont présentés au tableau 5.2. Les valeurs de U_f, $U_{f,inf}$, $U_{f,ext}$, t_e et t_s sont présentées pour les 8 cas étudiés.

Tableau 5.2: Comparaison entre la procédure actuelle et les modifications proposées

		Norme actuelle		Présente étude			
Géométrie	Débit	U_f (W/m^2°C)	t_i (°C)	$U_{f,inf}$ (W/m^2°C)	t_e (°C)	$U_{f,ext}$ (W/m^2°C)	t_s (°C)
L-PVC	A3	1,29	-1,9	1,18	12,8	1,39	-0,4
	A2	1,29	-1,9	1,06	12,5	1,52	0,2
L-Al	A3	2,91	-1,9	2,76	11,4	3,03	0,4
	A2	2,91	-1,9	2,68	11,2	3,15	0,6
Z-PVC	A3	1,30	-1,9	1,21	15,7	1,38	-0,6
	A2	1,30	-1,9	1,10	15,1	1,49	-0,2
Z-Al	A3	2,90	-1,9	2,80	11,8	2,95	0,3
	A2	2,90	-1,9	2,70	11,6	3,08	0,4

Le tableau 5.3 montre l'influence du transfert thermique conjugué sur la conduction de chaleur en présentant les écarts entre les coefficients U en régime d'infiltration ou d'exfiltration et le coefficient U en conduction pure. La différence entre les rendements énergétiques (ΔRE) calculés selon les deux méthodes de calcul est également présentée. Deux valeurs intermédiaires sont indiquées dans ce tableau : ΔRE_f représente la variation des rendements énergétiques attribuable au changement des coefficients de déperdition thermique dans le cadre et ΔRE_L correspond à la variation des pertes énergétiques causées par le terme d'infiltration. Ces valeurs sont données par :

$$\Delta RE_f = -\frac{\left(U_{f,inf} + U_{f,exf}\right)}{2A_w} A_f \times (t_i - t_o) + U_f \frac{A_f}{A_w} \times (t_i - t_o) \qquad \textbf{(5.5)}$$

$$\Delta RE_L = -\frac{\dot{m}_4 C_p (t_s - t_o)}{2A_w} + \frac{\dot{m}_4 C_p (t_i - t_o)}{A_w} \qquad \textbf{(5.6)}$$

Tableau 5.3: Différence entre les rendements énergétiques calculés

Géométrie	Débit	Différence dans la valeur de U_f		$(t_s - t_o)$ (°C)	ΔRE_f (W/m²)	ΔRE_L (W/m²)	ΔRE (W/m²)
		INF	EXF				
L-PVC	A3	8,7%	-8,2%	1,5	0,0	1,4	**1,4**
	A2	17,6%	-18,4%	2,1	0,0	3,9	**3,9**
L-Al	A3	5,1%	-4,1%	2,3	0,1	1,3	**1,4**
	A2	7,9%	-8,4%	2,5	-0,1	3,9	**3,8**
Z-PVC	A3	7,1%	-6,1%	1,4	0,1	1,3	**1,4**
	A2	14,9%	-15,0%	1,7	0,0	4,0	**4,0**
Z-Al	A3	3,2%	-1,9%	2,2	0,2	1,3	**1,5**
	A2	6,6%	-6,2%	2,3	0,1	3,9	**4,0**

5.4.4.1 Cas d'infiltration

Les résultats présentés au tableau 5.2 montrent clairement que l'interaction thermique entre l'air qui s'infiltre et le cadre a pour effet d'augmenter la température de l'air lors de son passage dans la fente. L'échange d'énergie entre l'air et le cadre a également comme effet de diminuer le coefficient de déperdition thermique du cadre, car l'énergie captée par le fluide est transférée à l'intérieur du bâtiment. L'augmentation de température est significative, allant de 13,1 °C pour la géométrie L-Al et un débit A2 à 17.6 °C pour la géométrie Z-PVC et un débit A3. L'importance du transfert thermique peut s'expliquer par le fait que les vitesses d'écoulement dans la fente, pour les débits massiques testés, sont très faibles. L'air séjourne pendant un temps suffisamment long dans le cadre pour que la température du fluide soit pratiquement égale à la température du cadre à la sortie de la fente.

5.4.4.2 Cas d'exfiltration

Dans le cas où l'air s'exfiltre, le cadre agit également comme un échangeur de chaleur. La température de l'air lors de son entrée dans la fente (20 °C) décroît graduellement et atteint une température t_s (figure 1.8) variant de -0,6 °C à +0,6 °C. En régime d'exfiltration, l'augmentation de température a pour effet de drainer une plus grande quantité d'énergie vers l'extérieur. Par conséquent, le coefficient de déperdition thermique en régime d'exfiltration est plus élevé que dans le cas de la conduction pure.

5.4.4.3 Impact sur ΔRE_L et ΔRE_f

Les résultats du tableau 5.3 indiquent que ΔRE_f est très faible. L'augmentation de U_f en régime d'exfiltration est compensée par la diminution du coefficient U_f en infiltration. Par conséquent, l'écart entre RE et RE^* dépend principalement du terme d'infiltration ΔRE_L.

Les simulations numériques montrent également que le terme $(t_s - t_o)$ est faible. Par conséquent, le terme d'infiltration est presque négligeable (équation 5.2). Par contre, la norme actuelle utilise $(t_i - t_o)$ qui est égal à 21,9 °C pour l'ensemble du Canada. Cet écart entre les différentiels de température explique pourquoi la différence entre les rendements énergétiques dépend principalement du terme ΔRE_L.

Les résultats indiquent également que la variation du débit d'infiltration a peu d'influence sur les températures de sortie calculées, ce qui fait que $(t_s - t_o)$ varie peu. Par conséquent, la valeur du ΔRE augmente proportionnellement à l'augmentation du débit d'infiltration. Ainsi, tel que montré au tableau 5.3, le ΔRE augmente approximativement d'un facteur 3 lorsque le débit d'infiltration triple (de A3 à A2).

Bien qu'un nombre limité de géométries a été examiné, les résultats montrent que l'interaction thermique entre l'écoulement d'air et la conduction de chaleur dans le cadre a comme conséquence d'augmenter de façon significative la valeur du rendement énergétique d'une fenêtre.

5.5 Évaluation du rendement énergétique spécifique

Le rendement énergétique spécifique (*RES*) d'une fenêtre représente le *RE* mais pour une ville et une orientation spécifique. La norme CSA A440.2 (1998a) spécifie que cette valeur est donnée par:

$$RES = C - U_f \left(\frac{A_f}{A_w} \right) (t_i - t_o) - \frac{\dot{m}_4 \ C_p}{A_w} \ (t_i - t_o) \qquad \textbf{(5.7)}$$

Au chapitre 1, il a été proposé d'examiner l'équation du *RES* en rapport avec les items suivants :

1. Interaction thermique entre le cadre et l'air qui s'infiltre.
2. Variation du débit d'infiltration $\dot{m}_4$ en fonction des conditions météorologiques (t_o et V_{vent}).
3. Variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure: effet $L_{75,T}$.

Pour tenir compte des items énumérés plus haut et de leurs impacts sur le *RES*, l'équation 5.7 a été modifiée. Le *RES* résultant (noté *RES**) est donné par:

$$RES^* = C - \left(U_{f,inf} + U_{f,exf}\right) \frac{A_f}{2A_w} \times (t_i - t_o) - \frac{\dot{m}_4 C_p \times (t_s - t_o)}{2A_w} \qquad \textbf{(5.8)}$$

Comme dans le cas du *RE**, l'évaluation du *RES** nécessite des simulations numériques pour obtenir les coefficients $U_{f,inf}$, $U_{f,exf}$ et la température t_s. Contrairement à ce qui est spécifié dans la norme actuelle, le débit $\dot{m}_4$ n'est pas évalué à partir de conditions météorologiques moyennes mais plutôt en utilisant les données horaires d'un fichier

météo. Ceci permet de tenir compte de la variation du débit dans l'évaluation du RES^*. La section suivante présente le traitement des données météorologiques.

5.5.1 Traitement des données météorologiques

Les données météorologiques de cinq villes canadiennes ont été soit : Montréal, Toronto, Winnipeg, Edmonton et Vancouver. Mentionnons que la norme établie qu'en moyenne aucun chauffage n'est requis pour des températures extérieures supérieures à une température d'équilibre de 12 °C. La température d'équilibre est la température extérieure au-dessus de laquelle aucun chauffage n'est requis à l'intérieur d'un bâtiment. Il n'est donc pas nécessaire de calculer le RES pour des températures supérieures à cette valeur.

L'équation 5.8 est strictement valide pour des valeurs uniques de t_o et de vitesse du vent. Pour obtenir une valeur du RES^* moyen pour la saison de chauffage, il faudrait évaluer $\dot{m}_4$ et les coefficients $U_{f,inf}$ et $U_{f,exf}$ heure par heure car le binôme (t_o, vitesse du vent) change à chaque heure. Toutefois, cette approche nécessiterait des ressources informatiques considérables. À l'opposé, l'utilisation des conditions météo moyennes pendant la saison de chauffage est un peu trop simpliste d'autant plus qu'il n'est pas acquis que la valeur du RES varie linéairement avec la température extérieure. Pour limiter le nombre de simulations, les calculs seront effectués par intervalle de température. Ainsi, la saison de chauffage est divisée en 13 intervalles (7 pour Vancouver) de température de 3 °C chacun. Le tableau 5.4 présente un sommaire du traitement effectué sur les données météorologiques de Montréal. L'annexe VII présente les données météo pour les 4 autres villes canadiennes.

Tableau 5.4: Données météorologiques pour Montréal

Intervalle de température	t_o (°C)	nh (h)	$t_i - t_o$ (°C)	V_{vent} (m/s)	PF ($m^3/s/m^2$)	K_{PF} (W-h/m^3)	$L_{75,T}/L_{75,20}$	$\dot{m}_4$ (A2) (kg/s)	$\dot{m}_4$ (A3) (kg/s)
10/13	11,5	694	8,5	3,49	0,727	0,103	1,152	7,83E-05	2,61E-05
7/10	8,5	526	11,5	3,41	0,776	0,149	1,183	8,58E-05	2,86E-05
4/7	5,5	493	14,5	3,81	0,869	0,210	1,221	9,92E-05	3,31E-05
1/4	2,5	898	17,5	4,41	0,978	0,285	1,266	1,16E-04	3,86E-05
-2/1	-0,5	636	20,5	4,33	1,014	0,346	1,319	1,25E-04	4,17E-05
-5/-2	-3,5	573	23,5	4,44	1,066	0,417	1,380	1,38E-04	4,58E-05
-8/-5	-6,5	493	26,5	4,20	1,085	0,481	1,450	1,47E-04	4,91E-05
-11/-8	-9,5	447	29,5	4,30	1,133	0,557	1,523	1,61E-04	5,38E-05
-14/-11	-12,5	364	32,5	5,09	1,241	0,672	1,606	1,86E-04	6,22E-05
-17/-14	-15,5	252	35,5	4,50	1,223	0,724	1,697	1,94E-04	6,47E-05
-20/-17	-18,5	171	38,5	3,81	1,205	0,773	1,795	2,02E-04	6,74E-05
-23/-20	-21,5	63	41,5	4,32	1,278	0,884	1,901	2,27E-04	7,57E-05
<-23	-24,5	68	44,5	3,95	1,285	0,953	2,014	2,42E-04	8,07E-05
Nombre total d'heures de chauffage pour Montréal		**5678**							

La variable *nh* dans le tableau 5.4 fait référence au nombre d'heures de chauffage pour chaque intervalle de température. Les autres paramètres du tableau ont déjà été définis au chapitre 1. Le traitement des fichiers météorologiques est présenté en détail par Bernier et Hallé (2000). En utilisant la technique des intervalles de température, il est possible d'évaluer un RES^* moyen pour la saison de chauffage, $\overline{RES}^*$, à l'aide de l'équation 5.9. Il s'agit donc d'évaluer les valeurs de RES^* pour chaque intervalle de température et de déterminer la moyenne durant la saison de chauffage au prorata du nombre d'heures dans chaque intervalle.

$$\overline{RES}^{\bullet} = C^{\bullet} + F + I \tag{5.9}$$

$$\text{où} \quad C^{\bullet} = SHGC_w \times F_s - \frac{\left[\sum_{n=1}^{N} \frac{(U_{cg}A_{cg} + U_{eg}A_{eg})}{A_w} \times \left(t_i - t_o|_n\right) \times (nh)|_n\right]}{\sum_{n=1}^{N} (nh)|_n} \tag{5.10}$$

$$F = -\frac{\left[\sum_{n=1}^{N} \left(U_{f,inf}|_n + U_{f,exf}|_n\right) \frac{A_f}{2A_w} \times \left(t_i - t_o|_n\right) \times nh|_n\right]}{\sum_{n=1}^{N} nh|_n} \tag{5.11}$$

$$I = -\frac{\left[\sum_{n=1}^{N} \frac{\dot{m}_s|_n C_p \times \left(t_s|_n - t_o|_n\right)}{2A_w} \times nh|_n\right]}{\sum_{n=1}^{N} nh|_n} \tag{5.12}$$

où N est le nombre d'intervalles de température pour la localité en question.

Dans l'équation 5.10, $C^{\bullet}$ représente la contribution des gains solaires et du transfert thermique en bordure et au centre du vitrage. Il est à noter que le terme $C^{\bullet}$ est différent du terme C défini par la relation 1.17. Le paramètre F est relié à la variation du coefficient de déperdition suite au passage de l'air dans le cadre et le terme I est directement relié au débit d'infiltration/exfiltration.

Les données météorologiques sont issues d'un fichier WYEC2 (ASHRAE, 1998) et ont été traitées de la façon suivante. Tout d'abord, le nombre d'heures pendant lesquelles la température extérieure se trouvait entre les bornes inférieure et supérieure de l'intervalle a été calculé. Par exemple, en se rapportant au tableau 5.4 on note qu'à Montréal il y a 493 heures pendant lesquelles la température se situe entre -8 et -5 °C. Ensuite, la vitesse

moyenne du vent dans l'intervalle a été évaluée; pour l'intervalle -8/-5 °C, cette vitesse est de 4,20 m/s à Montréal.

Finalement, les calculs relatifs à $\dot{m}_4$ sont effectués en plusieurs étapes dans les cinq dernières colonnes du tableau 5.4. Ces calculs sont effectués ici en utilisant le modèle d'infiltration de LBL (Sherman et Grismud, 1980) avec A=0.00029 et B=0.000231 pour un débit d'infiltration nominal $L_{75,20}$ de 1,65 m^3/h (A2) et 0,55 m^3/h (A3). Les grandes lignes de ce modèle ont été présentées au chapitre 1.

Il est intéressant de comparer les valeurs pondérées (au prorata du nombre d'heures dans l'intervalle) de $(t_i - t_o)$, avec les valeurs moyennes présentées dans la norme et celles calculées avec deux autres fichiers météorologiques. Cette comparaison est montrée au tableau 5.5. Les données présentées à la colonne C sont celles obtenues en utilisant la méthode de Erbs et al. (1983) pour le calcul des intervalles de température. Les données de la dernière colonne ont été prises d'un rapport antérieur à l'entrée en vigueur de la norme et qui a servi de base à l'établissement de celle-ci (Enermodal, 1990).

On remarque que les valeurs de $(t_i - t_o)$ dépendent du fichier météo utilisé. Une comparaison des colonnes B, C et D indique qu'il existe des différences mineures entre ces trois approches qui sont issues de trois fichiers météorologiques différents. Cependant, les écarts entre les valeurs présentées dans les trois dernières colonnes et les valeurs de la norme (colonne A) sont beaucoup plus significatifs surtout pour les villes de Winnipeg et Edmonton où les écarts sont de l'ordre de 8,8 à 10,6% et 15,0 à 16,5%, respectivement. À la lumière de ces résultats, il semble que les valeurs de $(t_i - t_o)$ utilisées dans la norme pour Winnipeg et Edmonton soient surestimées.

Tableau 5.5: Comparaisons entre les valeurs de $(t_i - t_o)$

	$(t_i - t_o)$ (°C)			
Villes	A	B	C	D
	Norme	Présente étude (différence avec la colonne A)	Méthode de Erbs (différence avec la colonne A)	Enermodal (1990) (différence avec la colonne A)
Montréal	22,7	21,9 (3,5%)	21,4 (5,7%)	22,1 (2,6%)
Toronto	20,7	19,4 (6,3%)	19,1 (7,7%)	19,8 (4,3%)
Winnipeg	28,3	25,4 (10,2%)	25,3 (10,6%)	25,8 (8,8%)
Edmonton	27,3	23,2 (15,0%)	22,8 (16,5%)	22,9 (16,1%)
Vancouver	15,1	14,1 (6,6%)	14,4 (4,6%)	14,4 (4,6%)

Le facteur de pression local, K_{PF}, dépend des données météorologiques par le biais de la vitesse du vent et de la température extérieure. Le tableau 5.6 présente les résultats d'une comparaison entre les valeurs de K_{PF} de la norme et celles obtenues au cours de la présente étude. Encore une fois les différences sont assez importantes notamment pour Winnipeg et Edmonton.

Tableau 5.6: Comparaisons entre les facteurs de pression local

Villes	K_{PF} Norme	K_{PF} Présente étude	Différence
Montréal	0,407	0,376	7,6%
Toronto	0,361	0,322	10,8%
Winnipeg	0,57	0,487	20,4%
Edmonton	0,479	0,390	18,6%
Vancouver	0,212	0,183	13,7%

La figure 5.4 montre les débits d'infiltration obtenus pour chaque ville et chaque intervalle de température. Ces données proviennent du tableau 5.4 et de l'annexe VII. On

retrouve sur le graphique cinq courbes pour le débit d'infiltration A2 et cinq courbes pour le débit d'infiltration A3. L'examen de la figure 5.4 indique que, pour une température extérieure donnée, les débits d'infiltration calculés pour chaque ville sont assez différents les uns des autres. La différence maximum survient à une température extérieure de –3.5°C où elle s'élève à 25%. Ces différences sont attribuables à la vitesse du vent qui diffère d'une ville à l'autre. La figure 5.4 montre également qu'il est raisonnable de supposer que le débit d'infiltration varie linéairement en fonction de la température extérieure. Les quatre flèches sur la figure montrent les valeurs extrêmes observées qui seront utilisées à la section 5.5.3.

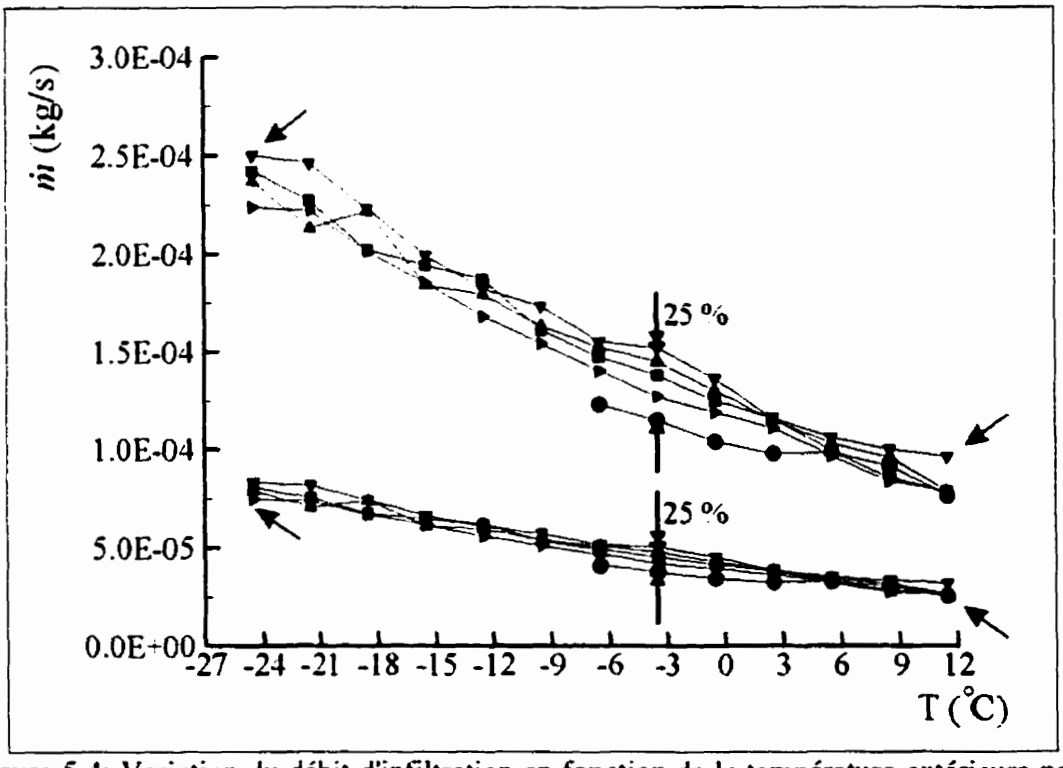


Figure 5.4: Variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure pour cinq villes canadiennes

5.5.2 Fenêtres utilisées

Dans la présente étude, plusieurs types de fenêtres ont été utilisés. La géométrie de base est montrée à la figure 5.2 et les paramètres géométriques sont indiqués au tableau 5.7. La dimension 1 correspond aux dimensions imposées par la norme (CSA, 1998a) pour le calcul du *RE*. Les dimensions de cette fenêtre ont été données sur la figure 5.2. La fenêtre de dimension 2 a une superficie deux fois plus grande que la dimension 1. Mentionnons que pour chaque fenêtre deux types de cadre et deux combinaisons de matériaux ont été vérifiés. Les géométries de cadre et le type de matériaux étudiés sont identiques à ce qui a été présenté dans la section 5.2. Pour chaque dimension, deux fenêtres aux performances thermiques différentes ont également été étudiées. Le tableau 5.8 présente les caractéristiques thermiques de ces fenêtres.

Tableau 5.7: Paramètres géométriques des fenêtres étudiées

	Dimension 1 (Fenêtres 1 et 2)	Dimension 2 (Fenêtres 3 et 4)
Longueur (m)	1.220	1.725
Hauteur (m)	0.60	0.849
A_w (m^2)	0.732	1.464
A_f (m^2)	0.304	0.444
A_{eg} (m^2)	0.164	0.258
A_{cg} (m^2)	0.264	0.762
Périmètre total de la fente (m)	3.4	4.91

Tableau 5.8: Caractéristiques thermiques des fenêtres étudiées

	Fenêtres 1 et 3	Fenêtres 2 et 4
U_{cg} (W/m^2°C)	1,83	2,91
U_{cg} (W/m^2°C)	1,53	2,78
U_{f-Al} (W/m^2°C)	2,9	2,9
U_{f-PVC} (W/m^2°C)	1,3	1,3
$SHGC_w$	0,35	0,6

5.5.3 Débits d'infiltration utilisés

La détermination des valeurs de $U_{f,inf}$, $U_{f,ef}$ et t_s pour chaque dimension de fenêtre, chaque intervalle de température et pour les 4 types de cadres, aurait engendré un nombre considérable de simulations. Pour diminuer le nombre de simulations, celles-ci ont été effectuées pour quatre intervalles de température centrés sur les températures moyennes suivantes : -24,5 °C, -12,5 °C, -0,5 °C et 11,5 °C. Les débits correspondants à ces températures ont été déterminés en choisissant les valeurs extrêmes identifiées par les flèches sur la figure 5.4. Ensuite, pour chaque débit d'infiltration (A2 ou A3), une interpolation linéaire entre les valeurs extrêmes (à -24,5 °C et 11,5 °C) a permis de déterminer les débits d'infiltration à -0,5 °C et −12,5 °C. Le tableau 5.9 présente les 8 débits résultants.

Tableau 5.9: Débits d'infiltration et d'exfiltration

Température (°C)	Débit A3 (kg/s)	Débit A2 (kg/s)
-24,5	$7{,}48\times10^{-5}$	$2{,}50\times10^{-4}$
-12,5	$5{,}84\times10^{-5}$	$1{,}99\times10^{-4}$
-0,5	$4{,}19\times10^{-5}$	$1{,}48\times10^{-4}$
11,5	$2{,}55\times10^{-5}$	$9{,}64\times10^{-5}$

5.5.4 Résultats

Au total, 64 simulations ont été effectuées. Les tableaux 5.10 et 5.11 présentent les résultats relatifs au débit A2 et A3, respectivement. L'examen des tableaux 5.10 et 5.11 indique que les valeurs de U_f dépendent à la fois du débit d'infiltration (A2 et A3) et de la température extérieure (t_o). Il faut noter qu'il y a en fait une double variation de débit. En effet, outre la variation de A2 à A3, une autre variation de débit se produit lorsque la température change. Ainsi, par exemple, pour les données du tableau 5.10, le débit d'infiltration passe de $2{,}5\times10^{-4}$ kg/s à 11,5 °C à $9{,}64\times10^{-5}$ kg/s à –24,5 °C. Ces variations s'expliquent par des variations dans la vitesse du vent et par l'effet $L_{75,T}$.

Tableau 5.10: Résultats pour le débit A2

Géométrie	t_o (°C)	Débit A2				
		Débit (kg/s)	$U_{f,inf}$ (W/m²°C)	$U_{f,exf}$ (W/m²°C)	t_e (°C)	t_s (°C)
Z – PVC	11,5	$9,64\times10^{-5}$	1,06	1,35	18,44	12,09
	-0,5	$1,48\times10^{-4}$	0,97	1,46	16,02	1,13
	-12,5	$1,99\times10^{-4}$	0,91	1,55	13,23	-9,58
	-24,5	$2,5\times10^{-4}$	0,86	1,65	10,07	-20,13
Z – Al	11,5	$9,64\times10^{-5}$	2,77	2,95	17,45	12,60
	-0,5	$1,48\times10^{-4}$	2,71	3,02	14,43	1,80
	-12,5	$1,99\times10^{-4}$	2,64	3,09	11,44	-8,54
	-24,5	$2,5\times10^{-4}$	2,58	3,15	8,07	-18,83
L – PVC	11,5	$9,64\times10^{-5}$	1,11	1,43	17,63	12,15
	-0,5	$1,48\times10^{-4}$	1,03	1,56	14,22	1,16
	-12,5	$1,99\times10^{-4}$	0,98	1,63	10,76	-9,40
	-24,5	$2,5\times10^{-4}$	0,93	1,74	7,24	-19,8
L – Al	11,5	$9,64\times10^{-5}$	2,77	2,99	17,00	12,71
	-0,5	$1,48\times10^{-4}$	2,71	3,08	14,02	1,93
	-12,5	$1,99\times10^{-4}$	2,64	3,14	10,45	-8,22
	-24,5	$2,5\times10^{-4}$	2,58	3,19	6,42	-18,42

Tableau 5.11: Résultats pour le débit A3

Géométrie	t_o (°C)	Débit A3				
		Débit (kg/s)	$U_{f,inf}$ (W/m²°C)	$U_{f,exf}$ (W/m²°C)	t_e (°C)	t_s (°C)
Z – PVC	11,5	$2,55\times10^{-5}$	1,14	1,31	18,63	12,00
	-0,5	$4,19\times10^{-5}$	1,12	1,33	16,62	0,77
	-12,5	$5,84\times10^{-5}$	1,09	1,35	14,5	-10,40
	-24,5	$7,48\times10^{-5}$	1,06	1,37	12,31	-21,57
Z – Al	11,5	$2,55\times10^{-5}$	2,81	2,91	17,62	12,41
	-0,5	$4,19\times10^{-5}$	2,77	2,93	14,84	1,40
	-12,5	$5,84\times10^{-5}$	2,72	2,94	11,91	-9,85
	-24,5	$7,48\times10^{-5}$	2,66	2,95	8,94	-20,30
L – PVC	11,5	$2,55\times10^{-5}$	1,17	1,32	18,20	12,10
	-0,5	$4,19\times10^{-5}$	1,15	1,34	15,33	1,02
	-12,5	$5,84\times10^{-5}$	1,13	1,36	11,90	-9,98
	-24,5	$7,48\times10^{-5}$	1,11	1,36	7,90	-20,89
L – Al	11,5	$2,55\times10^{-5}$	2,81	2,92	17,14	12,36
	-0,5	$4,19\times10^{-5}$	2,74	2,94	14,68	1,47
	-12,5	$5,84\times10^{-5}$	2,7	2,96	11,2	-8,81
	-24,5	$7,48\times10^{-5}$	2,67	2,97	7,44	-19,4

5.5.4.1 Variation de $U_{f,inf}$ et $U_{f,exf}$

Tel qu'observé en rapport avec pour l'évaluation du RE^*, les résultats des simulations montrent que la valeur de $U_{f,inf}$ est plus basse que la valeur de U_f pour tous les intervalles de température. Cette différence entre U_f et $U_{f,inf}$ s'accroît au fur et à mesure que la

température extérieure baisse. Inversement, la valeur de $U_{f,ext}$ est supérieure à U_f dans tous les cas simulés. Cet écart entre U_f et $U_{f,ext}$ augmente avec la diminution de la température extérieure.

Deux facteurs peuvent expliquer la baisse de $U_{f,inf}$ lorsque la température extérieure baisse. Premièrement, le débit d'infiltration augmente suite à une baisse de la température extérieure ce qui augmente l'échange thermique entre l'air et le cadre et diminue la valeur de $q_{f,inf}$, et par conséquent la valeur de $U_{f,inf}$. De plus, en diminuant la température extérieure le différentiel de température responsable de l'échange thermique dans le cadre augmente ce qui augmente le transfert thermique entre l'air et le cadre et diminue encore $U_{f,inf}$. La situation est similaire en exfiltration, les échanges énergétiques entre l'écoulement et le cadre sont plus importants à basse température. En effet, la température de l'air diminue lors de son passage dans le cadre et l'écart entre t_s et t_i augmente avec la diminution de la température extérieure.

5.5.4.2 Variation de t_s

La dernière colonne des tableaux 5.10 et 5.11 montre que la variation de t_s est quasi linéaire et que le débit d'infiltration (A2 ou A3) a peu d'influence sur cette température. Ces observations sont en accord avec ce qui a été mentionné à la section 5.4.4.

5.5.4.3 Précision sur le calcul du $\overline{RES}^{\bullet}$

Avant d'aborder les résultats relatifs au $\overline{RES}^{\bullet}$, il est important d'apporter quelques précisions sur le calcul de cette valeur. Tel qu'indiqué aux équations 5.9 à 5.12, ces valeurs sont calculées en fonction du débit et des températures de chaque intervalle. Or, il n'a pas été possible de réaliser toutes les simulations requises à tous les débits et à

toutes les températures pour toutes les villes. Pour obtenir les valeurs de $U_{f.exf}$, $U_{f.inf}$ et t_s à chaque intervalle de température, une interpolation linéaire à partir des valeurs présentées aux tableaux 5.10 et 5.11 a été utilisée. À titre d'exemple, les valeurs de $U_{f.exf}$, $U_{f.inf}$ et t_s pour Montréal et pour la géométrie L-PVC avec un débit A2, sont présentées au tableau 5.12.

Tableau 5.12: Valeur de $U_{f.exf}$, $U_{f.inf}$ et t_s pour Montréal

Intervalle de température	t_o (°C)	Débit d'infiltration (kg/s)	$U_{f,inf}$ (W/m^2°C)	$U_{f,exf}$ (W/m^2°C)	t_s (°C)
10/13	11,5	$7,83 \times 10^{-5}$	1,13 [a]	1,40 [a]	12,14 [a]
7/10	8,5	$8,58 \times 10^{-5}$	1,11 [b]	1,43 [b]	9,39 [b]
4/7	5,5	$9,92 \times 10^{-5}$	1,09 [b]	1,46 [b]	6,63 [b]
1/4	2,5	$1,16 \times 10^{-4}$	1,07 [b]	1,49 [b]	3,88 [b]
-2/1	-0,5	$1,25 \times 10^{-4}$	1,06 [a]	1,51 [a]	1,13 [a]
-5/-2	-3,5	$1,38 \times 10^{-4}$	1,04 [b]	1,54 [b]	-1,52 [b]
-8/-5	-6,6	$1,47 \times 10^{-4}$	1,02 [b]	1,56 [b]	-4,16 [b]
-11/-8	-9,5	$1,61 \times 10^{-4}$	1,01 [b]	1,58 [b]	-6,81 [b]
-14/-11	-12,5	$1,87 \times 10^{-4}$	0,99 [a]	1,61 [a]	-9,45 [a]
-17/-14	-15,5	$1,94 \times 10^{-4}$	0,98 [b]	1,63 [b]	-12,05 [b]
-20/-17	-18,5	$2,02 \times 10^{-4}$	0,97 [b]	1,66 [b]	-14,65 [b]
-23/-20	-21,5	$2,27 \times 10^{-4}$	0,95 [b]	1,69 [b]	-17,25 [b]
<-23	-24,5	$2,42 \times 10^{-4}$	0,94 [a]	1,72 [a]	-19,85 [a]

Dans ce tableau, les valeurs avec les exposants « **a** » ont été évaluées de la façon suivante. Pour une température moyenne de 11,5 °C et faisant référence aux données des tableaux 5.10 et 5.11, la valeur de $U_{f.inf}$ est donnée par :

$$\frac{9{,}64\times10^{-5}-7{,}832\times10^{-5}}{9{,}64\times10^{-5}-2{,}55\times10^{-5}}\times(1{,}17-1{,}11)+1{,}11=1{,}13$$

où la valeur de $7{,}832\times10^{-5}$ kg/s est le débit d'infiltration pour Montréal pour une température moyenne de 11,5 °C (voir tableau 5.4) et les valeurs de $9{,}64\times10^{-5}$ kg/s (A2) et $2{,}55\times10^{-5}$ kg/s (A3) sont les débits d'infiltration utilisés pour la simulation à cette même température. Les valeurs avec un exposant « **b** » ont été déterminées par interpolation linéaire entre les valeurs obtenues à 11,5, -0,5, -12,5 et –24,5 °C. Ainsi, pour une température moyenne de 8,5 °C, la valeur de $U_{f,inf}$ est donnée par :

$$1{,}13-\frac{1}{4}\times(1{,}13-1{,}06)=1{,}11$$

5.5.4.4 Résultats détaillés pour la fenêtre 1 et le climat de Montréal

Le tableau 5.13 présente les valeurs des paramètres C^*, F et I obtenues pour Montréal avec la fenêtre 1 possédant un cadre L-PVC et un débit d'infiltration A2. Les valeurs pondérées en fonction du nombre total d'heures de chauffage sont présentées dans la dernière ligne du tableau.

Le tableau 5.14 compare les valeurs du rendement énergétique spécifique tel que calculée par la norme et le $\overline{RES}^*$ obtenu à partir des résultats du tableau 5.13. L'écart principal entre ces deux approches se situe au niveau du terme d'infiltration, soit –0,19 W/m^2 pour la méthode proposée et –3,12 W/m^2 pour la norme; la norme surévalue donc la contribution du terme d'infiltration sur le ***RES*** global. Il y a également des écarts significatifs entre la contribution des gains solaires (C) et la contribution du cadre (F). Ces différences sont partiellement attribuables au fait que les fichiers météo sont différents. Pour obtenir une base de comparaison équitable, il est possible de ramener les deux calculs sur la même base météorologique en utilisant les mêmes valeurs de $(t_i - t_o)$

et de K_{PF}. C'est ce qui a été fait au tableau 5.15 où les valeurs de $(t_i - t_o)$ et K_{PF} utilisées sont celles obtenues à partir du fichier météo de la présente étude.

Tableau 5.13: Valeur des paramètres C^*, F et I pour la fenêtre 1 et le climat de Montréal

Intervalle de température	nh	$\dot{m}_4$ (kg/s)	C^* (W/m^2)	F (W/m^2)	I (W/m^2)
10/13	694	$7,83\times10^{-5}$	1,99	-0,55	-0,004
7/10	526	$8,58\times10^{-5}$	1,24	-0,56	-0,005
4/7	493	$9,92\times10^{-5}$	0,91	-0,67	-0,007
1/4	898	$1,16\times10^{-4}$	1,20	-1,47	-0,017
-2/1	636	$1,25\times10^{-4}$	0,53	-1,22	-0,016
-5/-2	573	$1,38\times10^{-4}$	0,18	-1,27	-0,019
-8/-5	493	$1,47\times10^{-4}$	-0,10	-1,24	-0,021
-11/-8	447	$1,61\times10^{-4}$	-0,31	-1,25	-0,023
-14/-11	364	$1,87\times10^{-4}$	-0,44	-1,12	-0,025
-17/-14	252	$1,94\times10^{-4}$	-0,43	-0,86	-0,020
-20/-17	171	$2,02\times10^{-4}$	-0,38	-0,63	-0,016
-23/-20	63	$2,27\times10^{-4}$	-0,17	-0,25	-0,007
<-23	68	$2,42\times10^{-4}$	-0,22	-0,29	-0,009
$\sum(nh)_n$ = **5678**			**4,00**	**-11,39**	**-0,19**

Tableau 5.14: Comparaison entre les *RES*

	C (W/m^2)	*F* (W/m^2)	*I* (W/m^2)	*RES* (W/m^2)
Méthode proposée	4,00	-11,39	-0,19	-7,58
Norme	2,60	-12,26	-3,12	-12,78
Différence	**1,40**	**0,87**	**3,02**	**5,20**

Tableau 5.15: Comparaison entre les *RES* pour le même fichier météo

	C (W/m^2)	*F* (W/m^2)	*I* (W/m^2)	*RES* (W/m^2)
Méthode proposée	4,00	-11,39	-0,19	-7,58
Norme	4,00	-11,38	-2,88	-10,26
Différence	**0,0**	**-0,01**	**2,69**	**2,68**

L'examen du tableau 5.15 révèle qu'il y a un écart de 2,69 W/m^2 qui persiste entre le terme d'infiltration de la norme et celui de la méthode proposée. Donc, même en utilisant le même fichier météo, il y a un écart significatif entre les deux méthodes de calcul. Tel que montré à la section suivante, cet écart sera plus ou moins important et dépendra du type de cadre et du climat de la localité en question. Il est intéressant de souligner qu'il existe un très faible écart entre les termes *F* de la méthode proposée et de la norme. Pour expliquer ce phénomène il est bon de rappeler que, tel que montré au tableau 5.10, les valeurs de $U_{f,inf}$ et $U_{f,ext}$ varient de 1,11 à 1,43 pour le premier intervalle et de 0,93 à 1,74 $W/m^2/°C$ pour le dernier intervalle et que la valeur de U_f utilisée par la norme est fixe et égale à 1,29 $W/m^2/°C$. Par conséquent, même si les valeurs de U_f varient beaucoup lorsque l'on tient compte du transfert de chaleur conjugué, la valeur moyenne de $U_{f,inf}$ et $U_{f,ext}$ est voisine de la valeur de U_f calculée en conduction pure. Cependant, ce faible écart dans les valeurs de *F* n'est valide que pour cette géométrie et ce climat.

Il est également intéressant de poursuivre l'analyse en quantifiant l'impact de l'effet $L_{75,T}$. Il est utile de rappeler que ce facteur tient compte de l'augmentation de l'infiltration à basse température due aux contraintes thermomécaniques se produisant dans le cadre à ces températures. Le tableau 5.16 montre les résultats de ces calculs pour Montréal et pour la géométrie L-PVC-A2. Pour les calculs effectués sans tenir compte de l'effet $L_{75,T}$, les débits $\dot{m}_4$ ont été évalués en posant $L_{75,T} / L_{75,20} = 1$ au tableau 5.4. On remarque que l'effet $L_{75,T}$ diminue la valeur du $\overline{RES}^{\bullet}$. Dans le cas montré au tableau 5.16 le $\overline{RES}^{\bullet}$ diminue de 0,28 W/m^2 lorsque l'effet $L_{75,T}$ est considéré. Les résultats présentés aux tableaux 5.14 à 5.16 sont spécifiques aux données météorologiques de Montréal et appliquées à un type de fenêtre et à un débit. La prochaine section présente les résultats pour tous les types de fenêtres et tous les climats.

Tableau 5.16: Impact de l'effet $L_{75,T}$ pour le fenêtre 1 et le climat de Montréal

Montréal Fenêtre 1, L-PVC, débit A2	F (W/m^2)	I (W/m^2)	$\overline{RES}^{\bullet}$ (W/m^2)
Méthode proposée (avec l'effet $L_{75,T}$)	-11,39	-0,19	-7,58
Méthode proposée (sans l'effet $L_{75,T}$)	-11,18	-0,12	-7,3
Différence	**0,21**	**0,07**	**0,28**

5.5.4.5 Résultats pour les quatre types de fenêtre et tous les climats

Les figures 5.5 et 5.6 présentent les résultats obtenus pour les cinq villes et les quatre types de fenêtre étudiées au cours de la présente étude. Les valeurs indiquées représentent la différence (ΔRES) entre la valeur du $\overline{RES}^{\bullet}$ obtenue par la méthode proposée et le RES obtenu par la norme. Les écarts calculés sont considérables, atteignant 17 W/m^2 pour le climat d'Edmonton avec la fenêtre 2 et le cadre Z-Al (débit A2). De façon générale, les différences sont beaucoup plus importantes pour les villes d'Edmonton et

Winnipeg. Ceci s'explique principalement par les écarts observés précédemment pour les fichiers météo.

Pour obtenir une base de comparaisons plus équitable, le ΔRES a été calculé pour chaque ville en utilisant les mêmes conditions météorologiques. L'utilisation de fichiers météo identiques implique que le ΔRES des fenêtres 1 et 2 est identique. Il en est de même pour les fenêtres 3 et 4.

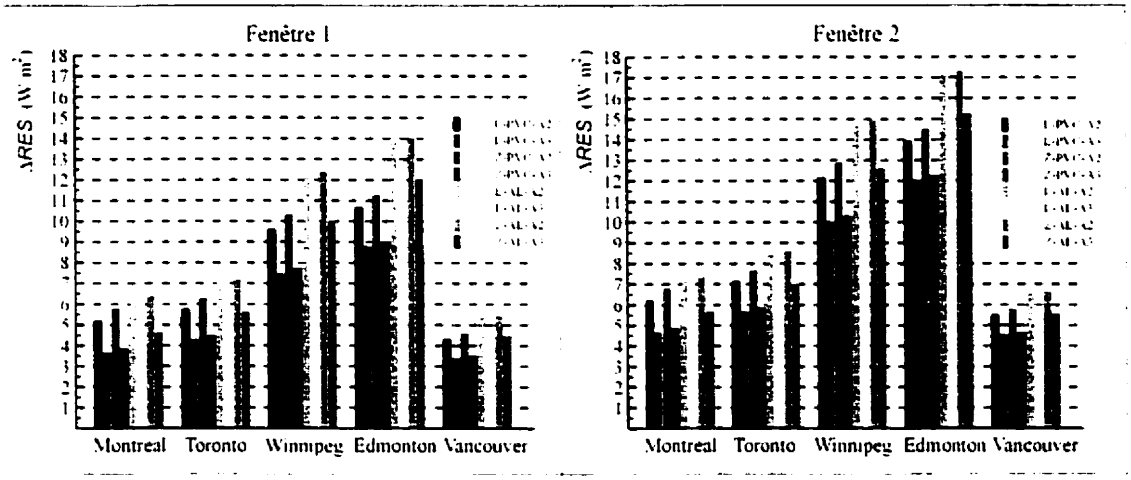


Figure 5.5: ΔRES calculé pour les fenêtres 1 et 2

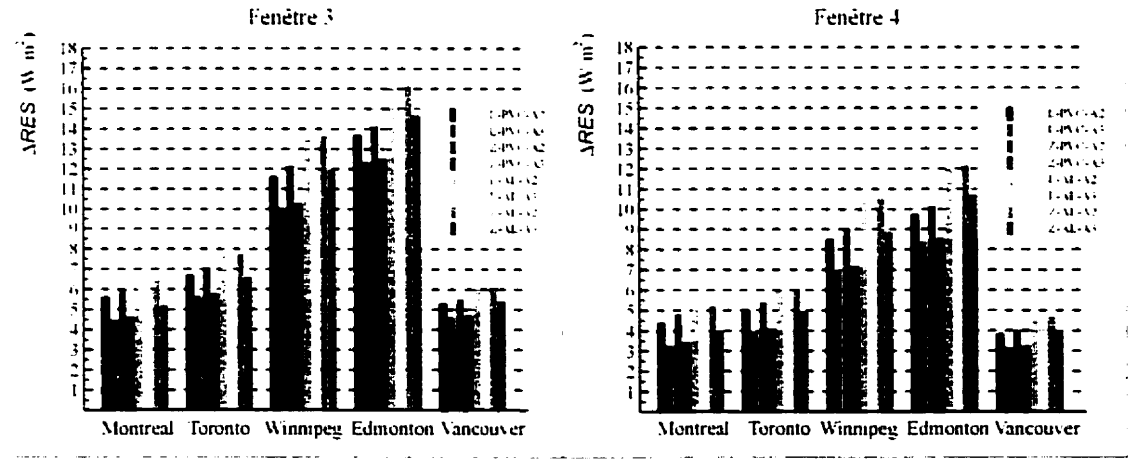


Figure 5.6: ΔRES calculé pour les fenêtres 3 et 4

Les figures 5.7 et 5.8 montrent qu'une différence significative persiste entre les rendements énergétiques calculés selon les deux approches. Cette différence est de 4,14 W/m^2 pour les fenêtres 1 et 2 (Z-PVC, débit A2) et pour le climat de Winnipeg. Pour les fenêtres 3 et 4 cette différence est légèrement inférieure et est de 2,99 W/m^2 pour le même type de cadre et la même ville. Cette différence entre les groupes de fenêtres est due au changement de dimensions et, par conséquent de débit, entre les deux groupes.

Les figures 5.7 et 5.8 montrent également que la différence entre les valeurs du *RES* augmente lorsque le climat est plus rigoureux. De plus, de façon générale, la différence entre les valeurs du *RES* est environ deux fois supérieure pour un débit A2 que pour le débit A3. Finalement, c'est la géométrie en Z qui engendre les plus grandes différences. Une comparaison des résultats présentés aux figures 5.5 à 5.8 montre clairement l'importance des conditions météorologiques dans le calcul du *RES*. Ainsi, dans le pire des cas (Edmonton Z-Al-A2) ces différences sont de l'ordre de 14 W/m^2, ce qui est très important.

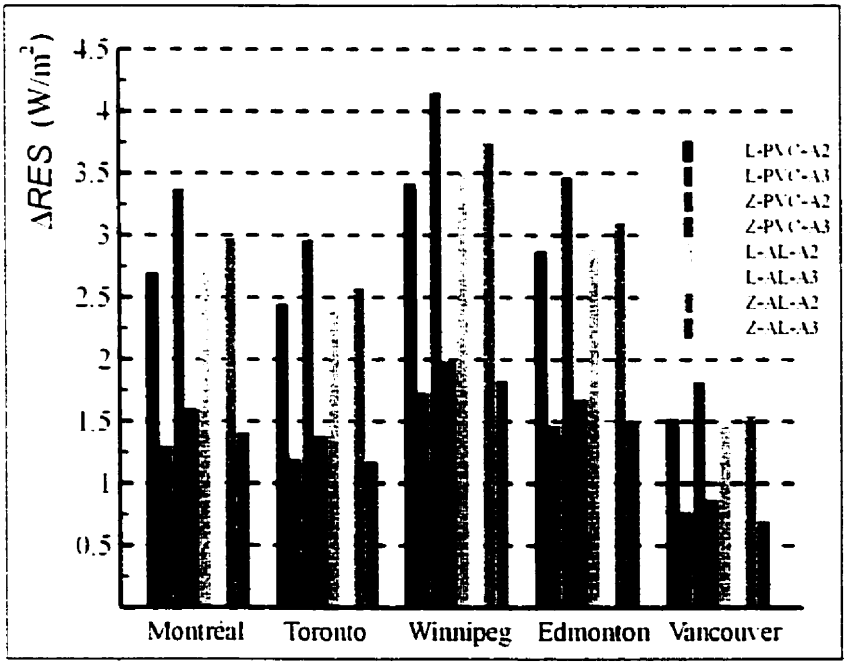


Figure 5.7: Δ*RES* calculé pour les fenêtres 1 et 2 en utilisant le même fichier météo

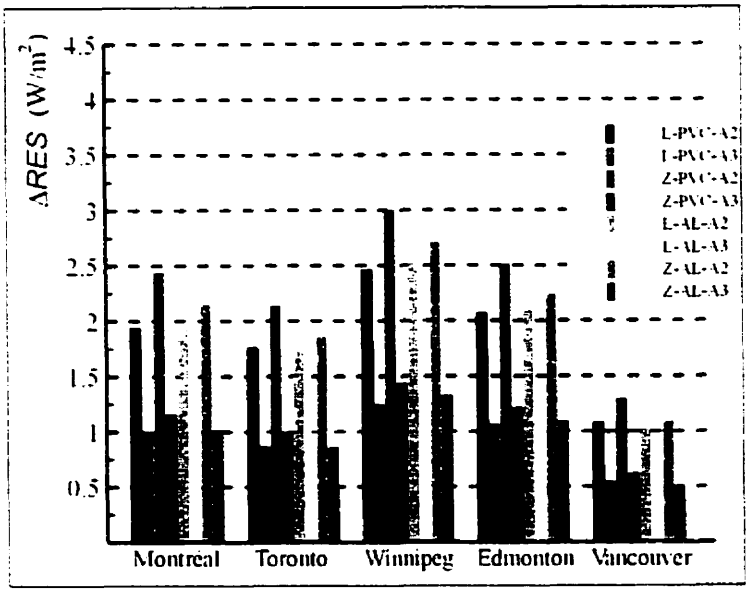


Figure 5.8: ΔRES calculé pour les fenêtres 3 et 4 en utilisant le même fichier météo

Les figures 5.9 et 5.10 ont été tracées pour montrer l'impact de l'effet $L_{75,T}$ sur la valeur du *RES*. Les résultats indiquent que cet effet peut engendrer jusqu'à 0.5 W/m^2 de différence entre une valeur de *RES* calculée avec la méthode proposée et une valeur calculée avec la méthode proposée mais avec $L_{75,T}/L_{75,20} = 1$.

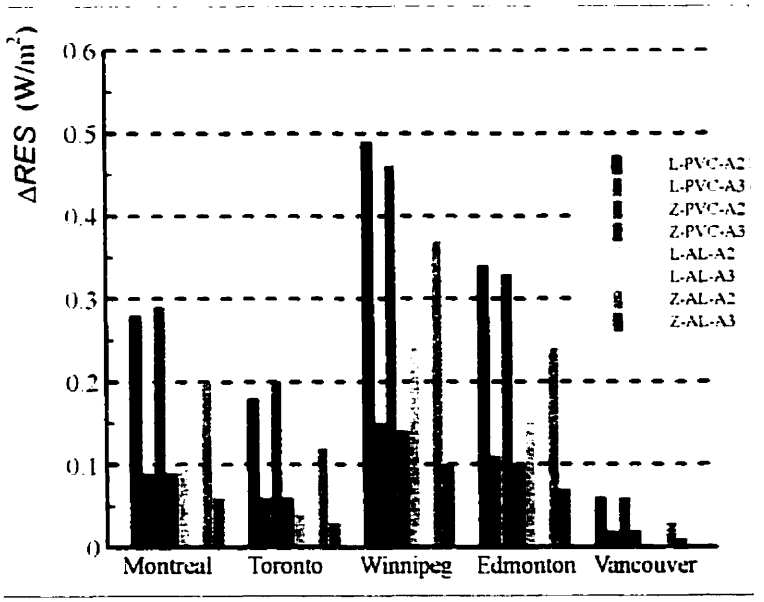


Figure 5.9: Effet $L_{75,T}$. ΔRES calculé pour les fenêtres 1 et 2, même fichier météo

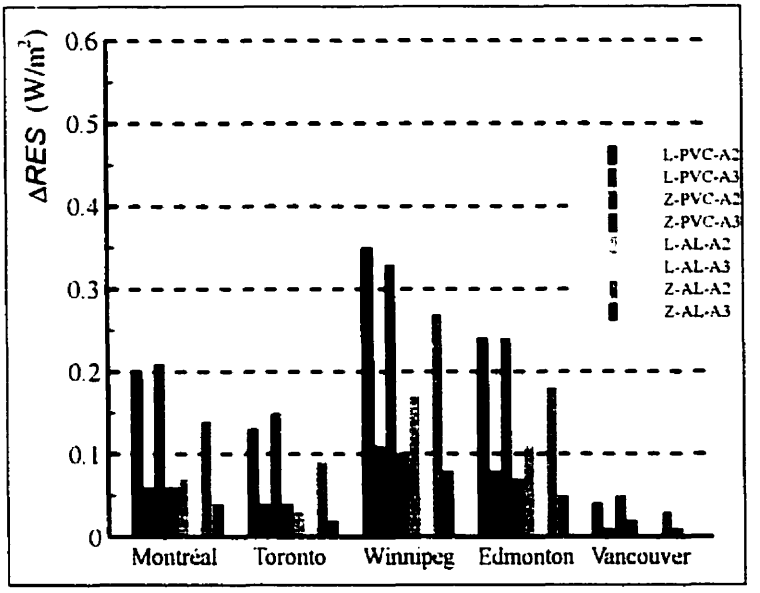


Figure 5.10: Effet $L_{75,T}$. ΔRES calculé pour les fenêtres 3 et 4, même fichier météo

5.6 Résumé du chapitre

Ce chapitre a présenté les résultats d'une étude sur l'influence de l'interaction thermique entre le cadre et l'infiltration d'air sur le *RE* et le *RES* d'une fenêtre. Les résultas montrent des écarts significatifs entre le rendement énergétique calculé selon les modifications proposées et celui évalué par la norme. Au niveau du *RE*, les écarts sont attribuables à la variation des pertes énergétiques causées par le terme d'infiltration (ΔRE_L). Des différences importantes sont observées au niveau des fichiers météorologiques utilisés dans la norme et les données météo de la présente étude. En utilisant des fichiers météo identiques, les résultats de ce chapitre montrent des écarts qui varient de 0.50 W/m^2 à 4.15 W/m^2 entre les *RES* calculés selon la norme et le $\overline{RES}$.

CHAPITRE 6

RÉSULTATS NUMÉRIQUES ET EXPÉRIMENTAUX DU TRANSFERT THERMIQUE DANS UNE FENÊTRE

6.1 Introduction

Ce chapitre porte sur les résultats numériques et expérimentaux du transfert thermique obtenus sur la fenêtre décrite au chapitre 4. Il s'agit de résultats portant sur une fenêtre complète incluant le cadre et l'unité scellée. Le chapitre 7 traitera plus spécifiquement des unités scellées.

Ce chapitre est divisé en trois parties. La première partie présente la géométrie ainsi que les conditions de frontières utilisées. Ensuite, les résultats des simulations numériques sont présentés. Trois cas sont examinés. Dans le premier cas, les plaques de verres sont parallèles alors que dans les deux autres cas les plaques de verre sont déformées avec des courbures au centre du vitrage de 1.6 mm et 2.6 mm, respectivement. Ces trois cas ont également été examinés expérimentalement car l'un des objectifs de la présente étude est de comparer le profil de température obtenu expérimentalement aux résultats numériques dans le but de tenter de valider le code numérique développé. Les résultats de ces expériences sont présentés dans la dernière partie du chapitre. Il s'agit de cartographies bidimensionnelles des températures de surface obtenues à l'aide de cristaux liquides thermochromiques.

6.2 Géométrie étudiée

La fenêtre modélisée est composée d'une unité scellée et d'un cadre. Cette géométrie est identique à la fenêtre fabriquée pour l'étude expérimentale. Cette dernière est décrite à la section 4.7 et présentée aux figures 4.8a et 6.1. Le tableau 6.1 présente les propriétés thermophysiques associées à chaque composante de la fenêtre. Ces propriétés sont évaluées à une température de référence de 0 °C.

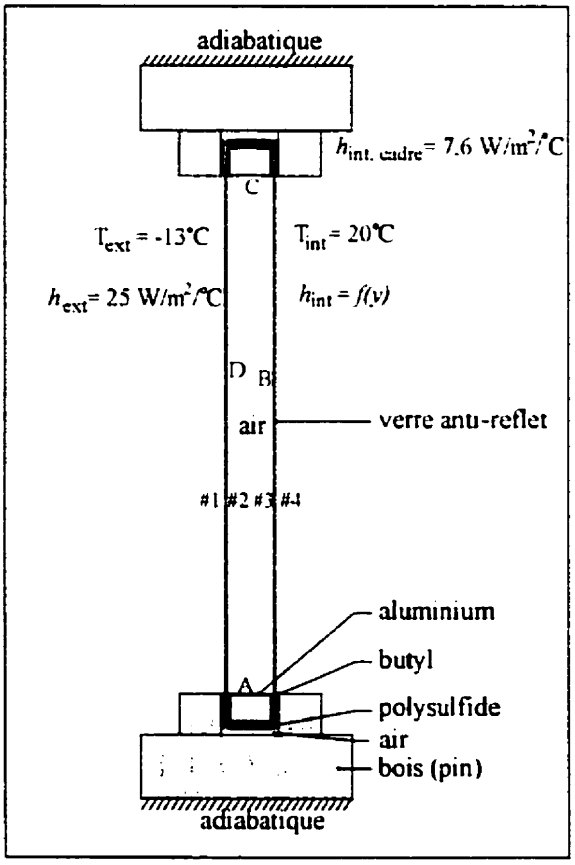


Figure 6.1: Géométrie étudiée

Puisque l'échange radiatif est évalué lors des simulations numériques, il est important de bien reproduire les valeurs d'émissivité rencontrées expérimentalement. La fenêtre utilisée lors des expériences possède un intercalaire d'aluminium dépoli. Ce type

d'aluminium a une valeur d'émissivité de 0,70 et c'est cette valeur qui a été utilisée pour les surfaces A et C (figure 6.1). Une valeur de 0,83 a été assignée à l'émissivité de la surface arrière (surface B) des cristaux liquides. Cette valeur a été mesurée au *Advanced Glazing Laboratory* de l'Université de Waterloo grâce à la collaboration du professeur J.L. Wright. Cette émissivité est très voisine de celle du verre, soit 0,84. Le tableau 6.2 résume les valeurs d'émissivité associées à chaque surface.

Les caractéristiques géométriques ont été introduites le plus rigoureusement possible dans le modèle numérique. Cependant, l'implantation de deux détails géométriques comporte une certaine incertitude. Premièrement, la feuille de cristaux sur la surface 3 n'a pas été incluse dans le modèle numérique. Deuxièmement, il a été difficile de mesurer avec précision l'épaisseur du buthyl appliqué entre les plaques de verre et l'intercalaire et l'épaisseur de polysulfide au pourtour de l'unité scellée. Les valeurs utilisées dans le modèle numérique pour ces deux épaisseurs sont donc approximatives.

Tableau 6.1: Propriétés thermophysiques

Matériaux	Viscosité dynamique ($N\ s/m^2$)	Chaleur spécifique ($J/kg\ ^oC$)	Masse volumique (kg/m^3)	Conductivité thermique ($W/m\ ^oC$)
Bois	-	1380	510	0,14
Buthyl	-	1400	1200	0,24
Polysulfide	-	1400	1300	0,19
Aluminium	-	900	2700	160
Verre	-	750	2500	0,917
Air	$1,72\times10^{-5}$	1006	1,278	0,0243

Tableau 6.2: Émissivité des surfaces

Surface	Émissivité
A	0,70
B	0,83
C	0,70
D	0,84

6.3 Conditions de frontières

La figure 6.1 présente les conditions aux frontières utilisées lors des simulations numériques. Ces conditions reproduisent le plus fidèlement possible les conditions expérimentales. Tel que montré sur la figure 6.1, la fenêtre est insérée entre deux surfaces horizontales adiabatiques. Les températures des cotés intérieur et extérieur ont été fixées respectivement à 20 °C et −13 °C en accord avec les températures fixées dans chaque enceinte de la chambre climatique. Pour ce qui est des coefficients de convection, il y a lieu de faire la distinction entre les surfaces extérieure et intérieure.

6.3.1 Coefficients de convection sur la surface extérieure

Tel que mentionné au chapitre 4, un coefficient de convection forcé est imposé sur la surface extérieure de la fenêtre à l'aide de deux ventilateurs qui soufflent de l'air dans une série de tuyaux dont l'ouverture est à quelques centimètres de la fenêtre. Le débit d'air fourni par les ventilateurs est évalué à 0,14 m^3/s (300 cfm). En posant comme hypothèse que l'écoulement est uniformément distribué à travers les tuyaux, ce débit peut-être utilisé pour estimer la vitesse moyenne de l'écoulement ($\overline{U}$) à la sortie de chaque tuyau.

$$2\times\dot{m}=N\overline{U}A \qquad \textbf{(6.1)}$$

où N est le nombre de tuyau (N=32) et $\dot{m}$ représente le débit volumique fournit par chaque ventilateur. La surface de chaque tuyau (A) étant égale à 20,27 cm^2, on obtient :

$$\overline{U} \cong 4{,}4 \text{ m/s} \qquad \textbf{(6.2)}$$

La corrélation de McAdams (1954) pour une vitesse de vent inférieure à 5 m/s permet d'estimer la partie convective du coefficient de convection (h_c) du coté extérieur.

$$h_c = 5{,}62 + 3{,}9\overline{U} \approx 23 \text{ W/m}^{2o}\text{C} \qquad \textbf{(6.3)}$$

Puisque le coefficient h_c est relativement élevé, la différence entre les températures de surface de la fenêtre et l'environnement extérieur, ainsi que l'échange par rayonnement, sont faibles. Par conséquent, le coefficient h_c a été augmenté légèrement, passant de 23 à 25 $W/m^2/^oC$. Cette dernière valeur représente donc le coefficient de convection globale du coté extérieur.

6.3.2 Coefficients de convection sur la surface intérieure

Le transfert thermique entre la surface de la fenêtre et l'environnement intérieur se fait par convection naturelle et par rayonnement. De plus, la température de surface de la fenêtre du côté intérieur n'est pas isotherme. Ceci rend difficile la détermination du coefficient de convection du coté intérieur.

Une revue de la littérature sur ce sujet n'a révélé aucune corrélation permettant de déterminer avec précision le coefficient de film sur la surface interne d'une fenêtre. Certains chercheurs (De Abreu et al., 1996) posent comme hypothèse que le coefficient de convection est constant sur toute la hauteur de la fenêtre. Des valeurs variant de 6,5 à

8,5 W/m^{2o}C sont couramment utilisées. Cependant, plusieurs études ont clairement montré que le coefficient h n'est pas constant sur la surface interne de la fenêtre (Curcija, 1993; 1994). Griffith et al. (1996) ont estimé le coefficient h à l'aide de corrélations valables en régime de convection naturelle laminaire sur une surface verticale soumise à un flux de chaleur constant (Holman, 1986). Schrey et al. (1998) présentent une corrélation basée sur les travaux de Raithby et Hollands (1975) et modifiée par Yeoh et al. (1989) permettant d'estimer h pour un écoulement laminaire sur une plaque plane non-isotherme. Ces travaux seront utilisés ici pour estimer le coefficient de convection du côté intérieur.

La portion convective du coefficient de convection local ($h_{c,v}$) est donnée par:

$$h_{c,v} = k\,C(\mathrm{Pr})\left(\frac{g\beta}{\nu\alpha}\right)^{1/4} \frac{\left[T_{int} - T_S(y)\right]^{2/3}}{\left[\int_0^y \left[T_{int} - T_S(y)\right]^{5/3}\,dy\right]^{1/4}} \qquad \textbf{(6.4)}$$

où α est la diffusivité thermique et $T_S(y)$ est la température de surface à une hauteur y. Puisque la température de surface est inférieure à la température ambiante du coté intérieur (T_{int}), l'origine de l'axe y débute en haut de l'unité scellée au commencement de la couche limite et pointe dans la même sens que le vecteur gravité ($\vec{g}$). La fonction C(Pr) dépend du nombre de Prandtl (Pr). Pour l'air, on a :

$$C(\mathrm{Pr}) = \frac{0{,}563}{\left[1+\left(\frac{0{,}437}{\mathrm{Pr}}\right)^{9/16}\right]^{4/9}} = 0{,}4378 \qquad \textbf{(6.5)}$$

En posant comme hypothèse que la surface du vitrage et le cadre se comportent comme des corps gris, la portion radiative du coefficient de film local ($h_{r,v}$) devient:

$$h_{r,y} = \frac{\sigma\varepsilon\left(T_{int}^4 - T_S^4(y)\right)}{\left(T_{int} - T_S(y)\right)} \qquad \textbf{(6.6)}$$

où σ est la constante de Stephan-Boltzmann et ε représente l'émissivité de la surface située du coté intérieur.

La somme des coefficients de film convectif et radiatif donnée, respectivement, par les équations 6.4 et 6.6 permet l'évaluation du coefficient de convection local (h_y) sur la surface interne de l'unité scellée. Cependant, ces relations dépendent de la température de surface qui est inconnue *a priori*. Pour contourner cette difficulté, une approche itérative est utilisée. Cette technique consiste, en premier lieu, à simuler le transfert thermique dans la fenêtre en utilisant un coefficient de convection constant sur la surface interne. La température de surface $(T_S(y))$ obtenue de cette simulation est ensuite utilisée avec les relations 6.4 et 6.6 pour évaluer un nouveau coefficient de convection. Ce processus itératif est répété jusqu'à ce que les variations de h_y d'une itération à l'autre soient inférieures à 5%.

Par ailleurs, le processus itératif a montré que la variation de h_y sur la surface du cadre est relativement faible. Pour simplifier les calculs, un coefficient de convection constant égal à 7.6 W/m^2°C a été imposé sur la surface du cadre située à l'intérieur.

6.4 Particularités des simulations numériques

6.4.1 Maillages

Pour vérifier l'indépendance du maillage sur les résultats, les simulations numériques pour chaque cas ont été réalisées sur deux maillages différents. Les figures 6.2 et 6.3 montrent les maillages utilisés pour le cas des plaques parallèles et pour le cas des plaques courbées, respectivement. Pour faciliter la visualisation des maillages, seule la moitié inférieure de la fenêtre est représentée, la section du haut étant l'image miroir de la section inférieure.

Tel qu'observé sur ces figures, les éléments des maillages non-structurés sont concentrés dans la région de l'intercalaire où le gradient de température est important et près des parois de la cavité. Bien que la figure 6.3 ne montre qu'un seul maillage pour chaque courbure, un second maillage de densité moindre a été testé pour vérifier l'indépendance de la discrétisation spatiale sur les résultats.

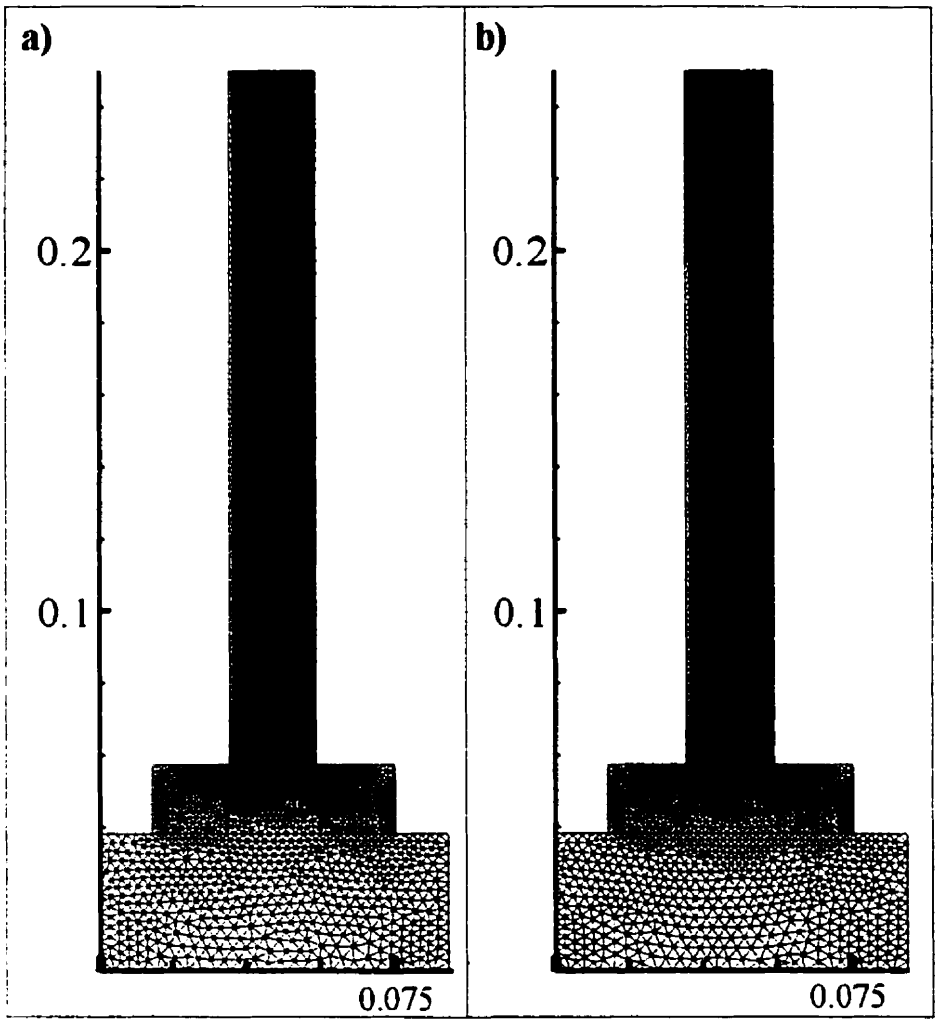


Figure 6.2: Maillage utilisé pour le cas des plaques parallèles: a) 10153 nœuds et 19660 éléments, b) 10890 nœuds et 21084 éléments

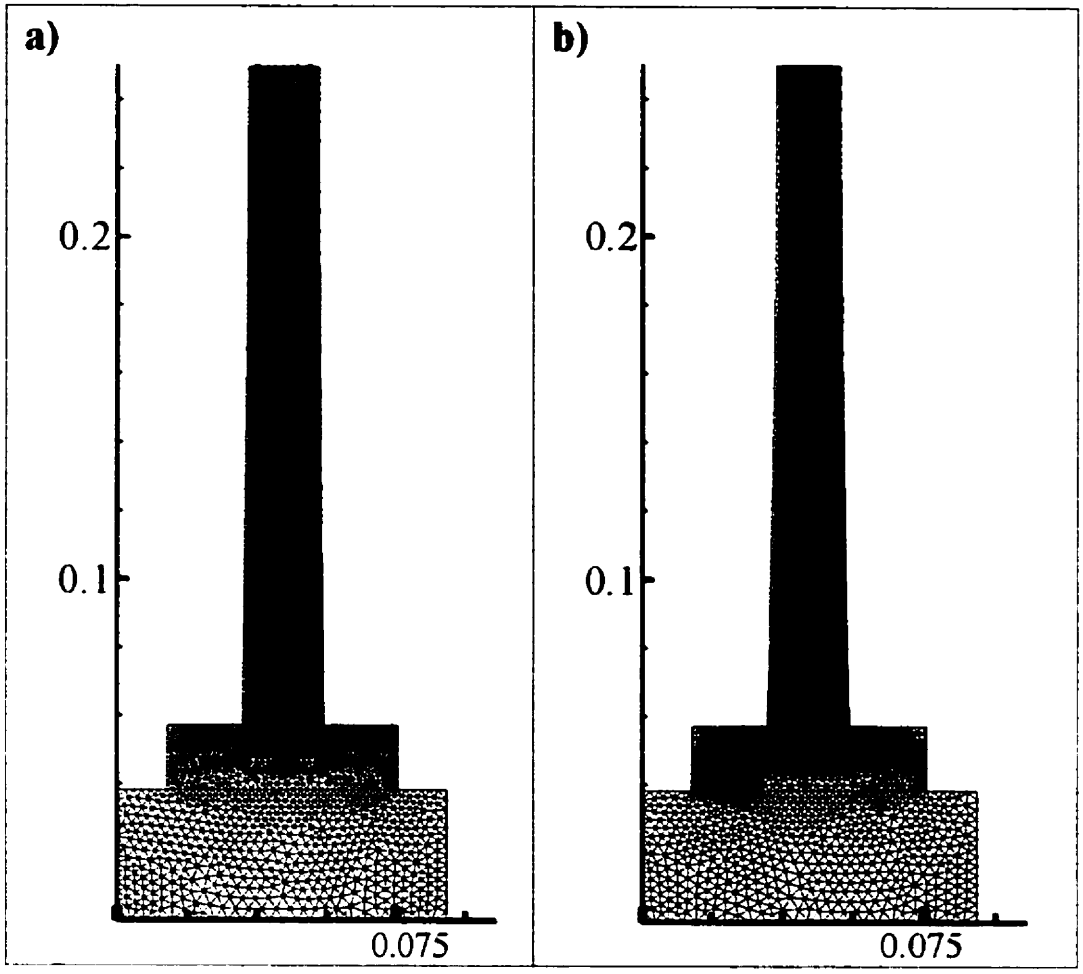


Figure 6.3: Maillage pour les cas des plaques courbées: a) w_c=1,6 mm, 10402 nœuds et 19958 éléments, b) w_c=2,6 mm, 9945 nœuds et 19342 éléments

De façon à s'assurer que plusieurs nœuds du maillage se situent à l'intérieur de la couche limite thermique, l'épaisseur de celle-ci, dénotée ici par (δ_T), a été évaluée en utilisant l'analyse d'échelle de Gill (1966):

$$\frac{\delta_T}{L} = \left(\frac{H/L}{Ra_L} \right)^{1/4} \tag{6.7}$$

où le nombre de Rayleigh (Ra_L) est donné par:

$$Ra_L = \frac{g\beta(T_3 - T_2)L^3}{\nu\alpha} \tag{6.8}$$

Dans cette dernière relation, T_2 et T_3 sont, respectivement, les températures sur les surfaces 2 et 3 de l'unité scellée. Avec L=1,8 cm et H=38,1 cm, l'épaisseur de la couche limite est approximativement égale à 3,5 mm. Selon les maillages testés, la valeur de δ_T est de 10 à 12 fois plus grande que la distance entre le premier nœud du maillage et la paroi. Typiquement, ceci se traduit par la présence de 6 à 8 nœuds dans la couche limite thermique.

6.4.2 Critère de convergence

Le critère de convergence est basé sur le calcul du flux de chaleur entrant et sortant dans la fenêtre. Les conditions suivantes ont été vérifiées:

$$\left[\frac{q_{ext} - q_{int}}{q_{int}}\right] < \varepsilon \tag{6.9}$$

$$\left[\frac{q_{ext}^{t+\Delta t} - q_{ext}^{t}}{q_{ext}^{t}}\right] < \varepsilon' \tag{6.10}$$

Dans ces dernières relations, q_{int} et q_{ext} représentent, respectivement, les flux de chaleur sur les surfaces intérieure et extérieure de la fenêtre. Les exposants t et $(t + \Delta t)$ indiquent que les flux de chaleur sont évalués au temps t et $(t + \Delta t)$. Ce dernier critère s'applique pour les simulations réalisées en régime transitoire. Des contraintes au niveau du temps de calcul nous ont incité à fixer les paramètres ε et ε' à 1×10^{-2} et 1×10^{-4}, respectivement, pour les simulations du cas des plaques parallèles. Ces valeurs ont été obtenues après un temps total de simulation de 3600 secondes (1 heure). Pour les simulations indépendantes du temps, le critère de convergence ε a été fixé à 1×10^{-4}.

6.4.3 Coefficient de convection du coté intérieur

La figure 6.4 montre la variation du coefficient de convection global en fonction de la hauteur sur la surface transparente de la fenêtre. Ce coefficient est obtenu en effectuant la somme des coefficients convectif et radiatif tel que décrit à la section 6.3.2. Tel que montré sur la figure 6.4, il existe des variations significatives du coefficient de convection particulièrement en bordure du vitrage.

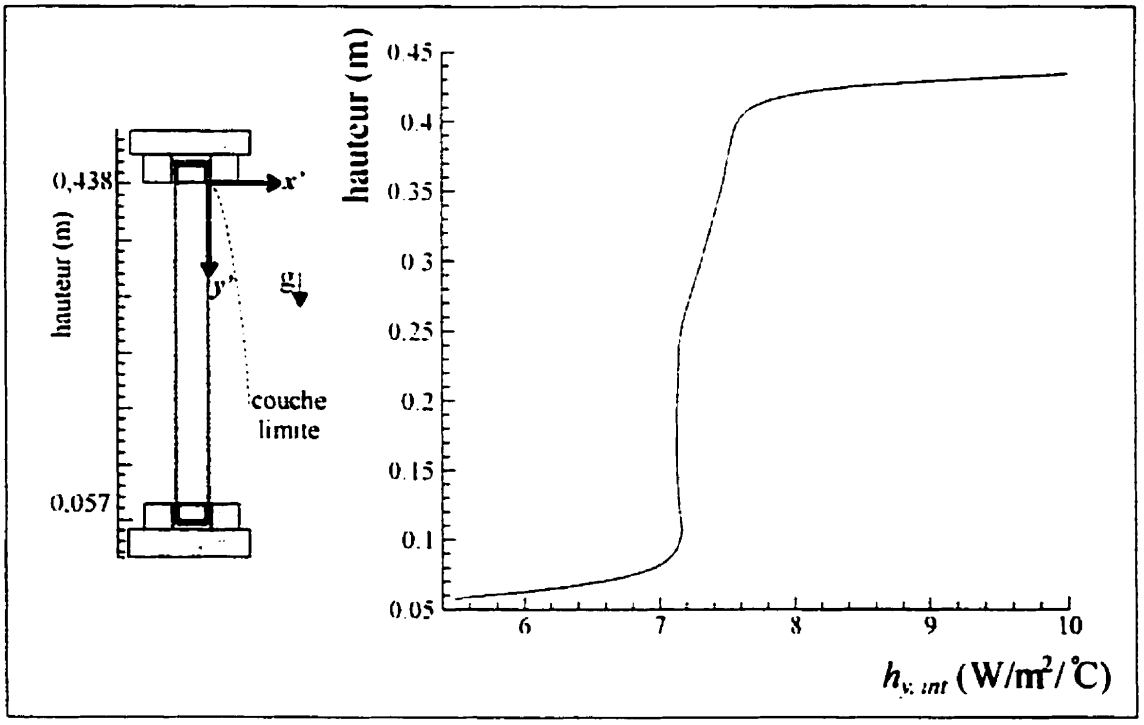


Figure 6.4: Variation du coefficient de convection en fonction de la hauteur sur la surface 4

Plusieurs facteurs expliquent l'évolution du coefficient de convection global sur la figure 6.4. Premièrement, pour examiner l'expression du coefficient de convection convectif (équation 6.4), il est nécessaire de faire référence au système de coordonnées (x',y') de la

figure 6.4. On remarque que l'intégrale au dénominateur augmente en fonction de la distance calculée à partir du point de départ de la couche limite. Par conséquent pour une température de surface uniforme, le coefficient $h_{c,y}$ devrait diminuer en fonction de y' pour atteindre une valeur minimale dans la partie inférieure du vitrage au point de jonction avec le cadre. Cependant, il sera montré dans la section suivante que la température à la surface intérieure du vitrage (surface 4) est plus élevée dans la partie supérieure de l'unité scellée que dans la partie inférieure. Par conséquent, le numérateur de l'équation 6.4 est plus grand dans la section inférieure que dans la section supérieure. Ces deux effets opposés font en sorte que le coefficient $h_{c,v}$ est pratiquement constant dans la section centrale du vitrage.

Pour ce qui est du coefficient $h_{r,v}$, ce dernier varie lentement en fonction de la température de surface. Par contre, l'influence de la variation du facteur de forme a été considérée. En effet, la radiation incidente sur les éléments situés en bordure du vitrage est moindre étant donné la présence du cadre. Tous ces facteurs expliquent pourquoi le coefficient de convection global est élevé en haut du vitrage et est relativement constant dans la section centrale pour ensuite chuter rapidement dans la bordure inférieure.

6.5 Résultats pour le cas des plaques parallèles

Les premiers résultats portent le transfert thermique dans la fenêtre présentée à la section 6.2 pour le cas où les plaques de verre sont parallèles. Des simulations en mode transitoire (de $t = 0$ à $t = 3600$ s) ainsi qu'en régime permanent sont présentées. Lors de l'amorce des simulations transitoire, la température est fixée à 0 °C dans tout le domaine et les composantes de vitesse de l'écoulement sont nulles pour tous les nœuds du maillage.

6.5.1 Champ thermique global

La figure 6.5 montre l'évolution temporelle du champ de température dans la fenêtre. Sur ces figures, le côté chaud est situé à droite. Tout d'abord, il y a lieu de remarquer que la température dans le cadre et dans l'unité scellée n'évolue pas au même rythme. En effet, la température en tout point de l'unité scellée ne change presque plus pour un t>1500 s. Ceci sera d'ailleurs confirmé à la section 6.5.3 lors de la présentation du nombre de Nusselt. Par contre, la température dans le cadre évolue plus lentement. Ce phénomène s'explique par l'inertie thermique du cadre qui est plus élevée que le reste de la fenêtre.

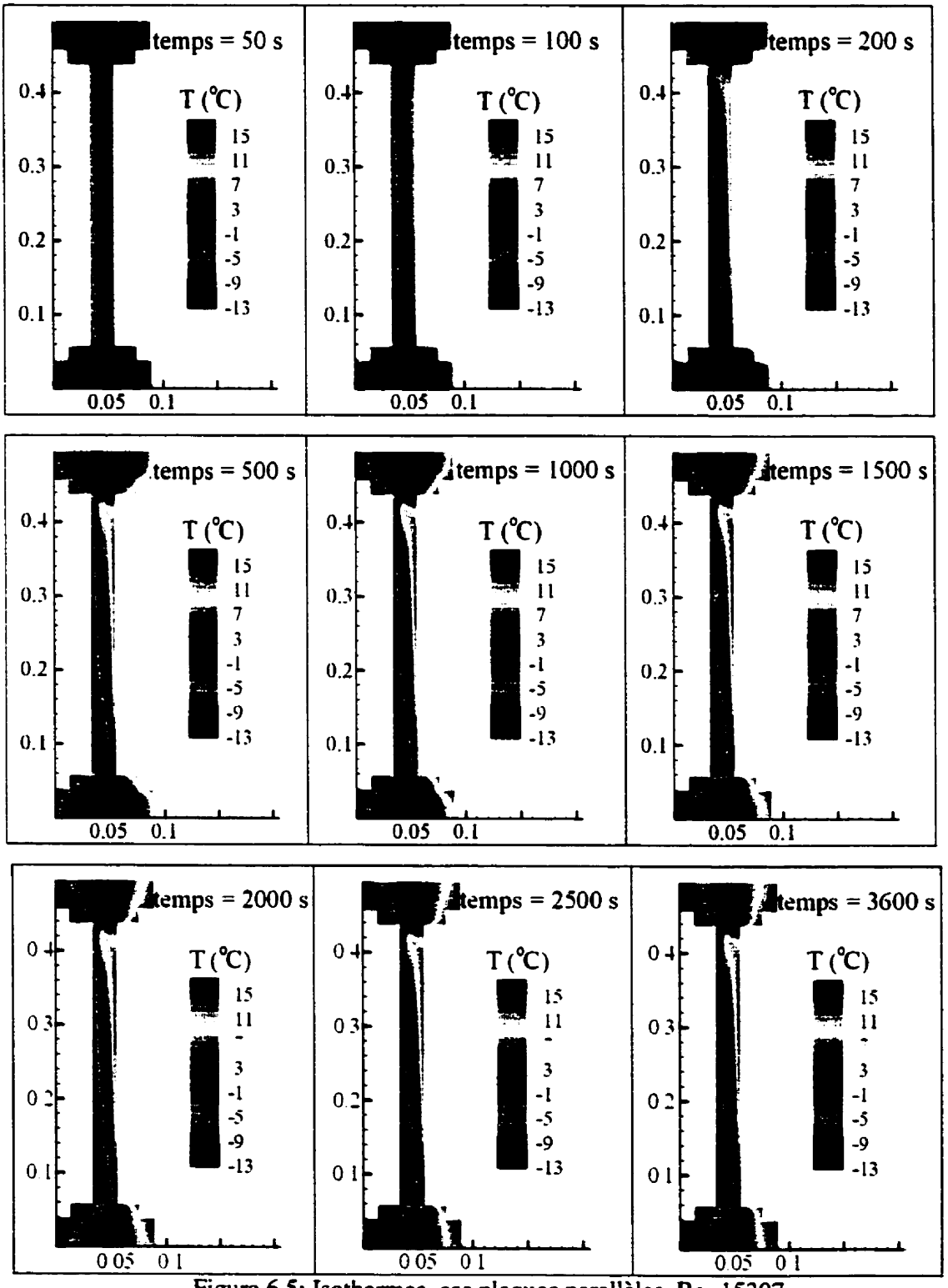


Figure 6.5: Isothermes, cas plaques parallèles, Ra=15307

Par ailleurs, la distribution de température dans l'unité scellée révèle la présence d'une boucle de convection. Cette cellule est responsable de la température élevée observée dans le coin supérieur droit de l'unité et de la basse température dans le coin inférieur gauche. La cellule, grâce à son mouvement anti-horaire transporte l'énergie entre les côtés chaud et froid de l'unité scellée. Le fluide est donc réchauffé dans sa montée près de la paroi chaude. C'est pourquoi on observe un accroissement de la température de bas en haut près de la paroi chaude. Cette hausse de la température est soudainement stoppée à quelques millimètres de l'intercalaire supérieur. Ce phénomène sera expliqué plus loin en rapport avec la présentation des lignes de courant.

La figure 6.5 indique également que la distribution de température dans les sections inférieure et supérieure du cadre ne sont pas des images miroirs l'une de l'autre, la section inférieure étant à une température plus basse que la partie supérieure du cadre. Il semble que le mouvement de l'air dans l'unité scellée, qui agit comme mécanisme de transport de la chaleur, engendre un niveau de température plus bas dans la partie inférieure du cadre. Cette asymétrie est importante puisque, tel que montré plus tard, elle engendre des coefficients de déperdition thermique (facteur U) différents pour les parties inférieure et supérieure.

6.5.2 Profils de température de surface

La figure 6.6 présente la variation de température en fonction de la hauteur sur les quatre surfaces verticales qui forment l'unité scellée après un temps de simulation de 3600 secondes. On remarque que la variation de température à travers le verre est très faible. En effet, les profils de température sur les surfaces 1 et 2 sont presque identiques. Il en est de même sur les surfaces 3 et 4. Cette observation était prévisible compte tenu que la conductivité thermique du verre est relativement élevée. La différence de température

entre les surfaces 1 et 2 atteint au maximum 0,32 °C à une hauteur égale à 40,37 cm. Pour les surfaces 3 et 4, cet écart est de 0,17 °C. On remarque également l'absence de symétrie entre les températures sur les plaques de verre situées du coté intérieur et extérieur. La principale explication de cette asymétrie provient du fait que les coefficients de convection appliqués de part et d'autre de la fenêtre ne sont pas identiques. Les températures des surfaces 1 et 2 sont relativement près de la température extérieure (-13 °C) et restent relativement constantes sur toute la hauteur. Par contre, pour la plaque de verre du coté intérieur l'écoulement interne et la variation du coefficient de convection influencent de façon marquée la température de surface. Cette variation de température est de 15,7 °C sur la surface 4 et seulement 6,3 °C sur la surface 1. Donc, il est clair qu'en situation réelle les plaques de verre formant l'unité scellée ne sont pas isothermes.

En bordure du vitrage, on observe des gradients de température importants. Ainsi pour les surfaces 1 et 2, la température passe de –7 °C à –11 °C dans le premier centimètre; une variation similaire est observée au haut de la fenêtre. Pour la plaque de verre située du côté chaud l'augmentation de la température est plus graduelle autant au bas qu'au haut de l'unité scellée. Ces variations de température aux quatre intersections verre-intercalaire sont attribuables à l'intercalaire qui agit alors comme pont thermique. Le flux de chaleur est, en effet, très élevé dans ces régions. La chute de température à l'intersection entre le verre du côté chaud et l'intercalaire est responsable, tel que montré plus tard, de la création d'une petite zone de recirculation.

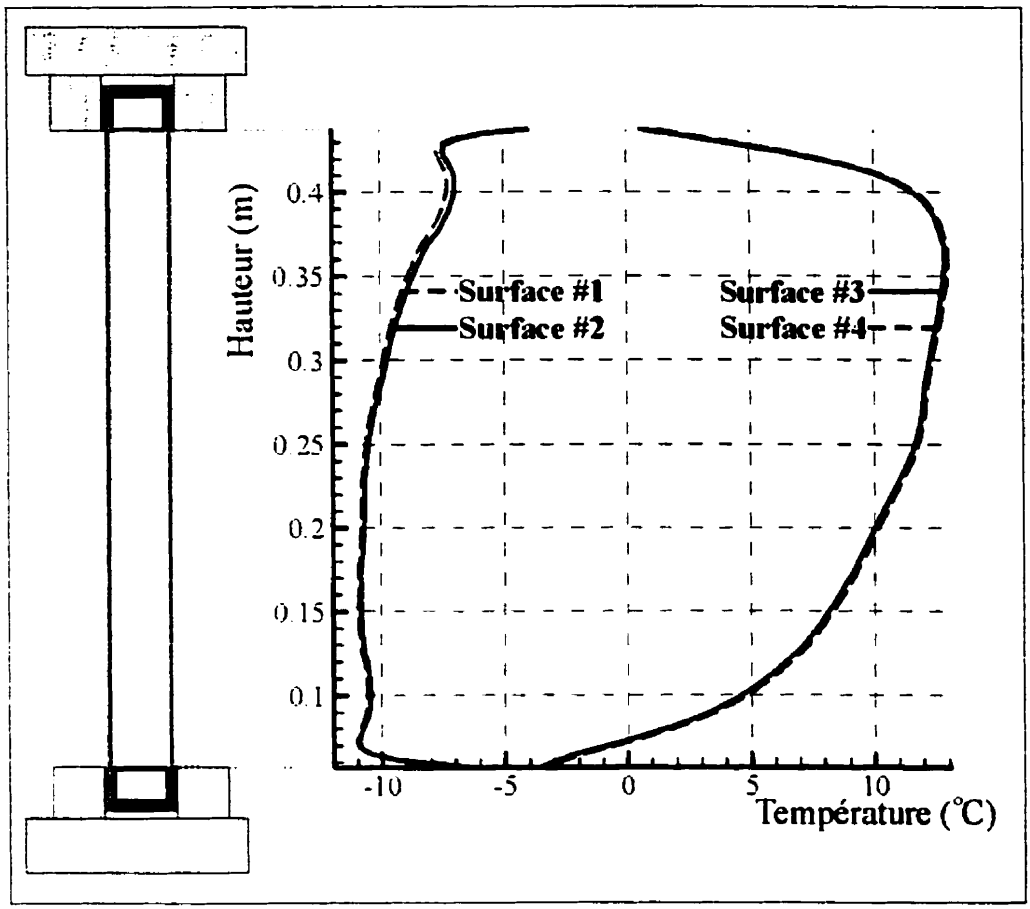


Figure 6.6: Variation de la température en fonction de la hauteur sur chaque surface de verre, cas plaques parallèles

6.5.3 Nombre de Nusselt

La figure 6.7 montre l'évolution du nombre de Nusselt global (*Nu*) en fonction du temps. Ce nombre de Nusselt a été calculé en intégrant les nombres de Nusselt locaux calculés sur les surfaces 2 et 3. Pour une cavité, le nombre de Nusselt local sur la surface 3, $Nu_3(y)$, est donné par:

$$Nu_3(y) = \frac{q_3(y)}{\frac{k}{L(y)}[T_3(y) - T_2(y)]} \tag{6.11}$$

où k et $L(y)$ représentent respectivement la conductivité thermique de l'air et la largeur de la cavité à une hauteur y. Pour le cas à plaque parallèle, $L(y)$ est constant sur toute la hauteur. Le dénominateur correspond à l'expression du flux de chaleur en régime de conduction pure. La valeur de $[T_3(y) - T_2(y)]$ est la différence de température entre les surfaces 3 et 2 à une hauteur y. La variable $q_3(y)$ représente le flux de chaleur local sur la surface 3. En intégrant l'équation 6.11 sur toute la hauteur de la surface 3, on obtient le nombre de Nusselt global sur cette surface.

$$Nu_3 = \frac{1}{H}\int_0^H Nu_3(y)dy \tag{6.12}$$

où H est la hauteur de la cavité. En effectuant un calcul similaire sur la surface 2, le nombre de Nusselt global dans la cavité est obtenu à l'aide de l'expression suivante :

$$Nu = \frac{Nu_2 + Nu_3}{2} \tag{6.13}$$

On remarque sur la figure 6.7 que Nu augmente rapidement en fonction du temps et atteint une valeur constante égale à 1,76 vers 1200 secondes. Ainsi, la variation de Nu entre t = 1500 s et t = 3600 s est inférieure à 0,5 %.

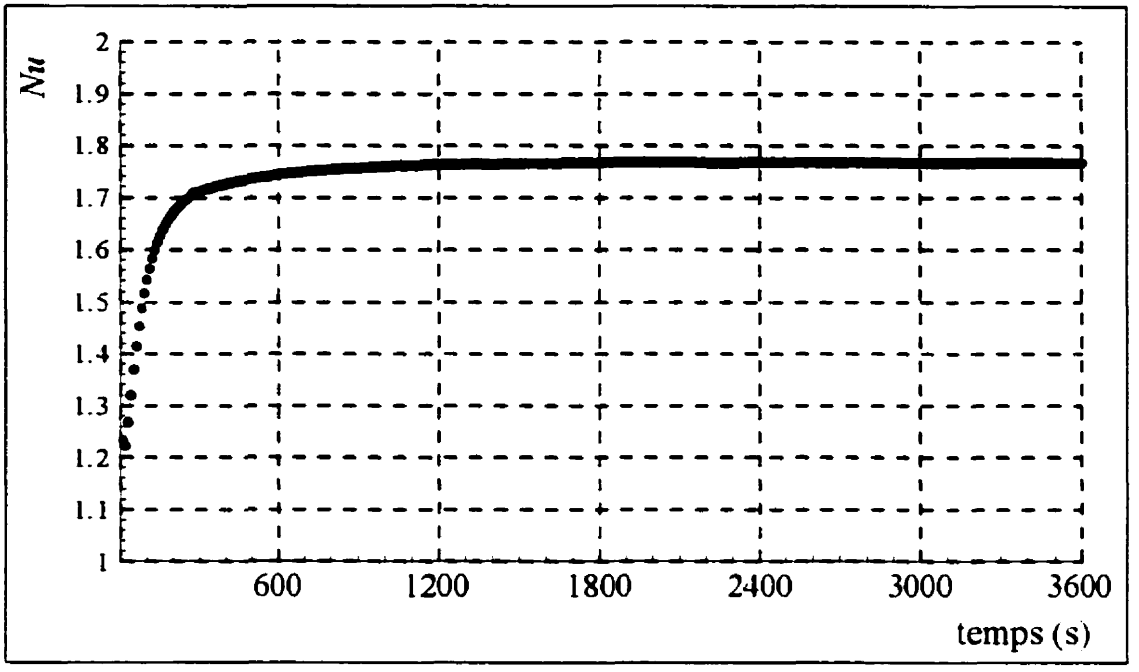


Figure 6.7: Nombre de Nusselt global en fonction du temps, cas des plaques parallèles

Il est intéressant de comparer la valeur de *Nu* obtenue avec la valeur calculée à l'aide des corrélations d'ElSherbiny et al. (1982). Ces corrélations dépendent du nombre de Rayleigh et du rapport de forme. Le Ra a été calculé en utilisant les propriétés thermophysiques de l'air à 0 °C et les températures moyennes des surfaces 2 et 3. Pour ces conditions, *Nu*=1,57 soit un écart de 12% avec la valeur du *Nu* présentée sur la figure 6.7. Cette différence est importante et s'explique principalement par le fait que les corrélations d'ElSherbiny et al. sont basées sur l'hypothèse d'isothermicité des surfaces verticales. Or tel que montré sur la figure 6.6, cette hypothèse est inadéquate.

Les figures 6.8a et 6.8b présentent, respectivement, les nombres de Nusselt locaux en fonction de la hauteur sur les surfaces 2 (côté chaud) et 3 (côté froid) de la cavité. Pour expliquer la variation de Nu_y sur chaque surface, il est nécessaire de faire un parallèle avec les résultats présentés sur la figure 6.6.

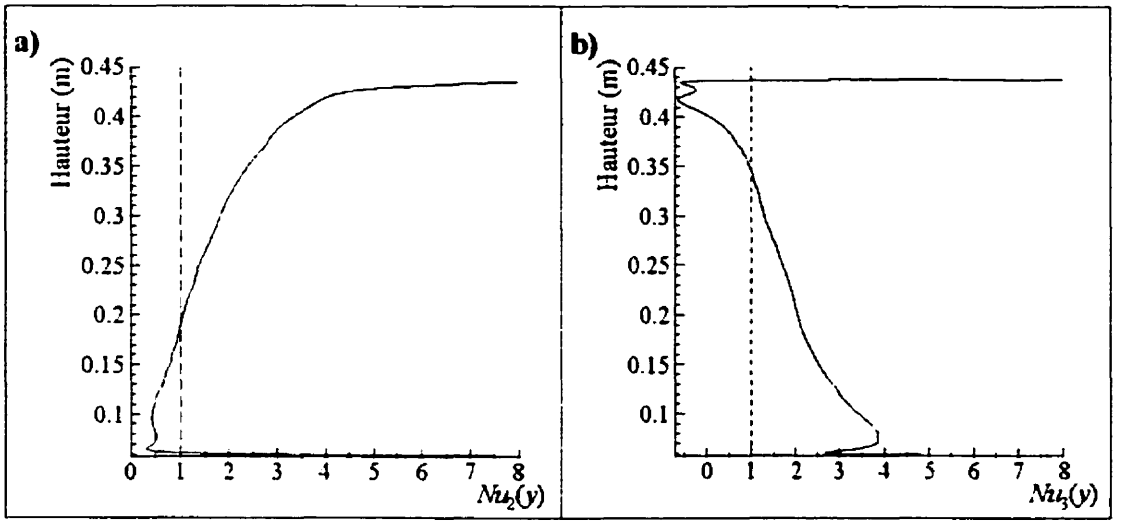


Figure 6.8: Nombre de Nusselt local en fonction de la hauteur à t = 3600 s: a) surface 2 (côté froid) et b) surface 3 (côté chaud)

Le fluide qui a été refroidi sur la surface 2 entre en contact avec la surface 3 dans la partie inférieure du vitrage. L'air capte alors beaucoup d'énergie et voit sa température augmenter. Le flux de chaleur local dans cette région est élevé ce qui engendre un *Nu* élevé tel que montré sur la figure 6.8b. En se déplaçant de bas en haut, le gradient de température entre la surface et l'écoulement diminue. Conséquemment, la quantité d'énergie transférée au fluide diminue ce qui explique la diminution de $Nu_3(y)$ avec la hauteur. Pour une hauteur égale à 0,35 m, le nombre de Nusselt devient inférieur à 1 et atteint même des valeurs négatives. Tel que mentionné auparavant, (voir aussi figure 6.9 montrant les lignes de courant) il existe une zone de recirculation dans cette région ce qui perturbe l'écoulement. Ainsi, le gradient de température entre l'air et la paroi est très faible puisque, dans cette région, le fluide n'est pas entraîné par la boucle de convection principale. Il en résulte de faibles valeurs de *Nu*. Dans certains éléments du maillage, la direction du flux de chaleur est inversée, la température de l'air dans la cavité étant supérieure à la température de surface du verre ce qui produit des valeurs négatives du nombre de *Nu*. Sur la surface 2, le nombre de Nusselt local est élevé en haut du vitrage et diminue avec le refroidissement de l'air qui est entraîné vers le bas de la cavité.

Finalement, on remarque que les nombres de Nusselt locaux dans le voisinage immédiat de l'intercalaire sont relativement élevés et ce pour les deux surfaces. Dans ces régions, la température de surface est fortement influencée par le transfert thermique dans l'intercalaire d'aluminium ce qui a pour effet d'augmenter radicalement le *Nu*.

6.5.4 Lignes de courant

La figure 6.9 présente les lignes de courant dans l'unité scellée à t = 50, 1100 et 3600 secondes. L'écoulement évolue d'une situation de cellule unique à t = 50 s vers deux cellules à t = 3600 s. Cette figure indique que la forme de l'écoulement ne varie plus après un certain temps ce qui indique qu'un état permanent a été atteint au niveau de l'écoulement. En effet, entre t = 1100 et 3600 secondes, aucune variation significative des lignes de courant n'est observable.

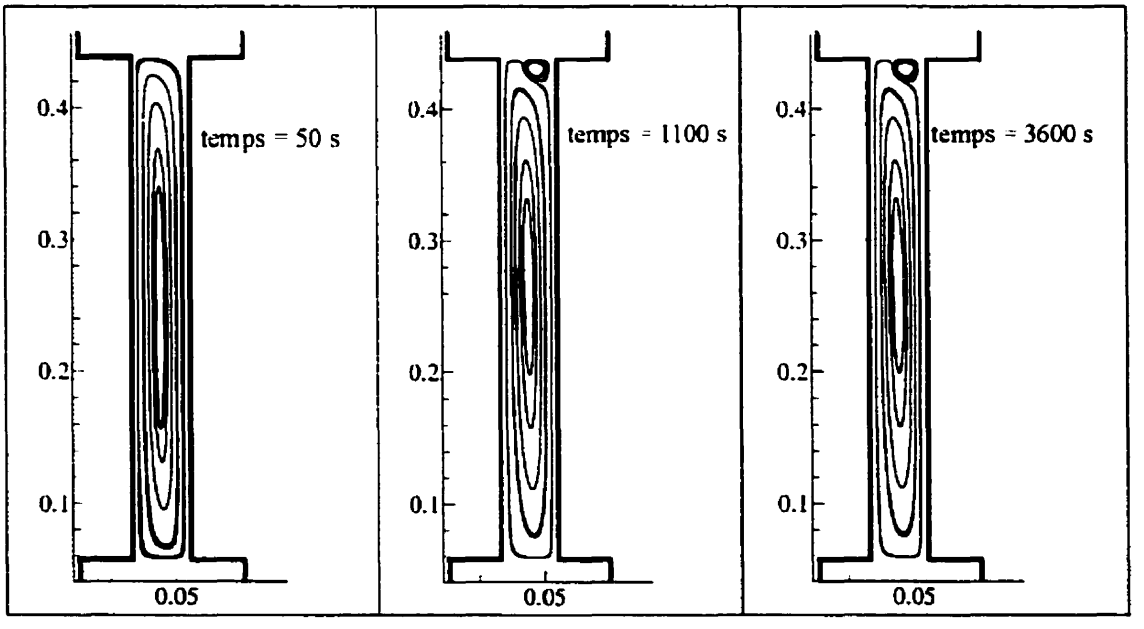


Figure 6.9: Lignes de courant, cas plaques parallèles

Tel qu'observé sur la figure 6.6, la température sur la surface 3 chute rapidement dans la bordure supérieure du vitrage à cause du transfert thermique élevé dans l'intercalaire. L'écoulement cesse alors d'être accéléré près de la paroi mais les particules fluides qui ne sont pas situées dans le voisinage immédiat de la surface continuent leurs acensions par inertie. Il en résulte une inversion du gradient de vitesse près de la paroi et un décollement de la couche limite. Ce phénomène est responsable de la zone de recirculation observée en haut de la cavité. Le point de décollement de la couche limite (à t = 3600 s) est situé à 2,14 cm de la jonction avec le cadre. Mentionnons que cette zone de recirculation a également été observée lors des simulations effectuées en mode permanent.

On remarque qu'il n'y a pas de zone de recirculation au bas de la cavité près de la surface 2 même si l'intercalaire situé à cet endroit induit une augmentation de la température sur la surface 2. Cependant, tel que montré à la figure 6.6, la variation de température à cet endroit est plus faible que la variation correspondante à la bordure supérieure de la surface 3. Cette variation n'est donc pas assez importante pour produire une zone de recirculation dans la bordure inférieure du vitrage sur la surface 2.

Il est donc clair que la variation de température sur les surfaces du vitrage influence de façon significative le mouvement de l'air dans l'unité scellée. Cet effet n'est pas mis en évidence par les progiciels commerciaux FRAME et VISION (CANMET, 1996b) où le champ de température est calculé à partir d'un champ de vitesse déterminé au préalable. Cette approche de découplage a l'avantage de simplifier la modélisation et des résultats approximatifs peuvent ainsi être obtenus rapidement. Cependant, elle ne permet pas de mettre en évidence certains phénomènes de particulièrement en bordure du vitrage où les variations de température sont importantes. Une évaluation précise du transfert thermique en bordure du vitrage est souvent souhaitable, notamment pour le calcul de la résistance à la condensation et pour la détermination du coefficient U_{eg}. Or, à la lumière des résultats

présentés ici, il semble que des simulations portant sur toute la fenêtre sont nécessaires pour ce genre d'évaluation.

6.5.5 Coefficients *U*

Les coefficients de déperdition thermique calculés pour le cadre, la bordure et le centre du vitrage sont présentés au tableau 6.3. Pour illustrer l'impact de la convection naturelle sur le transfert thermique, les coefficients U_f et U_{cg} sont calculés séparément pour les sections inférieure et supérieure de la fenêtre. Le tableau 6.3 compare les coefficients *U* calculés pour deux maillages de densités différentes. Ces maillages, notés a et b, correspondent, respectivement, aux maillages a et b de la figure 6.2. Les résultats obtenus avec le maillage b pour des simulations indépendante et dépendante du temps sont également comparés. La solution transitoire est celle obtenue à t = 3600 secondes.

Les coefficients *U* de chaque région sont calculés à partir des températures à chaque nœud du maillage situé sur la surface extérieure de la fenêtre. On remarque que les coefficients *U* calculés dans le cas stationnaire pour les maillages a et b sont presque identiques. Il est donc raisonnable de considérer les résultats numériques comme étant indépendants du maillage. Une comparaison entre les résultats des simulations en régime stationnaire et transitoire montre de légères différences dans les valeurs de *U* pour le cadre alors que les coefficients U_{eg} et U_{cg} sont presque identiques. Les différences observées sur le cadre s'expliquent par le fait que le champ de température n'est pas encore complètement établi à t = 3600 s. En effet, tel que constaté sur la figure 6.4, l'inertie thermique du cadre est telle qu'un temps de simulation de 60 minutes est insuffisant pour obtenir une solution permanente.

Tableau 6.3: Coefficients U sur la surface extérieure

Coefficient U ($W/m^2°C$)		Maillage **a** (Stationnaire)	Maillage **b** (Stationnaire)	Maillage **b** (Transitoire)
U_f cadre	Haut	2,06	2,06	2,10
	Bas	1,65	1,63	1,69
	Moyenne	1,86	1,85	1,90
U_{cg} bordure du vitrage	Haut	4,29	4,28	4,24
	Bas	1,85	1,86	1,82
	Moyenne	3,07	3,07	3,03
U_{cg} Centre du vitrage		2,05	2,07	2,07

Les écarts entre les coefficients U_{cg} et U_f dans les sections supérieure et inférieure de la fenêtre s'expliquent par le fait que l'écoulement transporte la chaleur dans la partie supérieure de l'unité scellée. Le mouvement de l'air augmente la température du verre et de l'intercalaire dans la partie supérieure ce qui a un impact sur les coefficients U dans cette région. Non seulement il y a des écarts entre les parties inférieure et supérieure mais, tel qu'illustré au tableau 6.4, il existe des différences entre les coefficients U évalués sur la surface intérieure et extérieure. La figure 6.10 montre les taux de transfert thermique obtenus à partir des données du tableau 6.4.

Tableau 6.4: Coefficients U

		Maillage b (Stationnaire)	
		Surface intérieure	Surface extérieure
U_f (W/m^2°C) cadre $A_f = 0.114$ m^2	Haut $A_f = 0.0572$ m^2	2,31	2,06
	Bas $A_f = 0.0572$ m^2	2,60	1,63
	Moyenne haut-bas	2,455	1,845
	Moyenne globale	2,15	
U_{eg} (W/m^2°C) bordure du vitrage $A_{eg} = 0.130$ m^2	Haut $A_{eg} = 0.065$ m^2	2,50	4,28
	Bas $A_{eg} = 0.065$ m^2	3,33	1,86
	Moyenne haut-bas	2,915	3,07
	Moyenne globale	2,99	
U_{cg} (W/m^2°C) Centre du vitrage, $A_{cg} = 0.251$ m^2		1,94	2,07
U_w (W/m^2°C) $A_T = 0.4954$ m^2		2,31	2,28

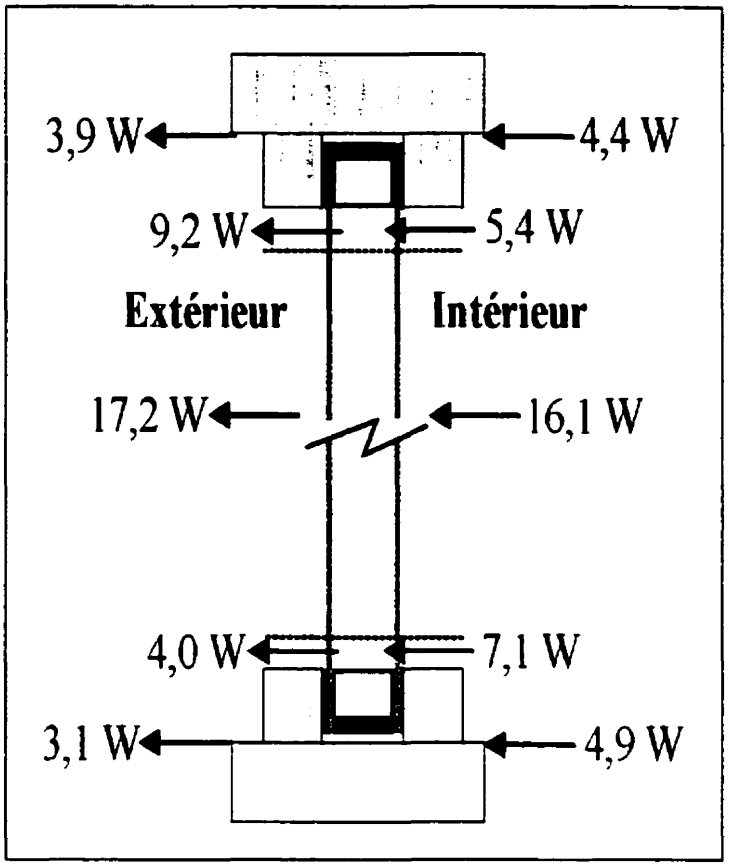


Figure 6.10: Flux de chaleur sur les surfaces intérieure et extérieure

Tout d'abord, l'examen du tableau 6.4 montre que les valeurs de U_w évaluées sur la surface extérieure et sur la surface intérieure diffèrent d'environ 1%. Cette différence correspond à celle mentionnée plus-tôt en rapport avec la convergence des résultats numériques.

Par ailleurs, ce qui est sans doute le plus frappant au tableau 6.4 et à la figure 6.10 c'est que le transfert de chaleur est nettement bidimensionnel. Par exemple, le taux de transfert thermique dans la partie basse du cadre du coté intérieure est de 4,9 Watts alors que l'équivalent du côté extérieur est de 3,1 Watts. Donc, une partie de la chaleur transmise dans la partie basse du cadre sur la surface intérieure est redistribuée ailleurs dans l'unité scellée. Cette chaleur est en partie captée par l'air qui a été refroidi par son passage près

de la surface 2. Dans la partie supérieure, l'écart entre le transfert thermique des surfaces intérieure et extérieure du cadre est plus faible. En effet, le fluide capte moins d'énergie puisque sa température est plus élevée celui-ci ayant été chauffé sur la surface 3. Des différences significatives sont également observées en bordure du vitrage. Par exemple, au bas de la fenêtre le taux de transfert thermique est de 7,1 W du côté intérieur alors qu'il n'est que 4,0 W du côté extérieur. Ces observations peuvent avoir des conséquences importantes sur la manière d'évaluer la résistance thermique totale d'une fenêtre. Pour s'en convaincre, il suffit d'examiner la méthode actuellement utilisée pour évaluer la résistance thermique des fenêtres. Ainsi, les valeurs de résistance thermique totale contenues dans ASHRAE (1997) sont généralement issues de progiciels tel WINDOW (LBL, 1994), VISION et FRAME (CANMET, 1996b). Ces progiciels ne calculent qu'un seul coefficient U_{eg} ou U_f s'appliquant à la fois aux parties supérieure et inférieure du vitrage et évalué sur la surface intérieure. Le tableau 6.5 montre les résultats d'une comparaison entre les valeurs obtenues par FRAME (pour U_{eg} et U_f) et VISION (pour U_{cg}) et celles présentées au tableau 6.4.

Tableau 6.5: Comparaison entre les coefficients U de la présente étude et ceux obtenus à l'aide des progiciels VISION et FRAME

Valeurs de U ($W/m^2/°C$)	FRAME et VISION	Présente étude côté intérieur (% de différence)	Présente étude côté extérieur (% de différence)	Présente étude moyenne intérieure-extérieure (% de différence)
U_f	2,35	2,455 (4,5%)	1,845 (-21.5%)	2,15 (-8.5%)
U_{eg}	3,07	2,915 (-5,0%)	3,07 (0%)	2,993 (-2,5%)
U_{cg}	2,73	1,94 (-28.9%)	2,07 (-24.2%)	2,005 (-26,6%)
U_w	2,73	2,315 (-15,2%)	2,28 (-16,5%)	2,298 (-15,8%)

Les températures intérieure et extérieure ainsi que le coefficient de film extérieur utilisés dans FRAME et VISION sont les mêmes que ceux utilisés dans la présente étude soit 20°C, -13°C, et 25 W/m^2/°C, respectivement. Quant au coefficient de film intérieur, FRAME et VISION ne permettent pas des variations le long de la fenêtre; ce coefficient a donc été fixé à 7,6 W/m^2/°C dans FRAME et VISION. Les pourcentages de différence indiqués au tableau 6.5 ont été calculés par rapport aux résultats de FRAME et VISION. Finalement, la valeur de U_w est obtenue à l'aide de la relation suivante:

$$U_w = \frac{U_{cg}A_{cg} + U_{cg}A_{cg} + U_f A_f}{A_T} \qquad \textbf{(6.14)}$$

On remarque que l'écart le plus important se situe au niveau de U_{cg} alors qu'il atteint une valeur de 26,6 %. Cette différence est reliée au fait que VISION suppose que les plaques de verre sont isothermes et que le coefficient de film est uniforme sur toute la hauteur de la portion vitrée.

La relativement faible différence dans les valeurs de U_{cg} est trompeuse. En effet, il y a lieu de retourner au tableau 6.4 pour observer que U_{cg} varie considérablement entre les parties inférieure et supérieure et entre l'intérieur et l'extérieur.

Les valeurs de U_f dépendent également de la surface considérée. Ainsi une évaluation de U_f sur la surface intérieure mène à une valeur 4,5% supérieure à celle donnée par FRAME alors que la même évaluation du côté extérieur conduit à une différence de -21,5%.

Une comparaison entre les valeurs de U_w indique que, pour cette fenêtre, les logiciels commerciaux surestiment la valeur de U (i.e. sous estiment la valeur de la résistance thermique) de 15,8 %. Pour d'autres fenêtres, l'ampleur de cette différence dépendra du type de matériaux utilisé pour l'intercalaire et le cadre ainsi que des surfaces relatives

occupées par les trois régions de la fenêtre. Finalement, étant donné la bidimensionnalité du transfert thermique, il est clair que les trois valeurs de U doivent être évaluées du même côté de la fenêtre de façon à obtenir une valeur cohérente de U_w.

6.6 Résultats avec courbure du vitrage

Cette section présente les résultats des simulations obtenues pour des courbures au centre du vitrage (w_c) de 1,6 mm et 2,6 mm, respectivement. Rappelons que l'un des objectifs de ces simulations est de vérifier l'impact de la courbure du vitrage sur le transfert thermique dans une fenêtre. Pour établir une base de comparaison équitable, les conditions aux frontières, les conditions initiales (pour les simulations en régime transitoire) et les propriétés thermophysiques de chaque composante de la fenêtre sont identiques aux conditions imposées au cas des plaques parallèles. Les maillages utilisés sont présentés à la section 6.4. Finalement, les critères de convergence donnés par les relations 6.9 et 6.10 ont également été vérifiés ici.

6.6.1 Champ thermique pour w_c=2,6 mm

L'évolution temporelle du champ de température obtenu pour une courbure égale à 2,6 mm est présentée sur la figure 6.11. Les observations notées au paragraphe 6.4.1 sont également applicables dans le cas des plaques courbées. Ainsi, les températures dans l'unité scellée et dans le cadre n'évoluent pas au même rythme à cause de l'inertie thermique du cadre. De plus, les variations de température dans les sections inférieure et supérieure du cadre ne sont pas des images miroirs l'une de l'autre.

Les figures 6.12a et 6.12b ont été tracée pour mieux juger de la différence entre les champs de température pour le cas des plaques parallèles et des plaques courbées. Ces figures présentent le champ de température après 3600 secondes de simulation. L'examen

du champ thermique ne montre pas de différences perceptibles au niveau des isothermes dans les sections supérieure et inférieure du cadre. Par contre, dans l'unité scellée le champ de température du cas à plaques parallèles n'est pas le même que celui présenté à la figure 6.12b. Ainsi on remarque que l'évolution de la température sur la surface intérieure de l'unité scellée n'est pas la même. Ces observations qualitatives semblent indiquées que la courbure du vitrage influence le transfert thermique.

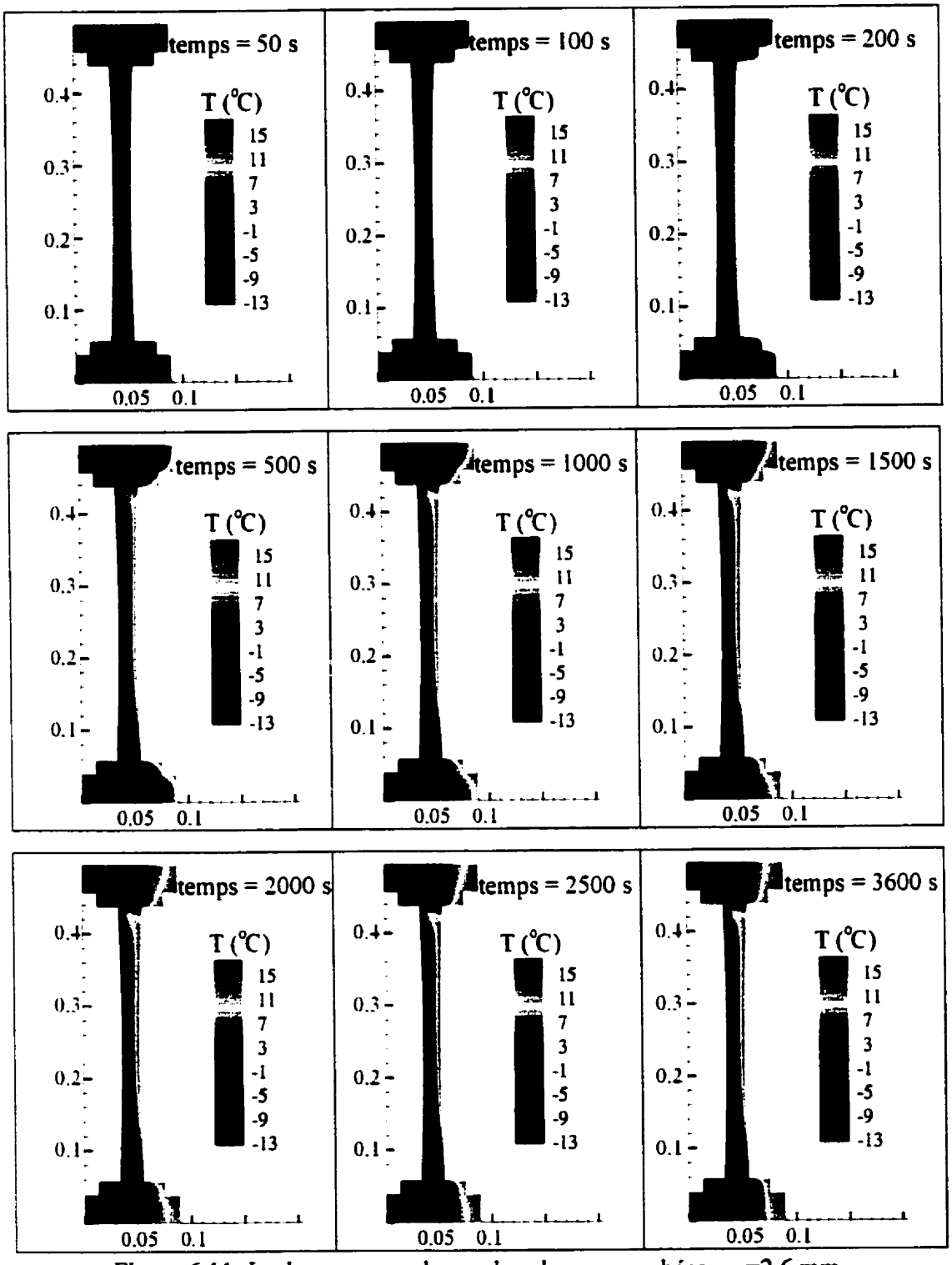


Figure 6.11: Isothermes pour le cas des plaques courbées, w_c=2,6 mm

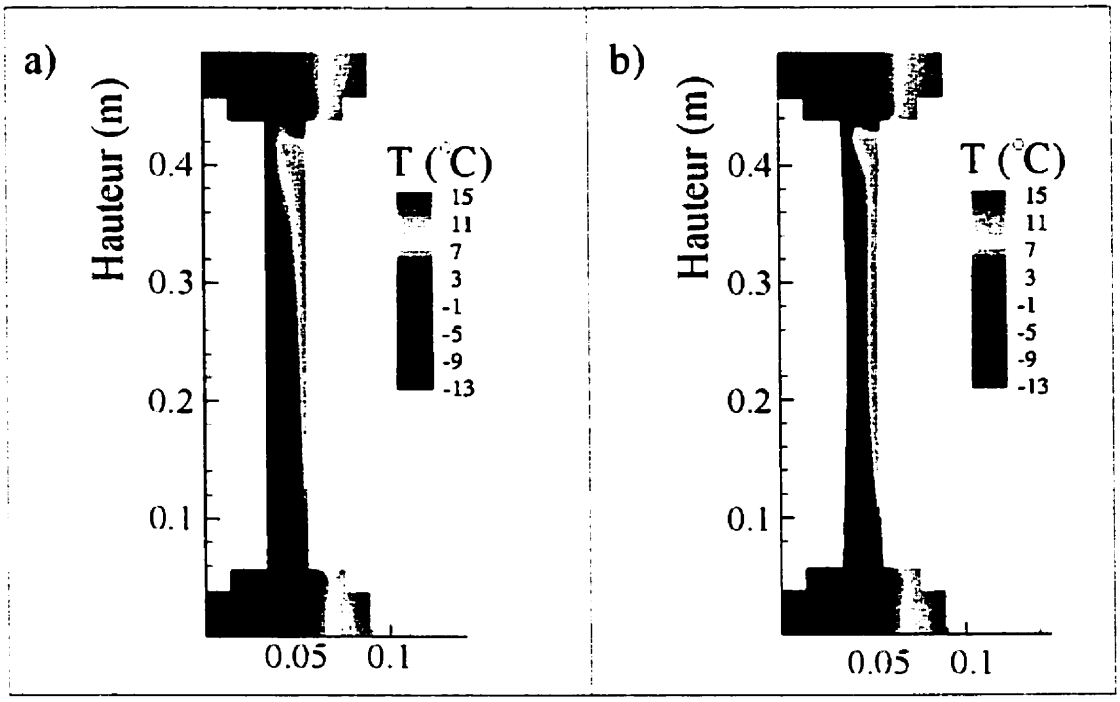


Figure 6.12: Isothermes à t = 3600 s: a) w_c=0.0 mm, b) w_c=2.6 mm

6.6.2 Profil de température pour w_c=0 mm, w_c=1,6 mm et w_c=2,6 mm

La figure 6.13 présente la variation de température de surface du verre en fonction de la hauteur pour le cas des plaques parallèles et pour les deux cas de plaques courbées. Il est à noter que l'échelle de hauteur débute à 0.057 m soit au début de la surface vitrée. La valeur de 0.057 m représentant la hauteur du cadre (voir figure 6.6). Étant donné que la variation de température à travers le verre est très faible, uniquement les températures des surfaces 2 et 3 sont présentées sur la figure 6.13.

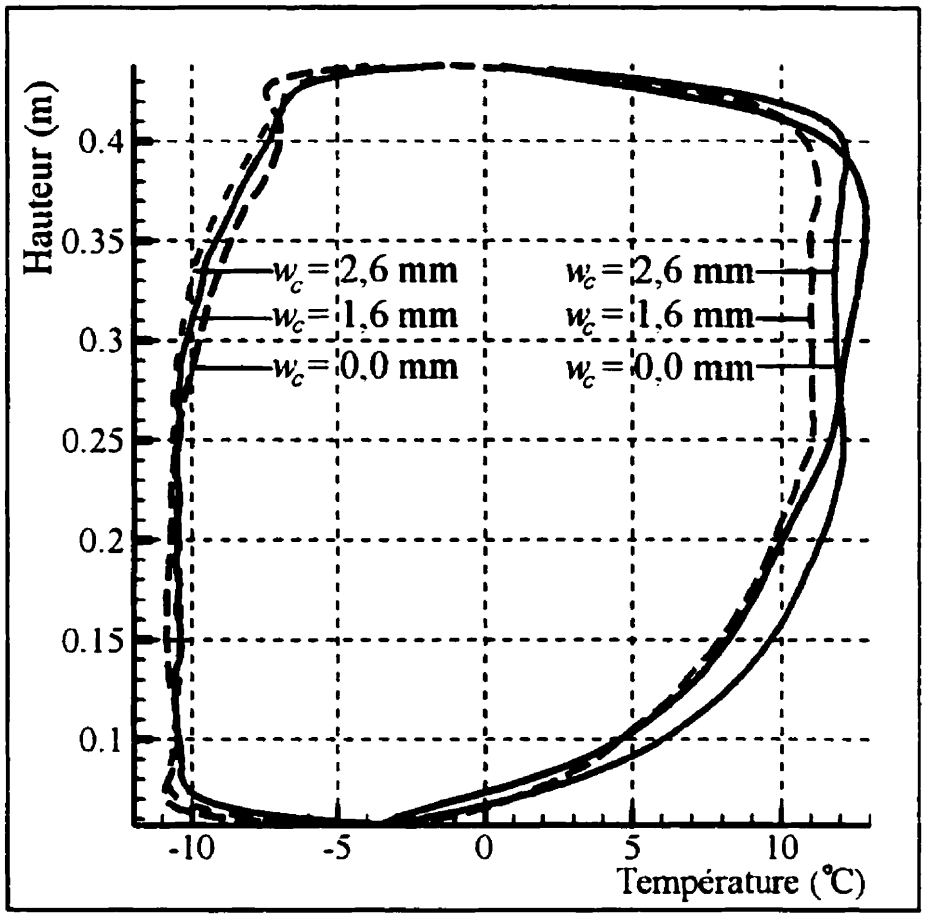


Figure 6.13: Variation de la température en fonction de la hauteur sur les surfaces de verre 2 et 3, pour w_c=0,0 mm, w_c=1,6 mm et w_c=2,6 mm

Les profils de température du côté froid ne sont pas très différents les uns des autres sauf aux extrémités. Par exemple, à une hauteur de 0,43 m, il y a environ 1 °C d'écart entre les courbes pour w_c = 0 mm et w_c = 1,6 et 2,6 mm. C'est du côté chaud que les différences sont plus importantes. Premièrement, la température calculée pour les plaques courbées est relativement constante pour une hauteur variant de 0,25 à 0,40 m. Ce "plateau" de température n'est pas prédit lorsque les plaques sont parallèles. Autre fait intéressant, le profil de température pour w_c = 2,6 mm montre des températures plus élevées (sauf au niveau du plateau) du côté chaud. Ceci est indicatif d'une meilleure résistance thermique. Pour une hauteur comprise entre 0,122 et 0,373 m, correspondant à la région centrale du

vitrage, l'écart de température maximum entre les profils de température est de 1,7 °C du coté intérieur (surface 3) et de 0,9 °C sur la surface 2. Comme il est montré à la section 6.6.4, la courbure influence l'écoulement dans l'unité scellée. Ceci explique les différences observées au niveau des profils de température à la figure 6.13.

Le transfert thermique par radiation est également influencé par la courbure. La courbure du vitrage a tendance à limiter les échanges entre les moitiés supérieure et inférieure de la cavité. Cependant, les courbures étudiées dans cette section sont relativement faibles et la variation des facteurs de forme n'est pas suffisante pour avoir un impact important sur l'échange radiatif.

6.6.3 Nombre de Nusselt pour w_c=2,6 mm

La figure 6.14 présente la variation du nombre de Nusselt global en fonction du temps pour une courbure de 2,6 mm. Ce nombre de Nusselt a été calculé selon la procédure décrite dans la section 6.4.7. De plus, la courbe pour w_c = 0,0 mm est présentée sur la figure 6.14 pour fin de comparaison. Comme dans le cas des plaques parallèles, *Nu* atteint rapidement une valeur constante égale à 1,42 à t = 1200 s. Par la suite, la variation de *Nu* est inférieure à 0,8% de t = 1200 s à t = 3600 s.

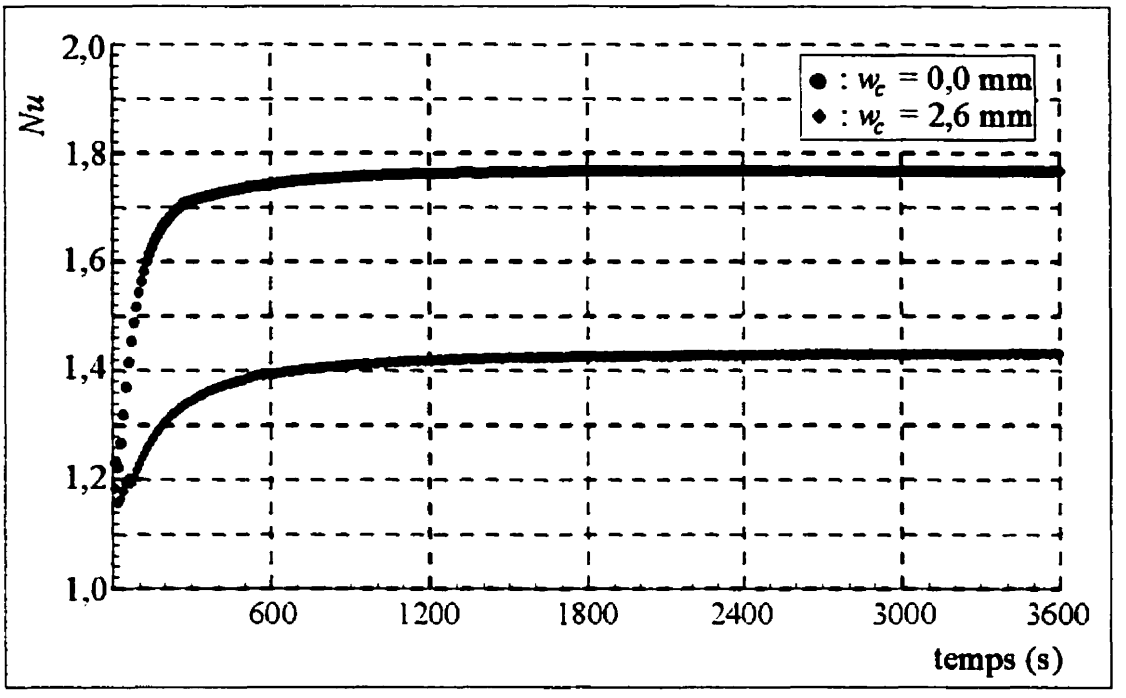


Figure 6.14: Nombre de Nusselt en fonction du temps, w_c=2,6 mm

La figure 6.14 permet de constater que le nombre de Nusselt calculé avec courbure est inférieur à celui du cas des plaques parallèles. Cette baisse de 21 % est significative; elle indique que la courbure augmente la résistance thermique de la fenêtre. Tel qu'il sera montré à la section suivante, ce phénomène est causé par un changement dans la boucle de convection dans l'unité scellée.

6.6.4 Lignes de courant pour w_c=2,6 mm

La figure 6.15 présente les lignes de courant dans l'unité scellée pour une courbure au centre du vitrage de 2,6 mm pour t = 50, 1100 et 3600 secondes, alors que la figure 6.16 montre une comparaison des lignes de courant à t = 3600 s, pour w_c = 0,0 mm et 2,6 mm. Contrairement au cas des plaques parallèles, on observe deux cellules de recirculation à l'intérieur de la zone unicellulaire principale. Ces zones sont respectivement confinées dans les moitiés inférieure et supérieure de la cavité. La hauteur du centre de ces cellules

secondaires est de 14,21 cm pour la cellule en bas et 37,60 cm pour la cellule située dans la partie supérieure. En comparant la position de ces cellules, on remarque une asymétrie par rapport au centre du vitrage. La cellule située dans la partie inférieure étant plus éloignée de l'intercalaire.

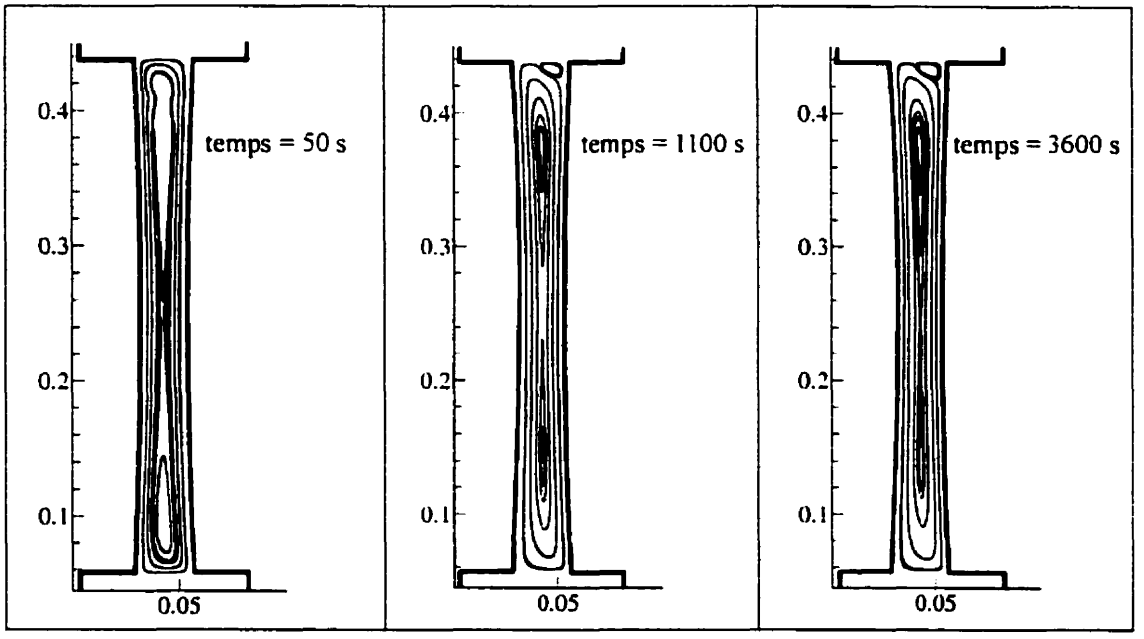


Figure 6.15: Lignes de courant, cas plaques courbées w_c=2,6 mm

La courbure a une influence notable sur l'écoulement et pour s'en convaincre, il est utile de calculer le débit massique entre les moitiés supérieure et inférieure de la cavité. Ce débit est déterminé en intégrant la composante verticale de la vitesse de l'écoulement au centre géométrique du vitrage. Les débits obtenus entre les cas à plaques parallèles et à plaques courbées (w_c = 2,6 mm) montrent que la courbure a pour effet de réduire la quantité de fluide qui passe entre les moitiés supérieure et inférieure, d'environ 50%. Ceci indique que le transfert de chaleur par convection se fait moins efficacement lorsque que la cavité est courbée. Mentionnons finalement que la zone tourbillonnaire dans le coin supérieur droit de la cavité observée dans la cavité parallélépipédique est également présente pour le cas des plaques courbées.

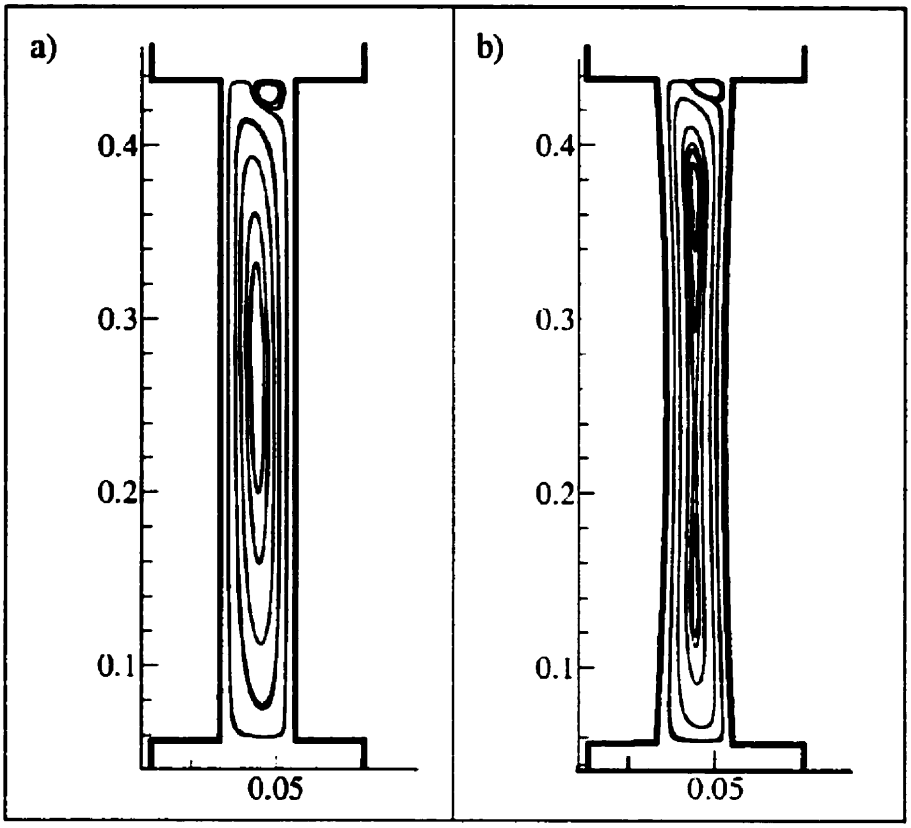


Figure 6.16: Comparaisons entre les lignes de courant: a) w_c=0,0 mm, b) w_c=2,6 mm

6.6.5 Coefficients *U*

Les coefficients de déperdition thermique calculés sur la surface intérieure de la fenêtre pour des courbures respectives de 1,6 et 2,6 mm sont présentés au tableau 6.6.

Tableau 6.6: Coefficients U évalués du côté intérieur

Coefficient U ($W/m^2/°C$)		w_c=1,6 mm (Stationnaire)	w_c=2,6 mm (Stationnaire)	w_c=2,6 mm (Transitoire)
U_f cadre	Haut	2,32	2,35	2,35
	Bas	2,61	2,62	2,63
	Moyenne	2,47	2,49	2,49
U_{cg} bordure du vitrage	Haut	2,54	2,29	2,31
	Bas	3,20	3,10	3,12
	Moyenne	2,87	2,695	2,715
U_{cg} centre du vitrage		2,04	1,88	1,87
U_w		2,35	2,23	2,23

Tout d'abord, il y a lieu de signaler qu'il y a peu d'écart entre les résultats obtenus pour les régimes stationnaire et transitoire pour w_c =2,6 mm. Par ailleurs, l'examen du tableau 6.6 indique que l'écart entre les valeurs de U_f et U_{cg} obtenues pour les parties inférieure et supérieure est important tout comme pour le cas à plaques parallèles. De plus, il existe des différences significatives entre une évaluation des valeurs de U du côté intérieur et du côté extérieur. Ces dernières différences ne sont pas montrées au tableau 6.6 mais elles sont du même ordre de grandeur que celles observées précédemment pour le cas à plaques parallèles. Bref, la bidimensionnalité du transfert thermique observée pour le cas à plaques parallèles est également présente lorsque les plaques sont courbées.

Le tableau 6.7 montre les résultats d'une comparaison entre les différentes valeurs de U pour les trois cas étudiés. Toutes ces valeurs ont été évaluées du côté intérieur. Les différences entre les valeurs de U sont assez faibles sauf pour le cas à w_c = 2,6 mm où l'écart dans la valeur de U_{cg} est de 7,6 %. Cependant, le fait le plus marquant du tableau 6.7 est sans doute la variation de U_{cg} qui se produit lorsque la courbure change. Ainsi, lorsque l'on passe du cas à plaques parallèles au cas où w_c = 1,6 mm, la valeur de U_{cg}

augmente de 5,2 % par rapport au cas à plaques parallèles alors que U_{cg} est inférieure de 3,1% lorsque w_c = 2,6 mm. Une comparaison des valeurs de U_w montre la même tendance mais à un degré moindre. L'augmentation du coefficient U_{cg} entre les cas w_c = 0,0 mm et w_c = 1,6 mm peut s'expliquer par le fait que la lame d'air est plus mince dans le cas courbé ce qui augmente le transfert thermique au centre du vitrage. Toutefois pour le cas où w_c = 2,6 mm, l'écoulement dans l'unité scllée n'est pas composé d'une cellule de convection unique mais, tel que montré précédemment, de deux cellules secondaires localisées dans les sections inférieure et supérieure de l'unité scellée et superposées à la boucle principale. Cette différence dans la structure de l'écoulement pour le cas w_c = 2,6 mm change le transfert thermique convectif et diminue la valeur de U_{cg} tel que montré au tableau 6.7.

Tableau 6.7: Comparaison des coefficients U évalués sur la surface intérieure

Valeurs de U ($W/m^2{}^oC$)	Plaques parallèles	w_c =1,6 mm (différence avec le cas à plaques parallèles)	w_c = 2,6 mm (différence avec le cas à plaques parallèles)
U_f	2,455	2,47 (0,6%)	2,49 (1,4%)
U_{eg}	2,915	2,87 (-1,5%)	2,695 (-7,6%)
U_{cg}	1,94	2,04 (5,2%)	1,88 (-3,1%)
U_w	2,31	2,35 (1,7%)	2,23 (-3,5%)

6.7 Résultats expérimentaux

Cette section présente les mesures de température obtenues à l'aide de cristaux liquides thermochromiques. Les sous-sections suivantes présentent trois séries de résultats. D'abord, les températures de surface obtenues dans le cas où l'unité scellée est composée de deux plaques de verre parallèles sont présentées. Les résultats obtenus pour deux courbures de vitrage seront ensuite présentés. Finalement, les cartographies de température dans les cas parallèle et courbés sont comparées. Ces résultats expérimentaux sont ensuite comparés aux résultats de simulations numériques obtenus lors de la présente étude.

La fenêtre dont les caractéristiques sont décrites à la section 4.5 a été soumise à des conditions hivernales. La température du coté intérieur de la chambre climatique a été maintenue à 20 °C lors des expériences et la température du coté extérieure a été choisie pour que la température sur la surface 3 soit comprise entre 0 et 10 °C de façon à couvrir la plage d'utilisation des cristaux liquides. Pour la fenêtre testée et les coefficients de convection obtenus dans la chambre climatique, ceci se traduit par une température extérieure de -13 °C.

6.7.1 Résultats avec plaques de verres parallèles

Les figures 6.17a et 6.17b montrent respectivement la fenêtre photographiée avec la caméra numérique et la distribution de la température sur la surface 3 obtenue à l'aide de la technique décrite au chapitre 4. Pour ces mesures, la pression dans l'unité scellée est égale à la pression atmosphérique et la courbure du vitrage est supposée nulle (w_c = 0,0 mm).

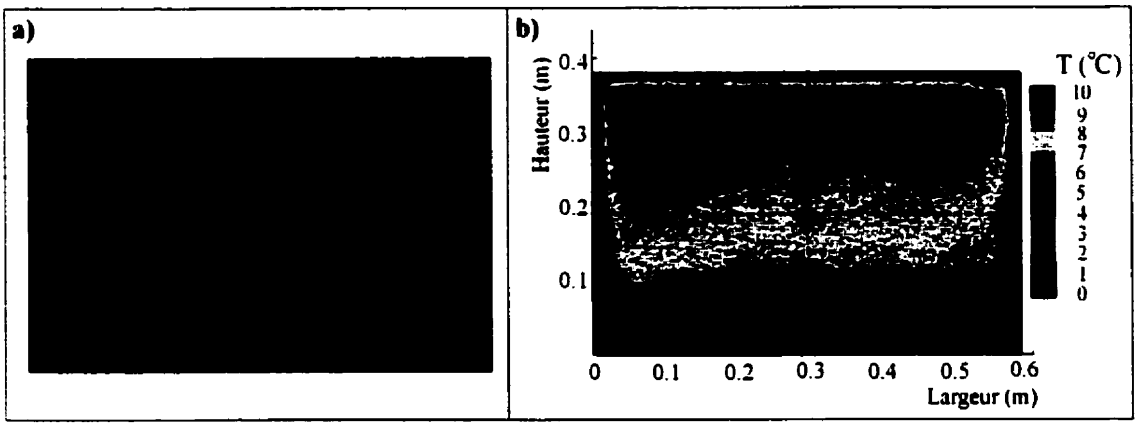


Figure 6.17: Plaques de verre parallèles: a) Photo de l'unité scellée et du cadre et b) champ de température correspondant suite au traitement de l'image

L'observation de la figure 6.17a permet de voir une bande de couleur orange et jaune dans la bordure inférieure de la fenêtre ce qui indique que cette région est à une température plus basse que la région centrale dont la couleur est bleue. Une bande semblable mais de moindre intensité est observable dans la partie supérieure de la surface vitrée près de l'intercalaire. Cependant, il n'est pas possible à l'œil nu d'observer des changements de couleur significatifs dans la région centrale du vitrage. Par contre, le traitement informatique de l'image montrée sur la figure 6.17b donne une meilleure cartographie de la température.

La figure 6.17b montre qu'il existe une chute de température importante au pourtour du vitrage. L'intercalaire qui agit comme pont thermique est principalement responsable de cette chute de température. On observe également l'effet de la boucle de convection dans l'unité scellée sur les températures de surface mesurées. En effet, la chute de température en bordure du vitrage est plus abrupte dans la partie supérieure que dans la section inférieure. Tel que montré sur la figure 6.13, ce phénomène a également été observé numériquement. Cette asymétrie peut s'expliquer par le fait que la boucle de convection engendre un courant chaud sur la surface 3 qui aboutit au haut de la cavité où la conduction dans l'intercalaire puis dans le verre a tendance à refroidir rapidement cet air.

Inversement, la portion inférieure du vitrage est refroidie par l'air froid provenant de la surface 2. La figure 6.17b montre que la température croît progressivement en fonction de la hauteur pour atteindre 10 °C entre 30 et 35 cm. Pour illustrer ces températures plus clairement, la variation de la température au centre du vitrage (selon la ligne pointillée verticale de la figure 6.17b) a été tracée en fonction de la hauteur à la figure 6.18.

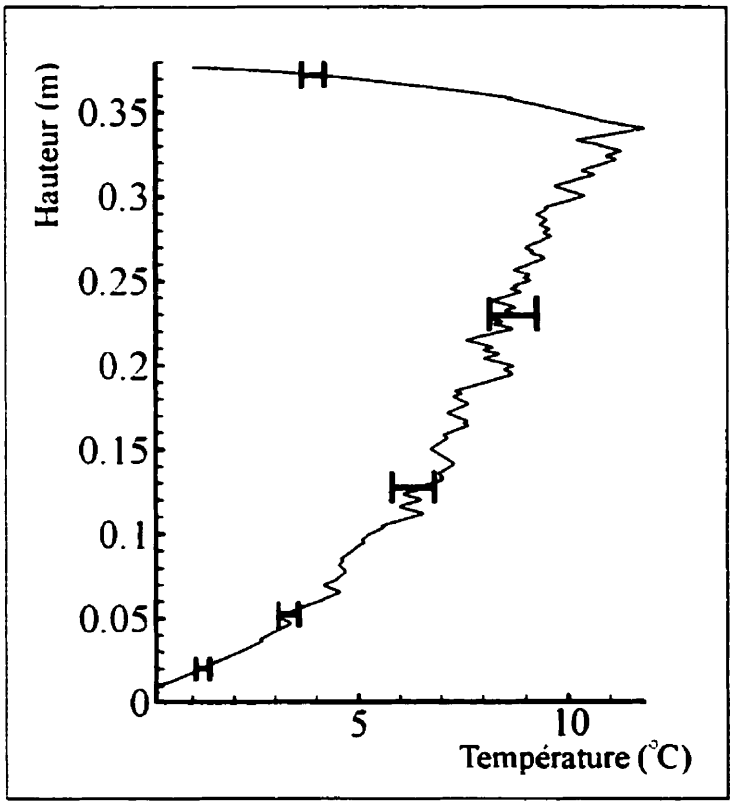


Figure 6.18: Variation de la température en fonction de la hauteur au centre du vitrage (w_c = 0,0 mm)

Cette dernière figure a été tracée à partir des résultats bruts pour lesquels une température est assignée à chaque pixel. Tel que mentionné au chapitre 4, un pixel couvre une surface d'environ 1 mm^2. Par conséquent environ 400 valeurs de température sont représentées sur la figure 6.18. Le profil de température débute à une hauteur approximativement égale à 1 cm puisqu'en dessous de cette valeur la température est inférieure à 0 °C, ce qui

est hors du domaine d'utilisation des cristaux liquides. Ce problème ne se présente pas dans la partie supérieure de la fenêtre où la température en bordure de l'intercalaire est égale à 1,0 °C. Les barres horizontales représentent les incertitudes données au tableau 4.2. Tel que mentionné à la section 4.5, les angles de teinte de deux pixels adjacents ne sont pas nécessairement semblables. Ce phénomène est responsable en grande partie des fluctuations observées sur le profil de température. Étant donné la non linéarité de la relation entre H et la température, l'impact de ces variations d'angle de teinte est beaucoup plus marqué à haute température, ce qui explique que les fluctuations y sont plus prononcées. Cependant, ces fluctuations sont inférieures à l'incertitude sauf pour une hauteur comprise entre 0,31 et 0,33 m où la température calculée se situe hors de la plage d'étalonnage.

L'examen de la figure 6.17b montre qu'il semble exister une légère asymétrie de la température entre les moitiés gauche et droite de la fenêtre. Les deux sections ne sont pas exactement des images miroirs l'une de l'autre comme on devrait s'y attendre. La figure 6.19 montre la variation de la température selon la ligne pointillée horizontale qui est située à la mi-hauteur de la surface de verre. Outre la chute de température importante en bordure du vitrage, due principalement à l'intercalaire, on observe qu'à partir de 0,06 m, la température décroît légèrement en fonction de la distance. En excluant la région correspondant à la bordure du vitrage (65 mm), la température moyenne sur la section de gauche est de 8,35 °C et de 8,11 °C du coté droit. Un coefficient de film non-uniforme, causé par un mauvais réglage du générateur de vent, pourrait être à l'origine de cette légère différence.

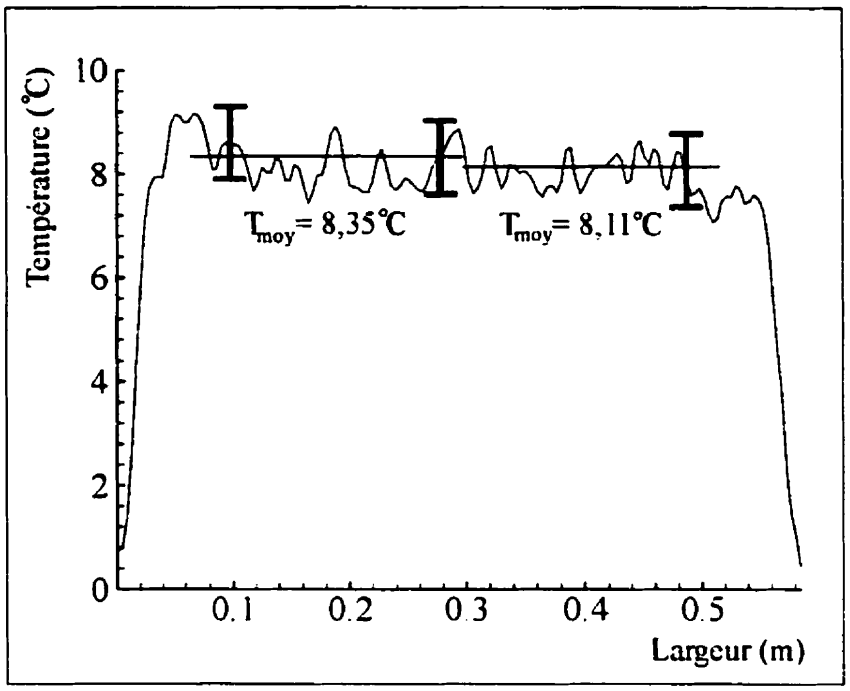


Figure 6.19: Variation de la température en fonction de la largeur au centre du vitrage (w_c = 0,0 mm)

6.7.2 Résultats avec courbure du vitrage

À l'aide du tuyau inséré dans l'intercalaire, la pression à l'intérieur de l'unité scellée a été réduite de façon à créer une courbure concave. En pratique, ce type de courbure se produit lorsqu'une unité scellée est soumise à des conditions hivernales. Pour des températures dans chaque enceinte de la chambre climatique identiques au cas des plaques parallèles (à l'intérieur de la stabilité thermique de chaque enceinte, soit ±0,2 °C), deux courbures ont été testées. Les figures 6.20a et 6.20b montrent, respectivement, la photo numérique et la cartographie de température correspondante pour une courbure mesurée au centre géométrique du vitrage de 1,6 mm. Cette dernière courbure correspond à une différence de pression de 540 Pa entre l'intérieur de l'unité scellée et l'environnement extérieur.

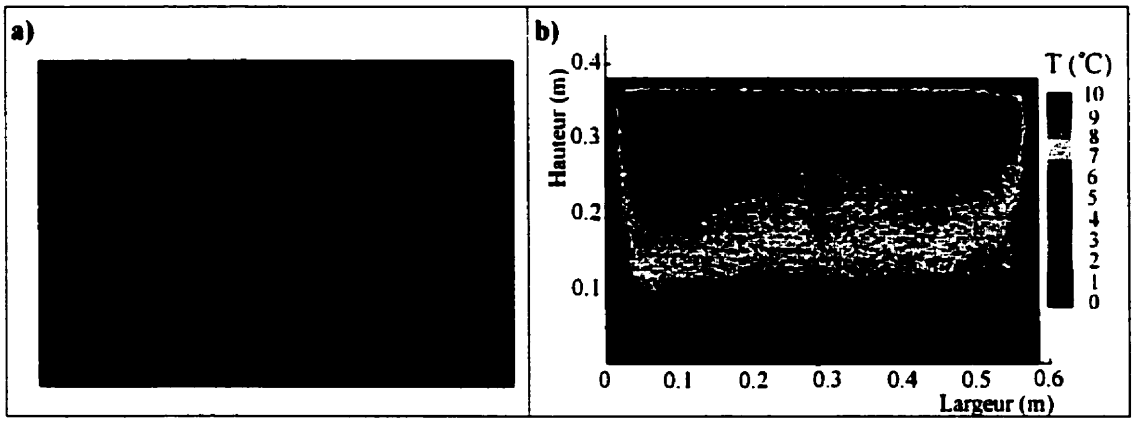


Figure 6.20: Plaques de verre courbées (w_c = 1,6 mm): a) Photo de l'unité scellée et du cadre. b) champ de température correspondant suite au traitement de l'image

Les figures 6.21a et 6.21b montrent respectivement la feuille de cristaux liquides et la cartographie de température correspondant pour une courbure mesurée au centre géométrique du vitrage de 2,6 mm. Les courbures imposées, w_c= 1,6 mm et w_c= 2,6 mm correspondent, respectivement, à des pincements au centre de la cavité de 17,8 et 28,9 %. Ces courbures sont tridimensionnelles et ont une forme qui s'apparente à une parabole. Les cartographies de température pour les cas courbés ont essentiellement les mêmes caractéristiques que le cas à plaques parallèles: une chute de température en bordure du vitrage et une augmentation de la température en fonction de la hauteur dans la région centrale.

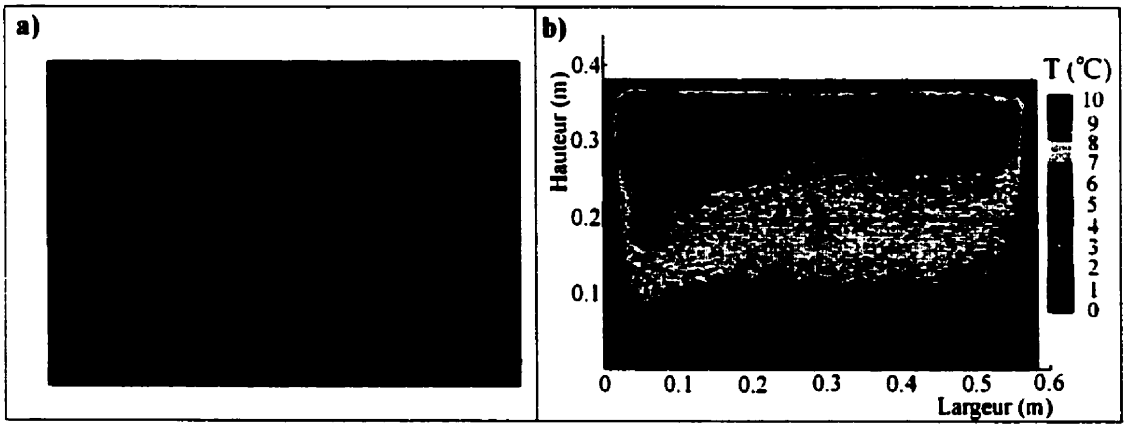


Figure 6.21: Plaques de verre courbées (w_c = 2,6 mm): a) Photo de l'unité scellée et du cadre, b) champ de température correspondant suite au traitement de l'image

Les figures 6.22a et 6.22b montrent les profils de température vertical et horizontal au centre de la cavité pour une courbure au centre de 2,6 mm. L'asymétrie de la température entre les moitiés gauche et droite de la fenêtre notée sur la figure 6.19 est également observée ici. La température moyenne du coté gauche (excluant la région bordure du vitrage) est égale à 8,33 °C alors que cette température moyenne est de 8,09 °C pour la moitié droite de la fenêtre. La variation de la température en fonction de la hauteur montrée sur la figure 6.22a est similaire au cas à plaques parallèles présenté sur la figure 6.18. Cependant, il semble exister un plateau sur la courbe qui n'est pas observé sur la figure 6.18 pour le cas à plaques parallèles.

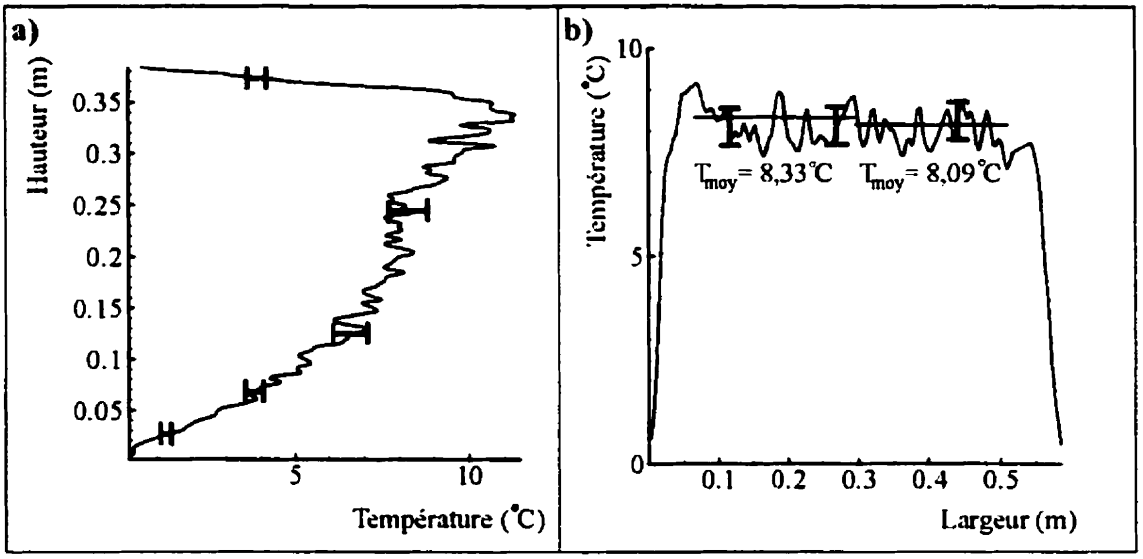


Figure 6.22: Variation de la température dans les directions a) transversale et b) longitudinale (w_c = 2,6 mm)

6.7.3 Comparaison entre les résultats numériques et expérimentaux

La figure 6.23 présente les résultats d'une comparaison entre les profils de température obtenus numériquement et ceux mesurés expérimentalement. Il est à noter que sur cette figure, les angles de teinte ont été moyennés sur une surface de 4 × 4 pixels de façon à réduire le « bruit » dans les courbes de température. L'examen de la figure 6.23 indique qu'il existe des différences importantes entre les résultats numériques et expérimentaux et ce pour les trois cas étudiés. Sauf pour la partie supérieure de la fenêtre, où l'écart est minime, les différences sont supérieures à l'incertitude expérimentale et peuvent atteindre environ 4 °C.

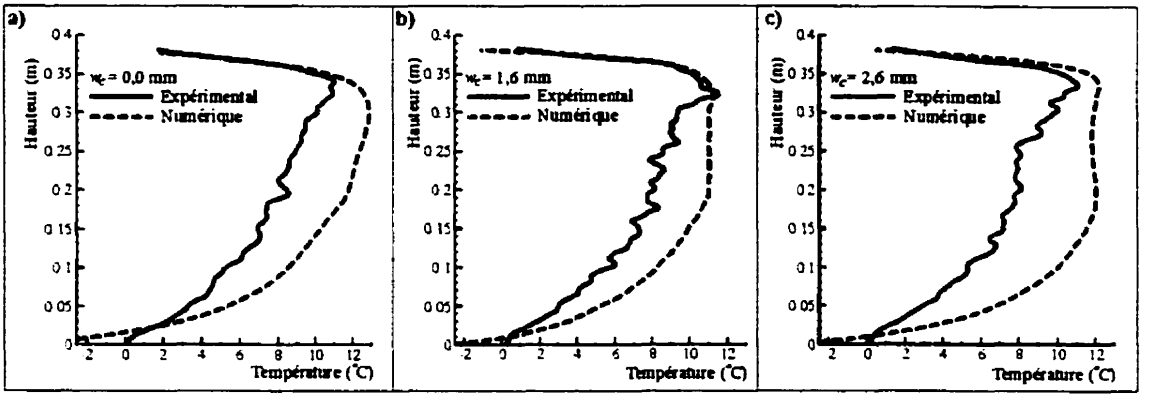


Figure 6.23: Comparaison numérique-expérimentale pour les trois cas étudiés, les profils de température représentent la température au centre de la fenêtre sur la surface 3

Plusieurs facteurs peuvent expliquer la différence entre les résultats numériques et expérimentaux. Parmi ces facteurs, mentionnons: l'incertitude sur les coefficients de convection expérimentaux de part et d'autre de la fenêtre dans la chambre climatique et la difficulté de représenter numériquement la géométrie exacte de la fenêtre expérimentale. Ces deux facteurs seront examinés en détail dans les prochains paragraphes mais avant il y a lieu de revoir les résultats d'une autre étude portant sur une comparaison numérique-expérimentale de la température sur la surface 4 (Sullivan et al., 1996). Dans cette dernière étude, les résultats issus de deux modèles numériques ainsi que de deux laboratoires sont comparés pour plusieurs types d'unités scellées. Les unités scellées sont insérés dans un mur existant et la surface 4 est dans le même plan que le reste du mur (*flush-mounted* en anglais). Une des unités scellées testées possède un intercalaire de même taille que celui utilisé ici mais fait de caoutchouc, donc non-conducteur. La comparaison effectuée par Sullivan et al. (1996) montre que pour ces conditions, l'écart entre les quatre essais peut atteindre 2 °C. Il faut noter que la géométrie étudiée par Sullivan et al. (1996) est plus facile à modéliser que celle de la présente étude pour deux raisons majeures. Premièrement, l'unité scellée est dans le même plan que le mur (qui agit ici comme cadre) de sorte que la couche limite de vitesse et de température n'est pas interrompue par le cadre, il y a donc moins d'incertitudes dans la détermination du coefficient de film intérieur. Deuxièmement, en utilisant un intercalaire isolé, les

gradients de température en bordure du vitrage sont moins importants et toute erreur dans la valeur de conductivité thermique de l'intercalaire a peu d'impact sur le résultat. Donc, malgré ces conditions plus ou moins idéales, l'écart est de l'ordre de 2 °C.

6.7.3.1 Étude de sensibilité sur les coefficients de film intérieur et extérieur

Les résultats présentés à la figure 6.23 sont basés sur un coefficient de film externe de 25 W/m^{2o}C et un coefficient de film intérieur variable donné par les relations présentées à la section 6.4.3. Les figures 6.24a et 6.24b présentent les résultats d'une étude de sensibilité numérique montrant l'influence des coefficients de convection extérieur et intérieur sur la température de la surface 3 pour le cas à plaques parallèles. Sur cette figure, le symbole *f(y)* fait référence au coefficient $h_{int,v}$ présenté sur la figure 6.4. La figure 6.24a montre que l'augmentation du coefficient de convection extérieur a un impact limité sur la température de surface. Ainsi, lorsque h_{ext} passe de 25 à 60 W/m^{2o}C, la température maximale sur la surface 3 chute de 12,71 °C à 12,1 °C, une baisse d'à peine 0,6 °C. Pour une augmentation subséquente de h_{ext} de 60 à 100 W/m^{2o}C, la température de surface reste pratiquement la même avec une légère variation de 0,2 °C. Donc, à la lumière de ces résultats il apparaît peu probable que la différence de l'ordre de 4 °C observée à la figure 6.23 soit attribuable à l'emploi d'un coefficient de film extérieur imprécis.

La figure 6.24b montre l'impact d'une diminution constante de 0,5 et 1,0 W/m^{2o}C dans la valeur de la fonction *f(y)*, où *f(y)* est la somme des coefficients convectif et radiatif donné, respectivement, par les équations 6.4 et 6.6. Tel qu'indiqué sur la figure 6.24b, une diminution du coefficient de convection de 1,0 W/m^{2o}C a pour effet de faire chuter la température de surface de 1,1 °C dans la région centrale du vitrage alors que l'impact est négligeable à la bordure du vitrage en haut et en bas de la fenêtre. Ce dernier résultat indique que même s'il y a une zone de stagnation en bordure du vitrage, ce qui devrait diminuer h_{int}, l'influence de celle-ci semble négligeable sur la température de surface. Donc, même si les coefficients de film intérieur et extérieur du modèle numérique ne

correspondent pas aux valeurs expérimentales, il semble que ce seul facteur ne puisse complètement expliquer les différences notées à la figure 6.23.

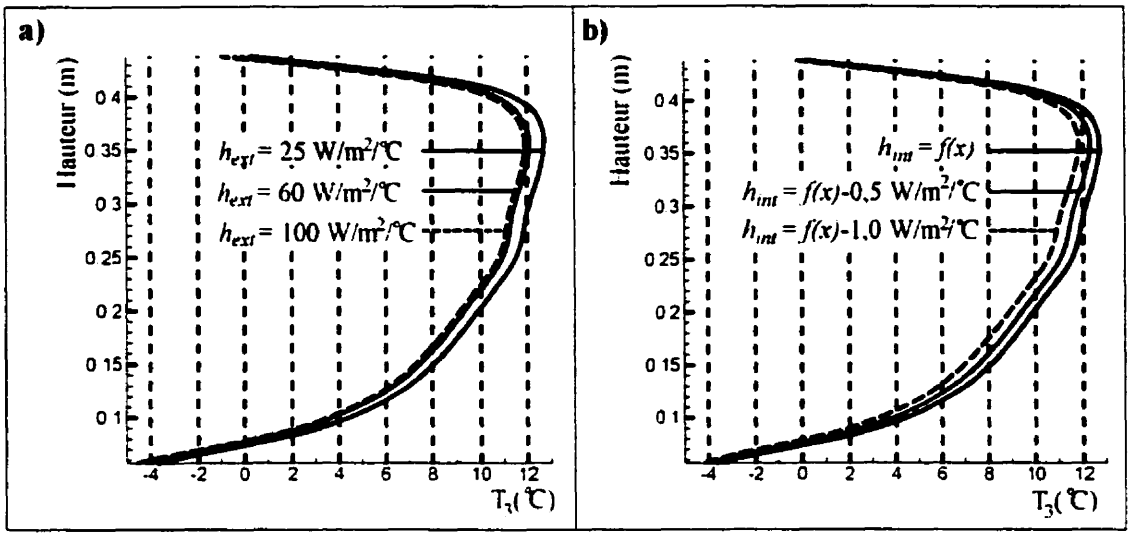


Figure 6.24: Influence des coefficients de convection sur la température de surface

6.7.3.2 Erreurs possibles dans la modélisation géométrique

La figure 6.25 illustre les différences entre les géométries numérique et expérimentale. La plus grande différence vient du fait que l'épaisseur de la feuille de cristaux (0,15 mm) n'est pas prise en compte numériquement. Expérimentalement, les températures mesurées correspondent aux températures des microcapsules de cristaux liquides. Tel que montré sur la figure 6.25, cette température ne correspond pas exactement à la température sur la surface du verre. La couche de mylar et la résistance de contact due à la présence de la colle en aérosol sont des résistances thermiques supplémentaires.

Compte tenu de la faible épaisseur de la feuille de cristaux liquides, la chute de température dans le mylar est inférieure à 0,1 °C. Par contre, la différence de température entre les microcapsules de cristaux liquides et le verre peut-être significative si le dépôt de colle n'est pas uniforme et de l'air se trouve emprisonné entre le verre et le polyester.

Cette résistance thermique supplémentaire est difficile à évaluer. Néanmoins, en comparant l'épaisseur totale des cristaux liquides collés sur le verre à la somme de l'épaisseur de la plaque de verre et de la feuille de cristaux liquides, il est possible d'estimer l'espace occupé par le dépôt de colle et l'air. Les mesures réalisées permettent d'estimer l'épaisseur des poches d'air à environ 1 mm. En utilisant le flux de chaleur au centre du vitrage dans le cas plaques parallèles (fig. 6.10) on estime l'écart de température à 0,2 °C. Donc une fois de plus, ce facteur ne peut expliquer les différences entre les résultats numériques et expérimentaux.

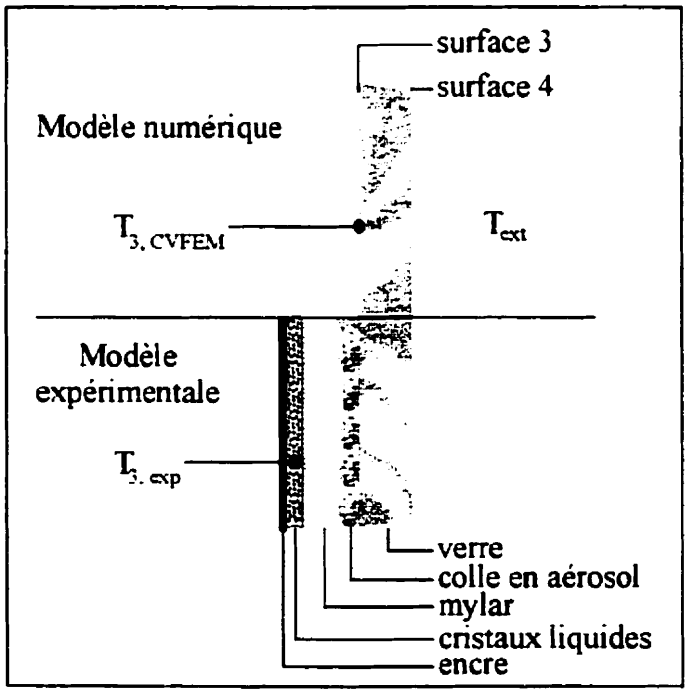


Figure 6.25: Comparaison entre le modèle numérique et le modèle réel
(Le schéma n'est pas à l'échelle)

L'émissivité du verre anti-reflet est une autre source possible d'erreur. En effet, le modèle numérique suppose une valeur de 0,84, soit celle généralement admise pour le verre régulier. Cette valeur n'a pu être vérifiée pour le type de verre utilisé dans les expériences.

Une autre source possible d'erreur est la modélisation géométrique des matériaux entourant l'intercalaire. En se rapportant à la figure 4.8, on remarque qu'une mince couche de butyl sépare l'intercalaire de la plaque de verre. La détermination de cette épaisseur sur la fenêtre expérimentale est pour le moins difficile. Dans le modèle numérique, cette couche de butyl n'a pas été modélisée et il a été supposé que l'intercalaire d'aluminium était en contact direct avec les plaques de verre. Il se peut qu'une mince couche de butyl soit présente entre l'intercalaire et le verre ce qui a comme conséquence de réduire le flux de chaleur en bordure du vitrage puisque le butyl est nettement moins conducteur que l'aluminium. D'ailleurs en examinant bien la figure 6.23 on remarque des écarts importants au bas de la fenêtre pour l'intercalaire du bas.

Finalement, le modèle numérique développé modélise le transfert thermique et l'écoulement dans un espace bidimensionel. Or, compte tenu du rapport de forme latéral relativement faible de la fenêtre testée expérimentalement, les effets tridimensionelles peuvent être significatifs. La courbure du vitrage étant tridimensionelle, on ne peut affirmer que la structure de l'écoulement dans le cas réel est identique à ce qui est prédit par le modèle numérique.

6.8 Résumé du chapitre

Ce chapitre a présenté les résultats numériques et expérimentaux du transfert thermique obtenus sur la fenêtre décrite au chapitre 4. Les résultats numériques ont mis en évidence des écarts significatifs au niveau du coefficient de déperdition thermique entre les parties supérieure et inférieure et les surfaces intérieure et extérieure. La courbure du vitrage influence la boucle de convection dans l'unité scellée et les nombres de Nusselt globaux sont différents pour les cas courbés et parallèles. Les résultats expérimentaux ont mis en évidence la bidimensionalité de la température de surface dans l'unité scellée. Les variations de température sont importantes et couvrent complètement la plage d'utilisation des cristaux liquides.

CHAPITRE 7

CONVECTION NATURELLE DANS LES UNITÉS SCELLÉES

7.1 Introduction

Le chapitre précédent présente des résultats sur une fenêtre complète incluant l'unité scellée, la bordure du vitrage et le cadre. Le présent chapitre se concentre sur l'unité scellée en présentant des résultats portant sur des cavités bidimensionnelles, parallélépipédiques et courbées, dont le rapport de forme est de 20 et 40.

Les résultats issus du code numérique CVFEM sont comparés aux résultats numériques et expérimentaux obtenus par Lartigue (1999) de l'Institut National des Sciences Appliquées (I.N.S.A.) de Toulouse (France). Les résultats numériques de Lartigue ont été obtenus à l'aide du code de calcul commercial E.S.T.E.T. alors que les champs de vitesse instantanés ont été quantifiés expérimentalement grâce à la technique de la Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.).

7.2 Dispositif expérimental

7.2.1 Géométries étudiées

Les résultats présentés dans le présent chapitre portent sur les géométries présentées à la figure 7.1. Ces géométries représentent les cavités étudiées expérimentalement par Lartigue. Ces dernières sont délimitées verticalement par deux plaques de duralumin et horizontalement par deux intercalaires en PVC. La hauteur (H) est fixe à 60 cm. Les rapports de forme de 20 et 40 sont obtenus en variant l'épaisseur (L) de l'intercalaire de 1.5 à 3 cm. Pour l'intercalaire de 3 cm, Lartigue a généré deux courbures en pliant

mécaniquement les deux plaques à l'aide de trois points d'appuis, séparées par une distance de 15 cm, sur chaque surface. En comparant la courbure expérimentale et celle obtenue de la relation de Timoshenko et al. (1959), on obtient un écart maximal de 0,25 mm entre les deux courbures.

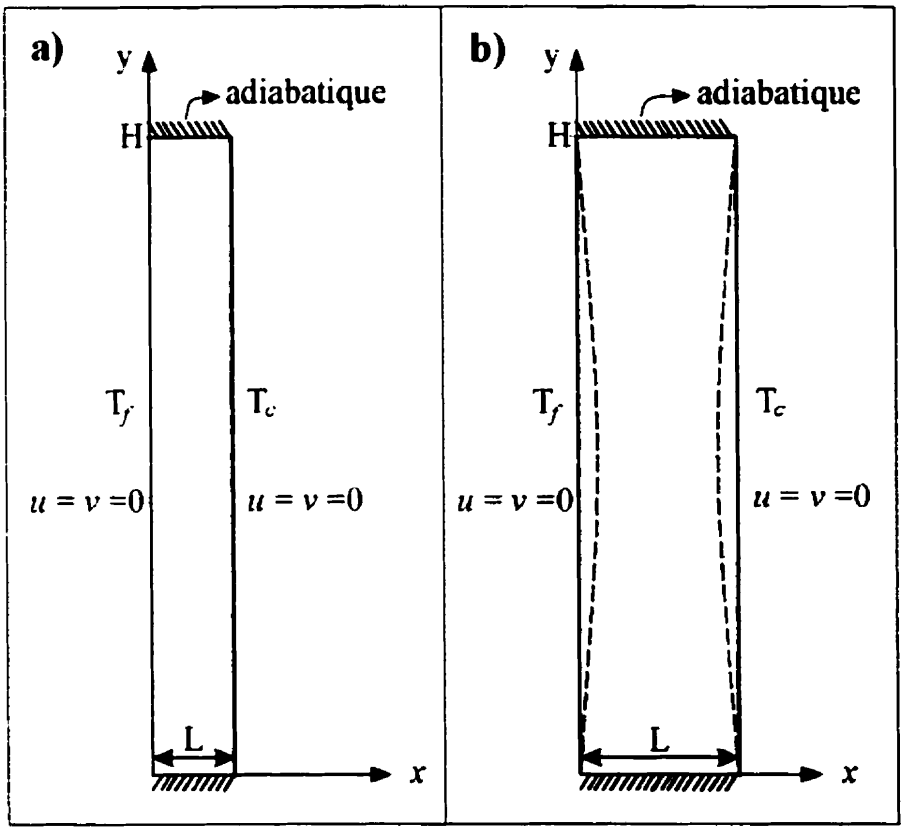


Figure 7.1: Géométries étudiées et conditions aux frontières: a) A = 40 et b) A = 20

La température sur chaque surface verticale est fixée par deux échangeurs de chaleur constitués de tubes en caoutchouc collés sur les parois de duralumin et alimentés par deux bains thermostables. Ces échangeurs épousent la forme des plaques de duralumin lorsque celles-ci sont déformées.

Les expériences menées par Lartigue avaient comme objectif de reproduire le plus fidèlement possible les conditions réelles d'opérations d'une unité scellée. L'écart de

température entre les plaques est tel que les nombres de Rayleigh obtenus expérimentalement sont du même ordre de grandeur que le Ra obtenu lorsqu'une unité scellée est soumise à des conditions hivernales. Cependant, tel que montré plus loin, les plaques ne sont pas parfaitement isothermes.

Le dispositif expérimental de mesures est constitué d'un système de Vélocimétrie par Imagerie de Particules (P.I.V.). Tel que montré à la figure 7.2, cette technique consiste à éclairer le fluide étudié par un faisceau lumineux qui a été préalablement ensemencé de particules diffusant la lumière. Un système de traitement de données permet d'obtenir une cartographie bidimensionnelle de la vitesse de l'écoulement en analysant la lumière diffusée. Des informations quantitatives sur le champ de vitesse instantané peuvent alors être obtenues.

On remarque sur la figure 7.2 qu'il n'est pas possible de mesurer simultanément le champ de vitesse sur toute la hauteur de la cavité. En effet, l'image captée par la caméra ne représente qu'un sixième de la surface totale de l'unité scellée.

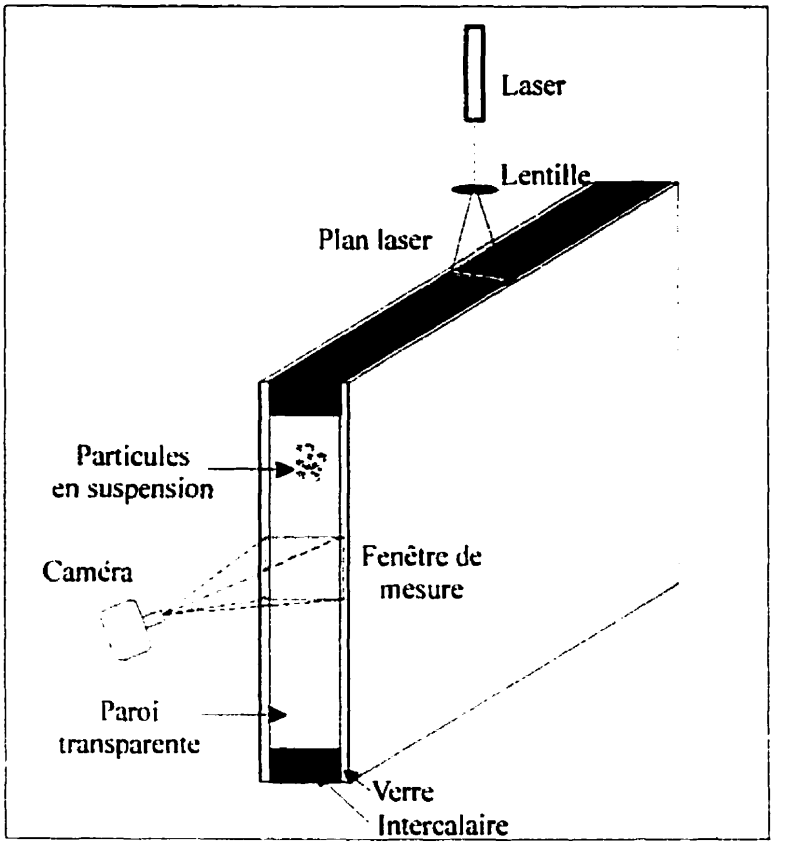


Figure 7.2: Dispositif expérimental

Bien que Lartigue n'ait pas quantifié les incertitudes expérimentales associées à cette technique de mesure, deux points pouvant engendrer des imprécisions sont néanmoins identifiés. D'abord, les particules en suspension dans l'unité scellée ne suivent pas exactement le mouvement de l'air. Ensuite, les positions respectives de la caméra et du plan laser doivent être perpendiculaires. Si l'ajustement est incorrect, l'écoulement déterminé ne sera pas celui du plan vertical de la cavité.

Pour une description détaillée du montage expérimental, de la technique d'ensemencement du fluide et du traitement des images, le lecteur est invité à consulter la thèse de doctorat de Lartigue (1999).

7.2.2 Conditions pour la cavité parallélépipédique

7.2.2.1 Conditions aux frontières

La cavité parallélépipédique étudiée possède un rapport de forme (A) égal à 40. Les températures mesurées expérimentalement sur les parois verticales ont été lissées à l'aide d'un polynôme du 3e degré et sont utilisées comme conditions aux frontières lors des simulations numériques. La figure 7.3 montre ces profils de température sur les surfaces chaude (T_c) et froide (T_f) en fonction de la hauteur (y) ainsi que les polynômes de lissage correspondant.

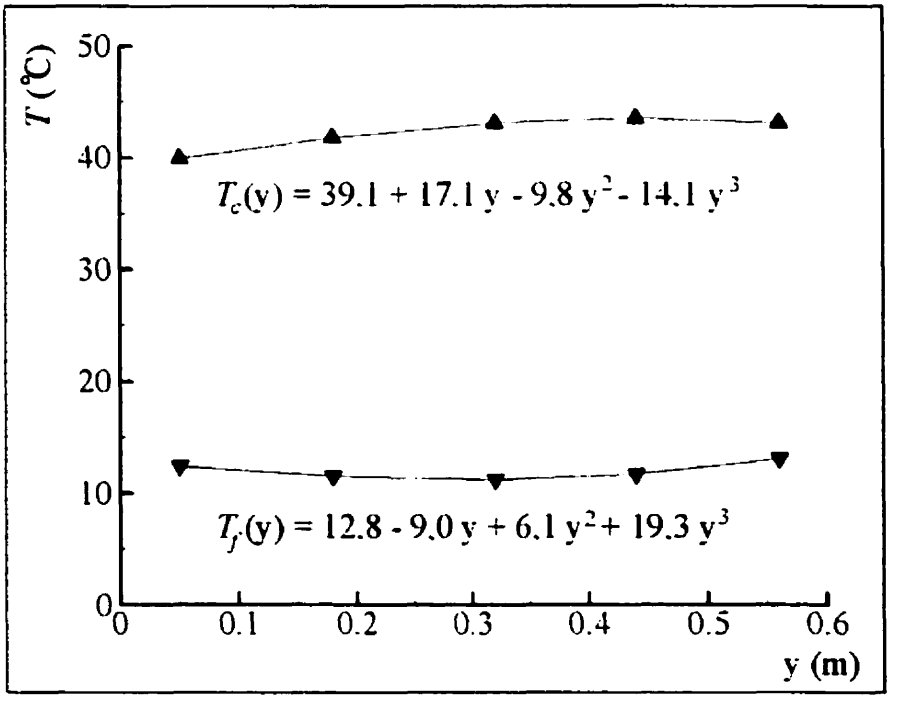


Figure 7.3: Conditions aux limites thermiques sur les parois verticales pour la cavité parallélépipédique

Le tableau 7.1 présente les températures moyennes sur chaque surface ($\overline{T}_c$ et $\overline{T}_f$), les valeurs des propriétés thermophysiques de l'air et le nombre de Rayleigh correspondant. Les caractéristiques de l'air sont évaluées à la température moyenne ($\overline{T}$) des surfaces

chaude et froide de la cavité. Pour les besoins de la modélisation, les parois horizontales sont considérées adiabatiques. Expérimentalement cette condition n'est pas satisfaite, mais tel que mentionné au chapitre 2, plusieurs études (Raithby et al., 1981; ElSherbiny et al., 1982) ont montré que, pour des rapports de forme élevés, l'influence des conditions frontières horizontales est négligeable.

Tableau 7.1: Températures moyennes et propriétés thermophysiques, A=40

$\overline{T}_c$ (°C)	$\overline{T}_f$ (°C)	$\overline{T}$ (°C)	k (W/m °C)	ρC_p (J/m^3 °C)	μ (N s/m^2)	β (K^{-1})	Ra
42,2	12,0	27,1	0,0263	1184,0	$1{,}867\times10^{-5}$	$3{,}332\times10^{-3}$	**9524**

7.2.2.2 Maillages

Les figures 7.4a et 7.4b montrent les maillages utilisés pour modéliser l'écoulement et le transfert thermique dans la cavité parallélépipédique. Les maillages (a) et (b) sont formés respectivement de 23459 et 29282 éléments non-structurés. Pour chaque maillage testé, la densité des éléments est telle qu'au moins 5 nœuds du maillage sont situés à l'intérieur de la couche limite thermique. La méthode d'évaluation de l'épaisseur de la couche limite est similaire à celle présentée à la section 6.4.1. Pour faciliter la visualisation des maillages, seulement le sixième du domaine de calcul est représenté sur les figures 7.4a et 7.4b.

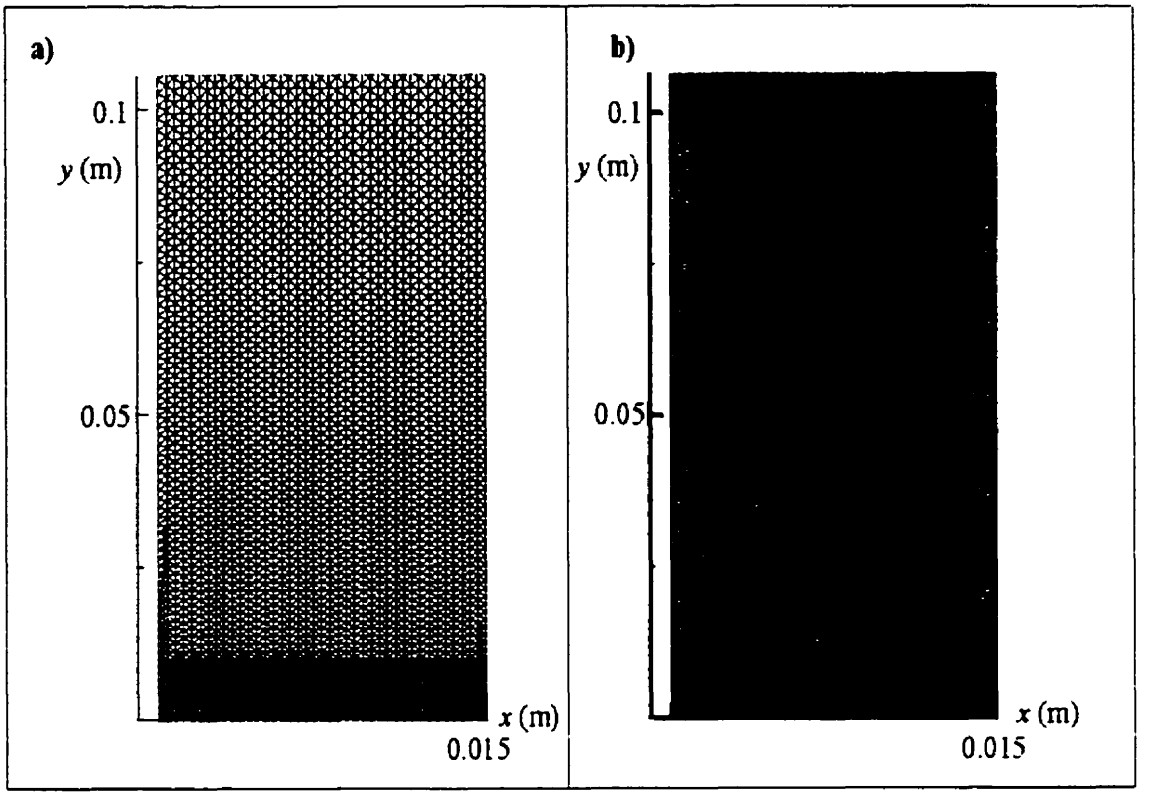


Figure 7.4: Maillages utilisés pour la modélisation de la cavité parallélépidique: a) 12347 nœuds et 23459 éléments b) 15244 nœuds et 29282 éléments

7.2.3 Conditions pour les cavités courbées

7.2.3.1 Conditions aux frontières

Deux cavités déformées dont le rapport de forme est égal à 20 ont été étudiés. Les figures 7.5a et 7.5b montrent, respectivement, l'évolution de la température sur les surfaces chaude (T_c) et froide (T_f) en fonction de la hauteur pour des courbures au centre du vitrage (w_c) de 0,50 cm et 0,75 cm. Les courbures étudiées correspondent à des rétrécissements au centre de 33% et 50%. Les polynômes de lissage donnant la température en fonction de la hauteur sont également présentés sur les figures.

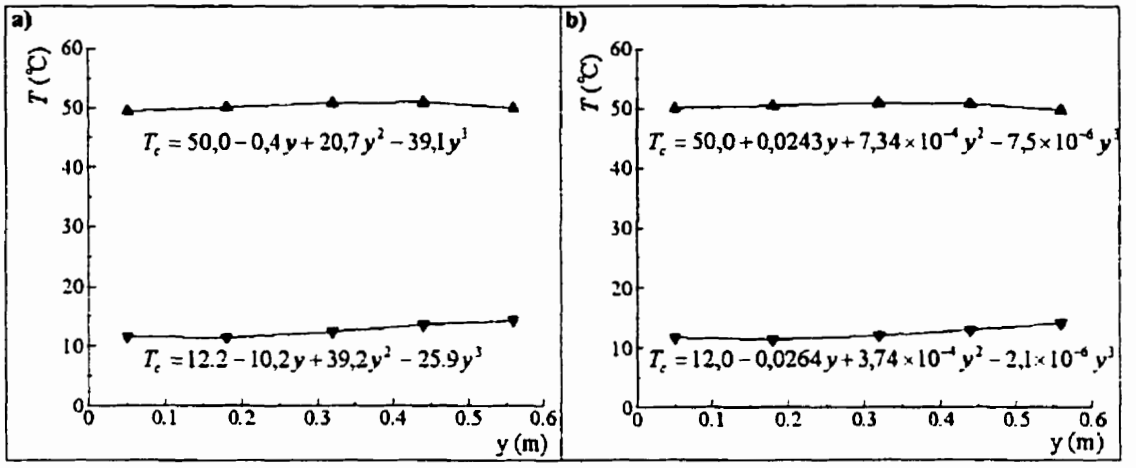


Figure 7.5: Conditions aux limites thermiques sur les parois verticales des cavités courbées: a) w_c=0,50 cm et b) w_c=0,75 cm

Le tableaux 7.2 présente les températures moyennes sur chaque surface ($\overline{T}_c$ et $\overline{T}_f$), les valeurs des propriétés thermophysiques de l'air et le nombre de Rayleigh correspondant pour les géométries étudiées. Le nombre de Rayleigh (Ra^*) a été calculé en utilisant la largeur moyenne de la lame d'air dans la cavité ($\overline{L}$) définie par :

$$\overline{L} = \frac{1}{H}\int_0^H L(y)dy \qquad \textbf{(7.1)}$$

Les propriétés thermophysiques du fluide dans la cavité ont été évaluées à la température moyenne des surfaces chaude et froide.

Tableau 7.2: Températures moyennes et propriétés thermophysiques, A=20

w_c (cm)	$\overline{T}_c$ (°C)	$\overline{T}_f$ (°C)	$\overline{T}$ (°C)	k (W/m °C)	ρC_p (J/m^3 °C)	μ (N s/m^2)	β (K^{-1})	Ra^*
0,5	50,5	12,4	31,42	0,0264	1167,0	$1,874\times10^{-5}$	$3,28\times10^{-3}$	**41606**
0,75	50,0	12,0	31,0	0,0264	1168,0	$1,872\times10^{-5}$	$3,29\times10^{-3}$	**28879**

7.2.3.2 Maillages

Les maillages utilisés pour les cavités présentant une courbure au centre de 0,5 et 0,75 cm sont représentés, respectivement, sur les figures 7.6a et 7.6b. Le maillage (a) est formé de 17432 nœuds et 33578 éléments non-structurés et le maillage (b) est composé de 15651 nœuds et 30477 éléments non-structurés. Pour faciliter la visualisation du maillage, les figures 7.6a et 7.6b ne sont pas à l'échelle et seulement la moitié de chaque maillage est représentée. Pour vérifier l'indépendance de la discrétisation spatiale sur les résultats, les simulations numériques ont également été réalisées sur un second maillage de moindre densité pour chaque géométrie.

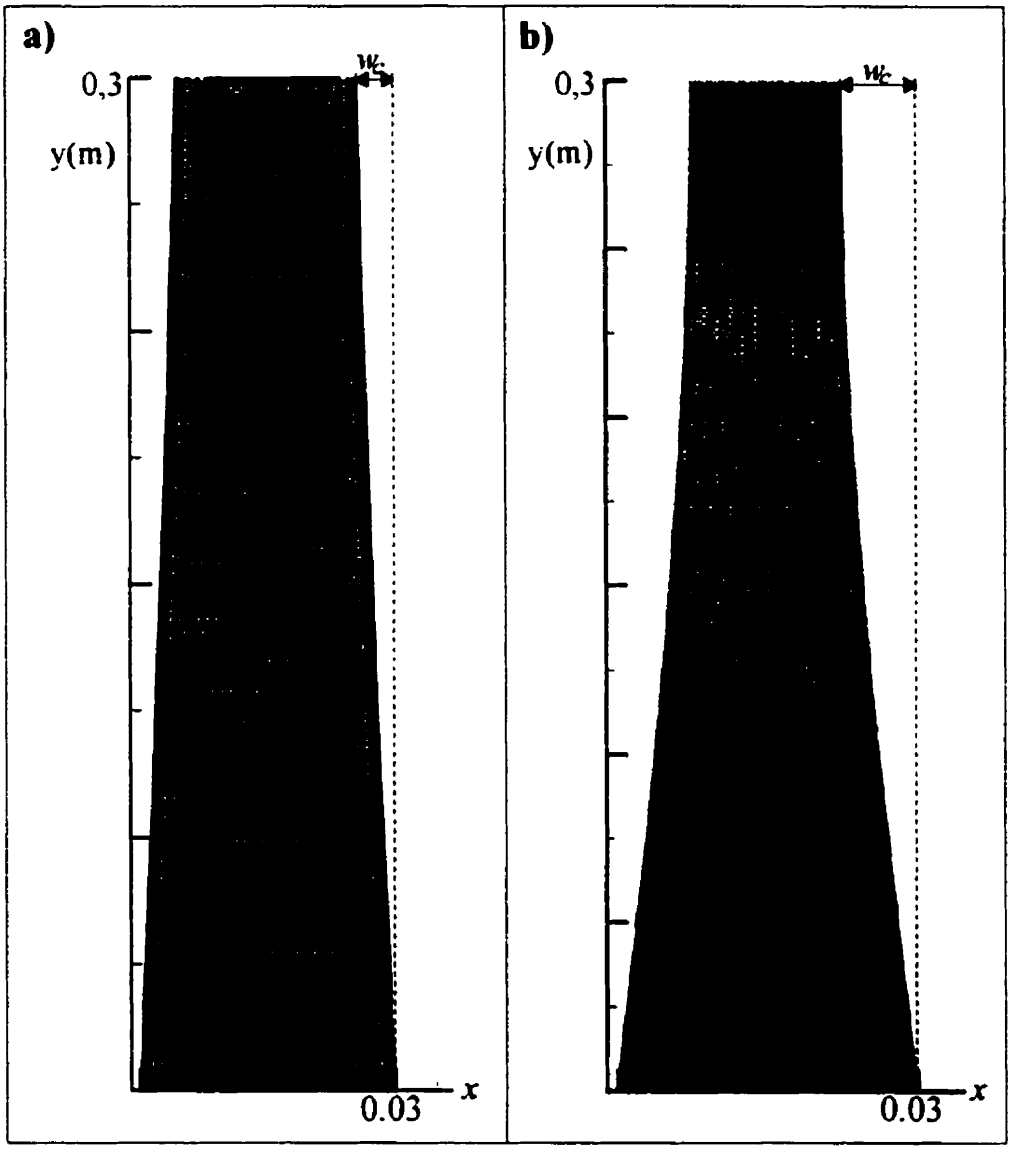


Figure 7.6: Maillage pour les cavités courbées: a) $w_c = 0{,}50$ cm, 17432 nœuds et 33578 éléments et b) $w_c = 0{,}75$ cm, 15651 nœuds et 30477 éléments

7.2.4 Régimes étudiés

En faisant référence à l'étude de Zhao et al. (1997) sur les limites du régime multicellulaire en fonction de Ra et du rapport de forme, la figure 7.7 indique que les

trois cas examinés dans cette étude se situent tous dans le régime multicellulaire. Tel que mentionné au chapitre 2, Wakitani (1997) a montré qu'une simulation numérique indépendante du temps ne permet pas de mettre en évidence toute la complexité de l'écoulement dans le régime multicellulaire. Par conséquent, pour modéliser les cellules de convections secondaires, les simulations ont été effectuées en régime transitoire.

Pour chaque cas étudié, les conditions initiales ont été fixées comme suit: au temps initial de simulation (t_0), le fluide est supposé immobile et à une température correspondant à la température moyenne entre les surfaces chaude et froide ($\overline{T}$). Par conséquent, pour tous les nœuds du maillage à l'intérieur de la cavité, les conditions initiales suivantes ont été imposées :

$$\left.\begin{array}{c} u = v = 0 \\ T = \overline{T} \end{array}\right\} \text{ à } t = t_0 \qquad \textbf{(7.2)}$$

Les types d'écoulement observés dans des cavités à grand rapport de forme peuvent être très complexes. En effet, la structure de l'écoulement ne peut *a priori* être déterminée à partir des conditions aux frontières et de la géométrie. Plusieurs aspects restent à élucider notamment au niveau de l'interaction entre la couche limite et le fluide dans la région centrale de la cavité (Ostrach, 1988; LeQuéré, 1990). Par conséquent, la figure 7.7 ne permet pas de prédire le nombre et la position des cellules de recirculation secondaire.

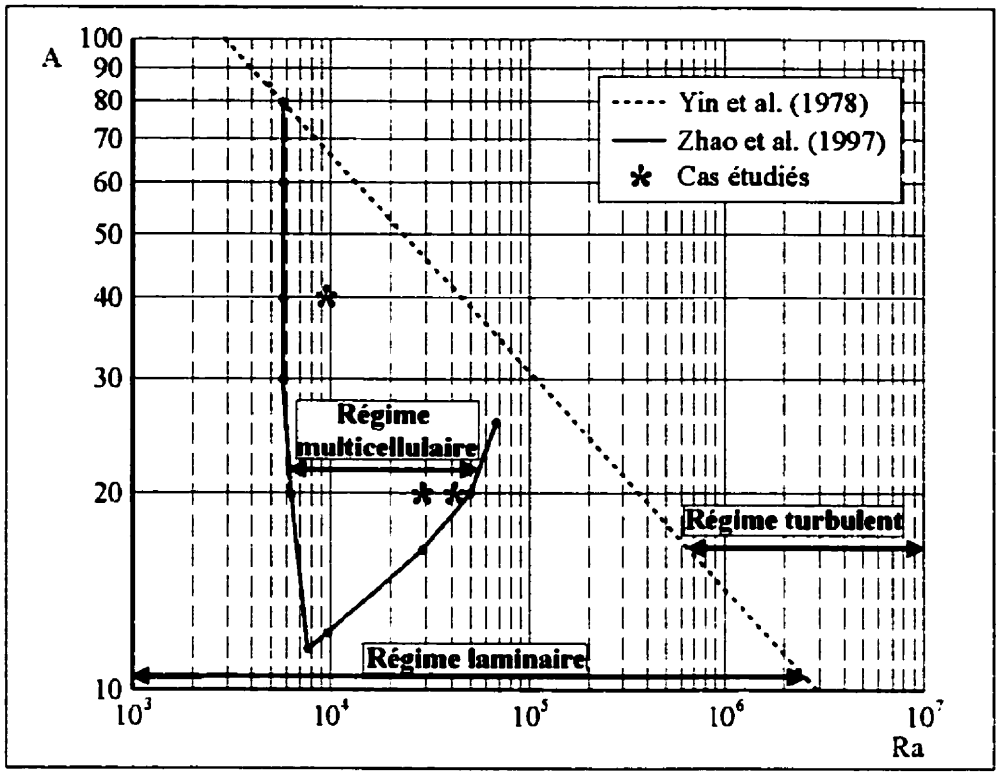


Figure 7.7: Délimitation des régimes d'écoulement dans une cavité à grand rapport de forme en fonction de Ra

7.2.5 Temps de calcul

Les résultats numériques présentés dans ce chapitre ont exigé un temps de calcul considérable. Ceci explique en partie pourquoi le nombre de cas étudié est limité. Le tableau 7.3 présente différente statistiques sur les temps de calcul pour les maillages présentés aux figures 7.4b, 7.6a et 7.6b. Ce temps de calcul a été évalué sur une station de travail IBM RS6000/44P modèle 260. Le temps de calcul total est basé sur une simulation de 100 secondes, ce qui correspond à 33333 pas de temps.

Tableau 7.3: Temps de calcul

Cas étudié	Cavité paralélépipédique (Ra=9524)	Cavité courbée w_c=0,5 cm (Ra=41606)	Cavité courbée w_c=0,75 cm (Ra=28879)
Temps de calcul par pas de temps (minutes)	2,9	3,4	2,8
Temps de calcul total (heures)	1600	1888	1555

7.3 Résultats pour la cavité parallélépipédique

7.3.1 Comparaison du champ de vitesse

Tel que mentionné précédemment, la technique expérimentale développée par Lartigue ne permet pas d'obtenir simultanément le champ de vitesse sur toute la hauteur de l'unité scellée. Ainsi, Lartigue mesure l'écoulement dans plusieurs fenêtres de mesure différentes et non-contiguës. Outre cette complication, la comparaison numérique-expérimentale présente une autre difficulté associée au fait que l'écoulement n'est pas stationnaire. Il a donc fallu, tout comme l'a fait Lartigue, «chercher» parmi les résultats numériques, ceux qui correspondaient aux champs de vitesse instantanés mesurés expérimentalement.

Les résultats qui suivent sont présentés sous forme adimensionnelle. Ainsi, la largeur (x) de la cavité et les composantes de vitesse horizontale et verticale (u, v) ont été mises sous forme adimensionnelle à l'aide des relations suivantes:

$$\begin{cases} X = x / L \\ U = u / W_0 \\ V = v / W_0 \end{cases} \qquad \textbf{(7.3)}$$

où $W_0 = \sqrt{g\,\beta\,\Delta T\,L}$ est une vitesse de référence et L représente la largeur de la cavité.

Les figures 7.8, 7.10 et 7.11 présentent les composantes de vitesse obtenues pour différentes fenêtres de mesure. Trois blocs de résultats sont présentés soit les résultats expérimentaux, les résultats numériques du code de calcul E.S.T.E.T. et les résultats numériques issus de la présente étude. La figure 7.8 présente les deux fenêtres de mesure situées au haut [0,95 < Y/H < 1,0] et au bas de la cavité [0,0 < Y/H < 0,05] alors que les figures 7.10 et 7.11 présentent respectivement des résultats pris dans la partie centrale de la cavité pour les intervalles [0,79 < Y/H < 0,84] et [0,48 < Y/H < 0,53] ainsi que [0,33 < Y/H < 0,38] et [0,13 < Y/H < 0,18]. Finalement, la paroi chaude se trouve du côté droit sur chacune des figures.

Les résultats de la figure 7.8 montrent un très bon accord entre les composantes de vitesse obtenues numériquement dans les sections inférieure et supérieure de la cavité et les mesures expérimentales correspondantes. L'examen de la figure 7.8 montre que l'écoulement principal se fait dans le sens trigonométrique. En effet, pour l'intervalle [0,95 < Y/H < 1,0] V est positif près de la paroi chaude. Dans la partie supérieure, près de Y/H = 1 , la composante de vitesse U est négative dans cette région et le fluide se déplace vers la paroi froide. Sur la paroi froide, la vitesse V est négative indiquant un écoulement vers le bas. Dans la section inférieure (0,0 < Y/H < 0,05), l'écoulement complète son cycle descendant sur la paroi froide, U devient positif près de Y/H = 0 avant que V ne redevienne positif sur la paroi chaude.

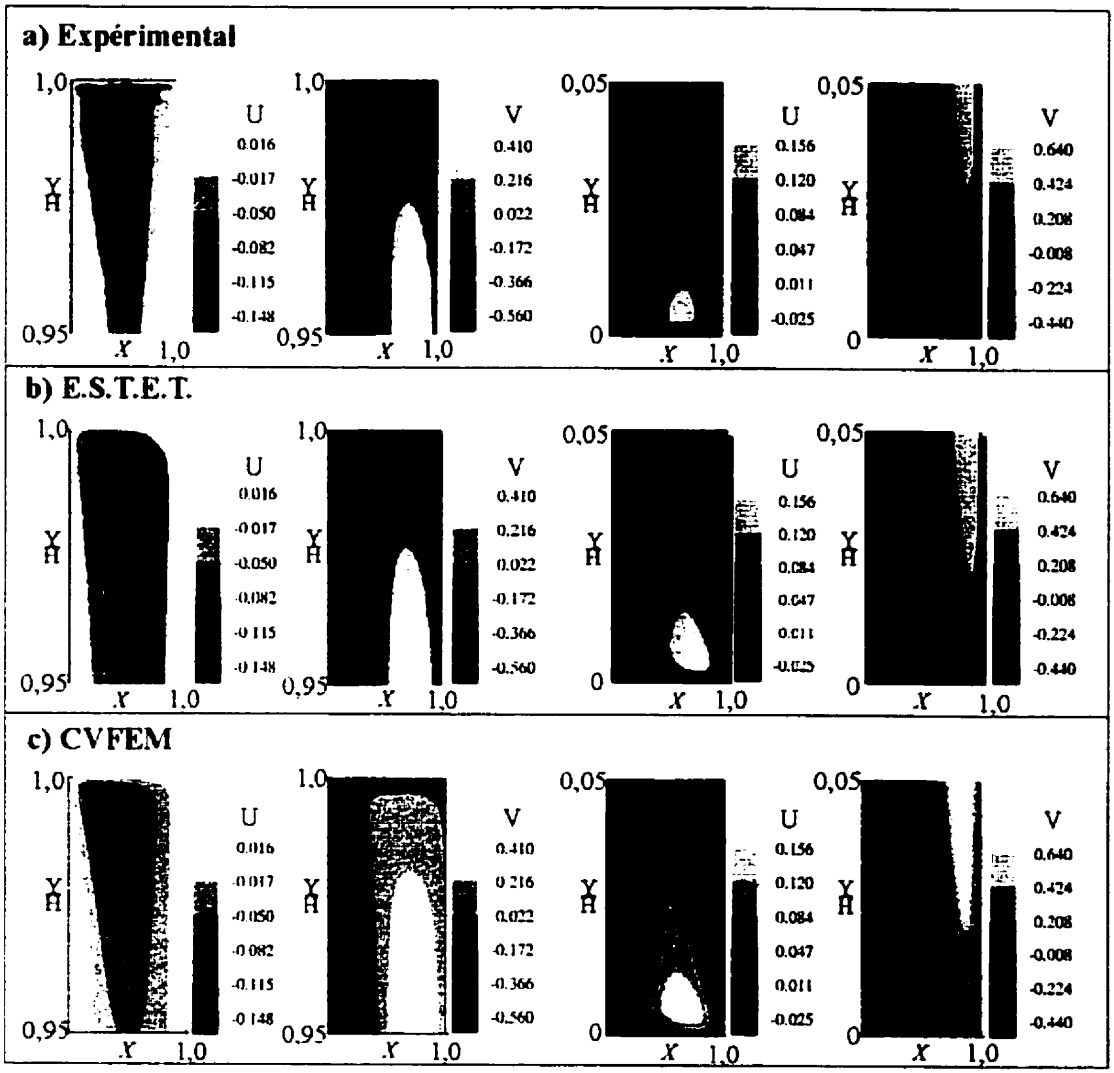


Figure 7.8: Composantes adimentionnelles des vitesses en haut et en bas de la cavité: a) résultats expérimentaux, b) E.S.T.E.T. et c) code CVFEM

La figure 7.9 permet de mieux comprendre les résultats présentés aux figures 7.10 et 7.11. Sur cette figure, la composante de vitesse horizontale présente deux zones de même intensité mais de signe opposé. Les flèches sur chaque zone permettent de mettre en évidence la présence d'une cellule secondaire. On remarque également que le sens de rotation de la cellule est le même que celui de l'écoulement principal.

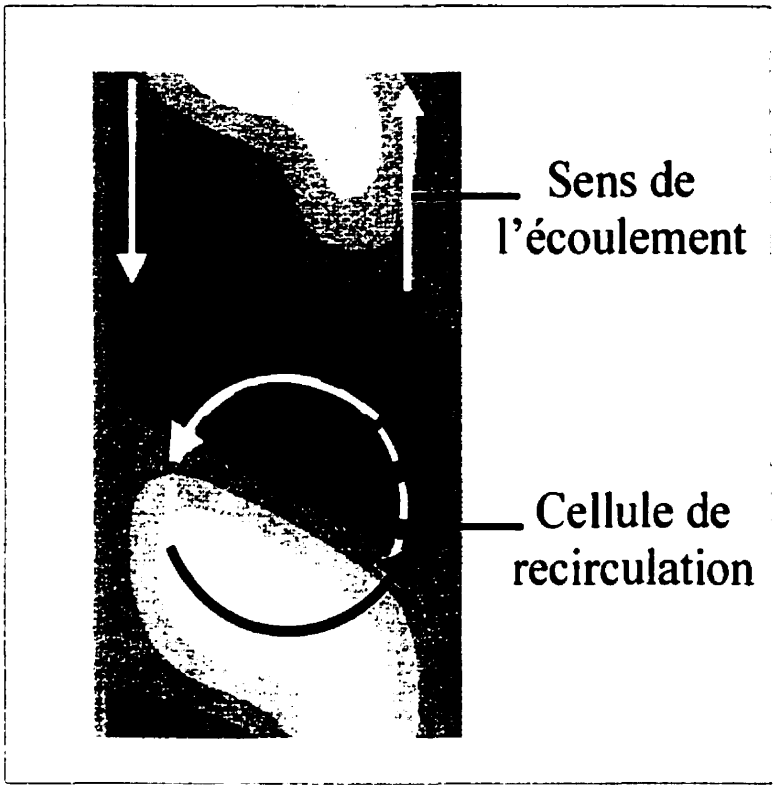


Figure 7.9: Représentation schématique d'une cellule secondaire

Une comparaison entre les deux séries de résultats présentés aux figures 7.10 et 7.11 montre que l'accord entre les deux codes numériques et les résultats expérimentaux est très bon car les caractéristiques principales de l'écoulement observées expérimentalement sont captées par les deux codes numériques. La grandeur des composantes de vitesse obtenue avec le code CVFEM est légèrement inférieure aux résultats expérimentaux de la P.I.V. et aux résultats numériques d'E.S.T.E.T. Les différences les plus significatives se situent au niveau de la composante horizontale pour une hauteur adimensionelle comprise dans l'intervalle [0,48, 0,53] et [0,13, 0,18]. Notons cependant que l'échelle des courbes d'iso-vitesses du code E.S.T.E.T. est quelque peu différente des deux autres cas.

Un examen des figures 7.10 et 7.11 révèle la présence de cellules secondaires superposées à l'écoulement principal. En effet, la composante U de la vitesse de l'écoulement alterne entre des valeurs positive et négative en fonction de la hauteur tel

que montré schématiquement sur la figure 7.9. Les codes numériques donnent des résultats similaires aux mesures expérimentales quant à la forme des cellules secondaires. Les résultats expérimentaux présentent cependant une forme plus irrégulière. Ces fluctuations s'expliquent par les limites expérimentales de la P.I.V.

Les cellules secondaires sont superposées à l'écoulement principal et leurs sens de rotation est le même que celui de la boucle de convection primaire. Lartigue a observé expérimentalement que ces cellules se déplaçaient dans la cavité. Les simulations numériques ont également mis en évidence un déplacement des cellules secondaires. Ces déplacements font l'objet de la prochaine section.

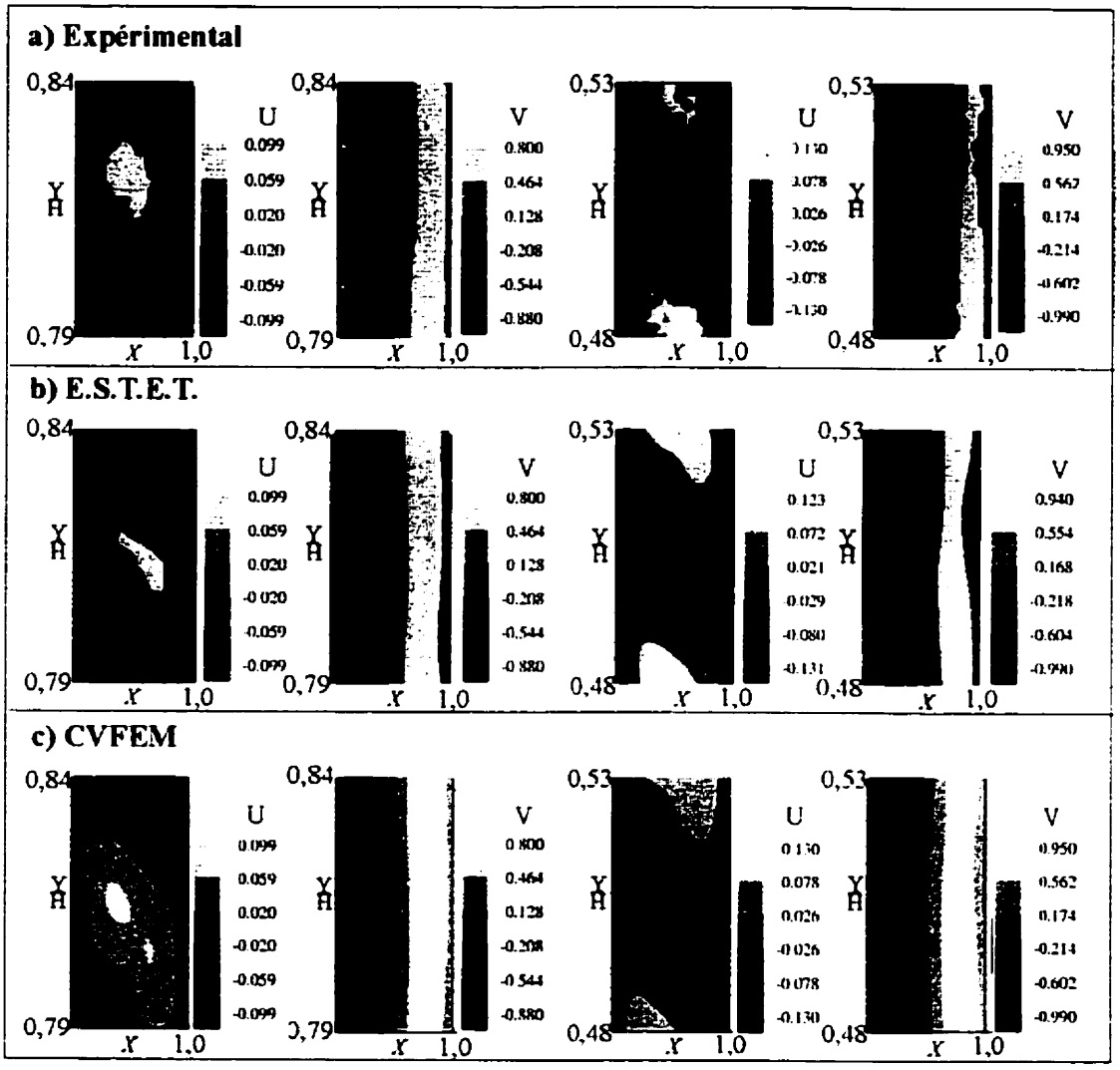


Figure 7.10: Composantes adimentionnelles des vitesses dans la partie supérieure de la cavité: a) résultats expérimentaux, b) E.S.T.E.T. et c) code CVFEM

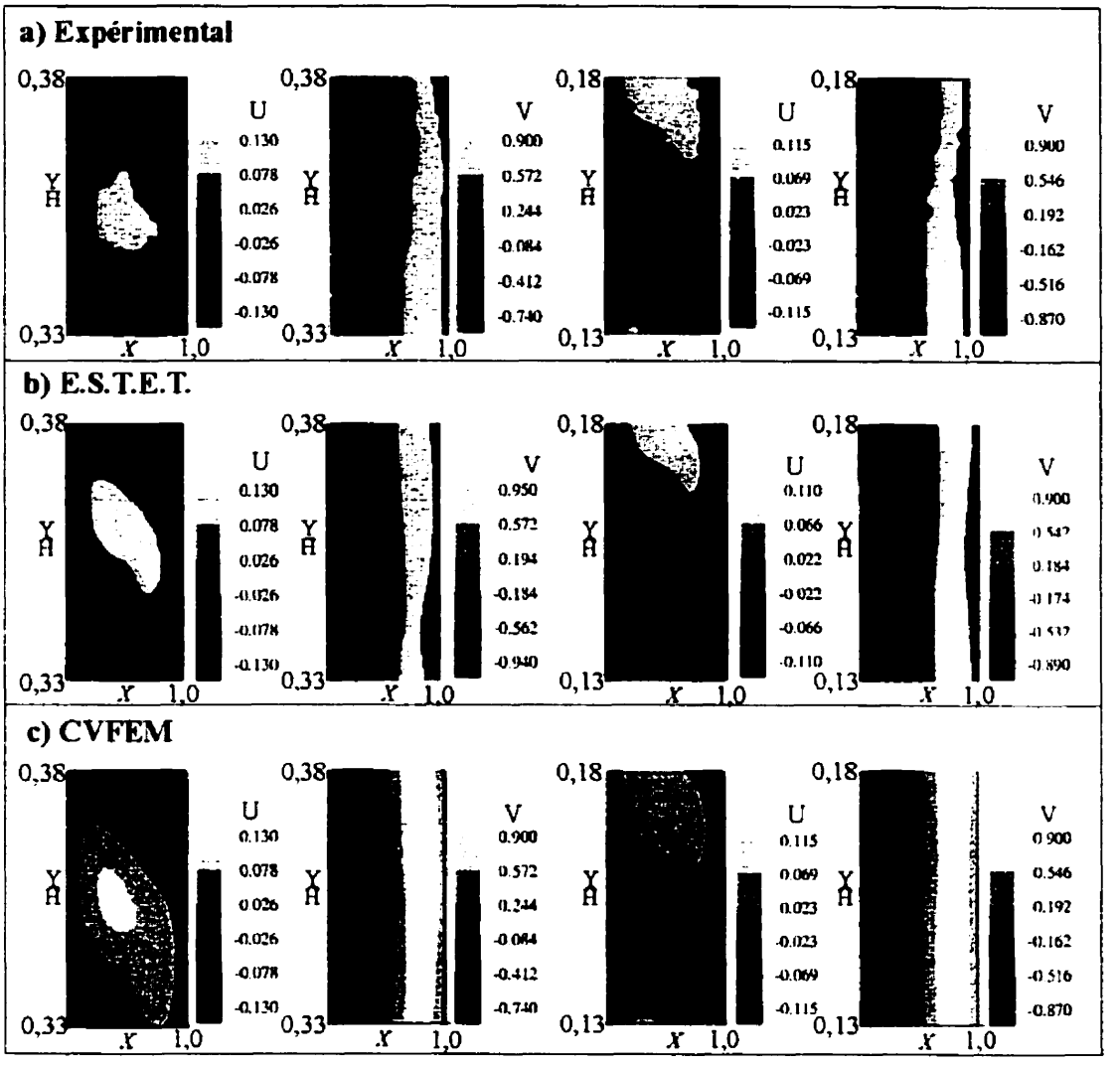


Figure 7.11: Composantes adimensionnelles des vitesses dans la partie inférieure de la cavité: a) résultats expérimentaux, b) E.S.T.E.T. et c) code CVFEM

La figure 7.12 présente la composante horizontale de la vitesse en fonction de la hauteur selon la ligne médiane de la cavité. Les fluctuations de vitesse dues aux cellules secondaires sont importantes et sont comparables à la vitesse horizontale maximale de la boucle de convection principale. On remarque également qu'au centre de la cavité, ces fluctuations sont moins importantes. Cet aspect sera abordé à la section suivante.

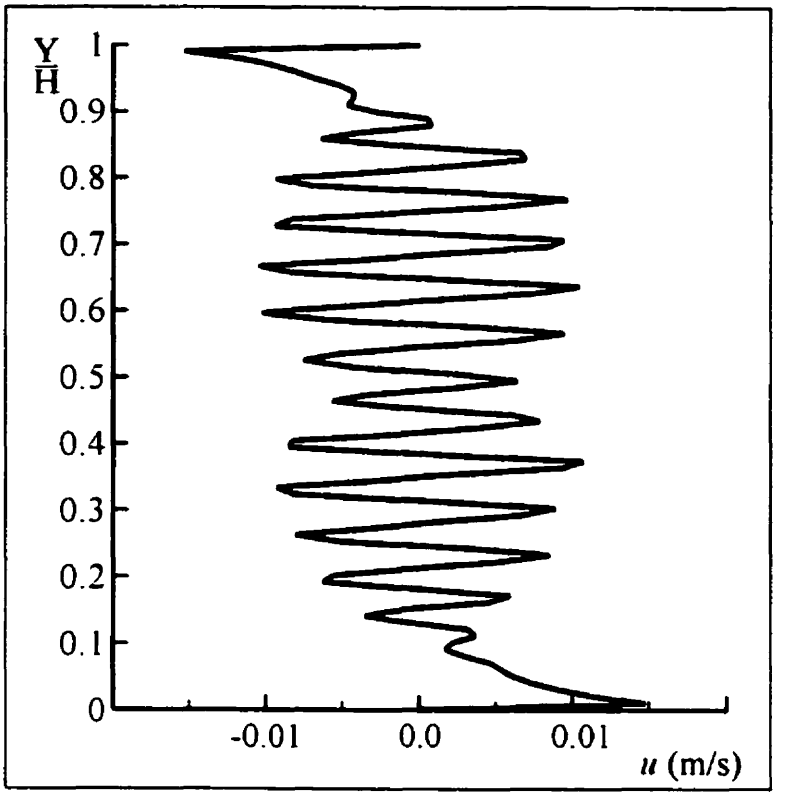


Figure 7.12: Évolution de la vitesse horizontale en fonction de la hauteur dans le plan médian à t = 100 s (code CVFEM)

7.3.2 Déplacement des cellules de recirculation

Les expériences menées par Lartigue ont permis de mettre en évidence un mouvement des cellules secondaires dans la direction verticale. Ce mouvement a également été observé numériquement avec le code CVFEM. Les figures 7.13a et 7.13b montrent, respectivement, la composante horizontale de la vitesse de l'écoulement mesurée expérimentalement et celle calculée numériquement pour une hauteur adimensionnelle comprise entre 0,74 et 0,79. Les zones claires et foncées représentent, respectivement, les régions où les vitesses horizontales sont positives et négatives. Tel que montré schématiquement à la figure 7.9, le centre de la cellule secondaire se situe à mi-chemin entre ces deux zones. Les trois images présentées à la figure 7.13 sont séparées par un

intervalle de temps de 4 secondes ce qui permet de mesurer l'évolution spatiale d'une cellule secondaire. La figure 7.13 indique que le déplacement des cellules observé par la P.I.V semble être plus rapide que le déplacement obtenu numériquement.

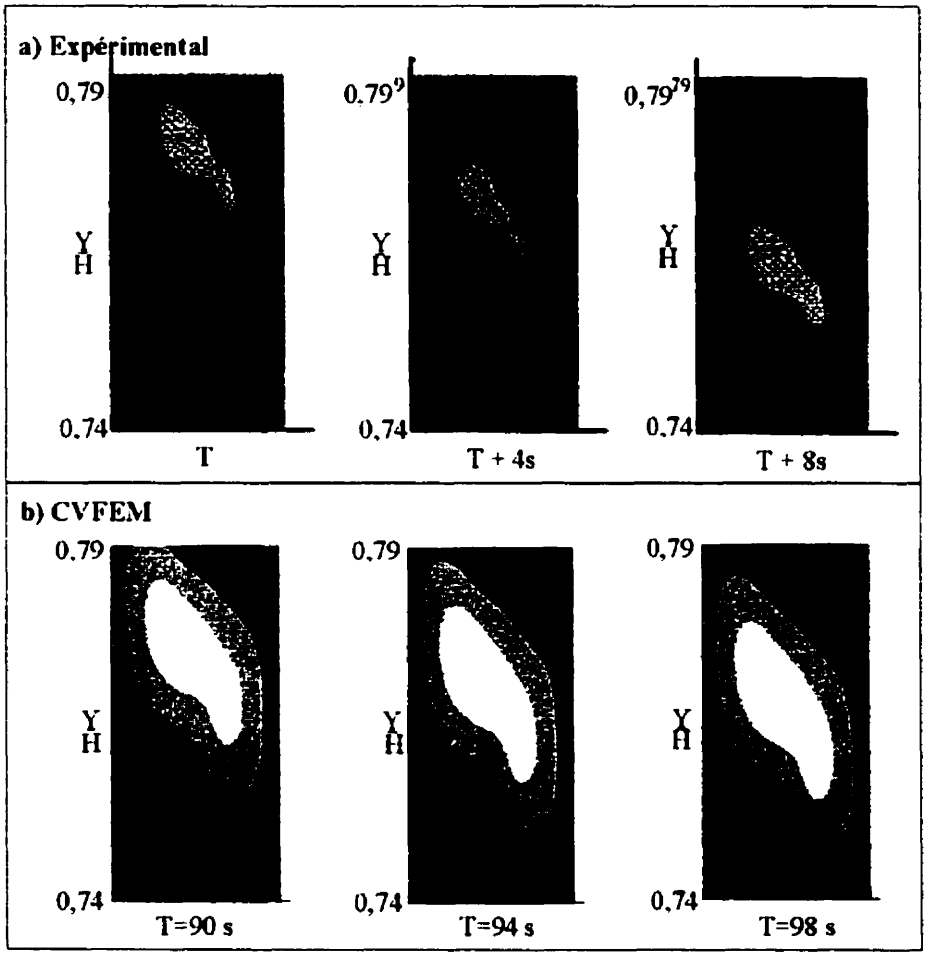


Figure 7.13: Évolution spatiale d'une cellule secondaire à toutes les 4 secondes

La figure 7.14, issue de résultats numériques du code CVFEM, a été tracée pour montrer le déplacement et le nombre de cellules présentes dans la cavité. Chaque point sur cette figure représente la position verticale du centre d'une cellule de recirculation à un temps donné. Les coordonnées exactes au centre de chaque cellule ont été déterminées en évaluant la position dans l'espace où la vitesse de l'écoulement est nulle. L'annexe VIII

présente en détail la méthode utilisée pour déterminer la topologie du champ vectoriel et le centre des cellules.

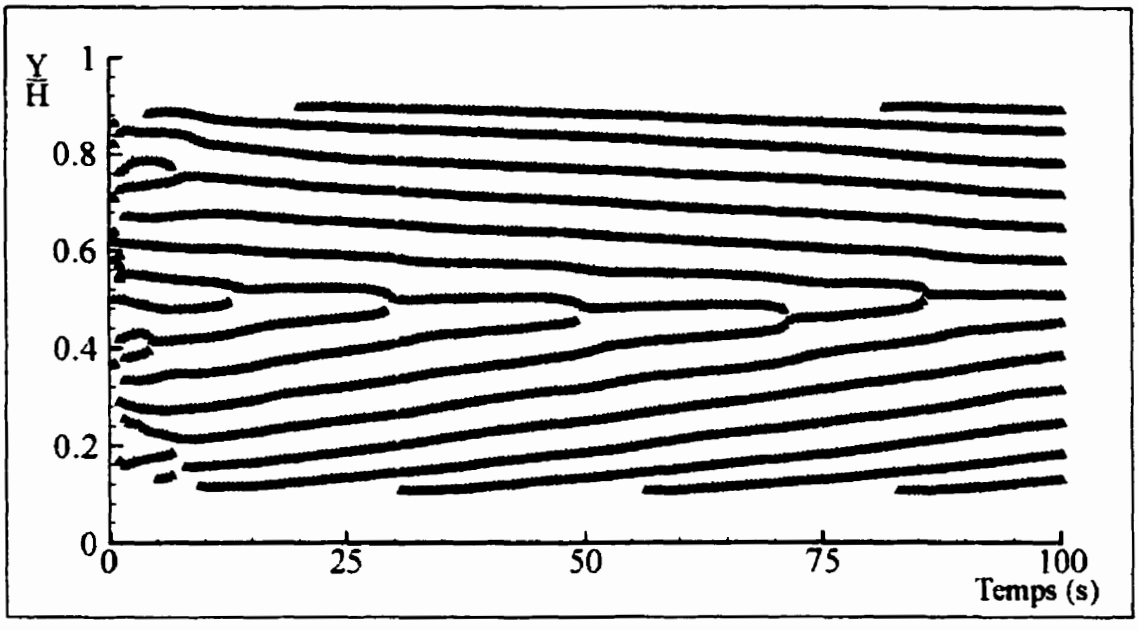


Figure 7.14: Position des cellules secondaires en fonction du temps (code CVFEM)

La figure 7.14 indique que les cellules situées dans la moitié inférieure de la cavité ont un mouvement ascendant et les cellules dans la partie supérieure se déplacent vers le bas. Ainsi, les cellules secondaires prennent naissance aux extrémités supérieure et inférieure de la cavité et se fusionnent au centre. Cette observation explique les résultats de la figure 7.12 montrant une intensité des fluctuations de vitesse plus faible au centre. Lartigue (1999) observe, expérimentalement et numériquement, un mouvement descendant des cellules secondaires sur toute la hauteur de la cavité. Par contre, une étude numérique indépendante menée par Jullien (1998) a mise évidence un mouvement des cellules secondaires identique aux observations de la présente étude.

La figure 7.14 montre également que la grandeur et le signe de la vitesse d'une cellule dépend de la hauteur à laquelle celle-ci se trouve dans la cavité. Ainsi, les cellules situées dans la partie inférieure se déplacent plus rapidement que les cellules situées dans la

moitié supérieure de la cavité. Le tableau 7.4 compare les vitesses moyennes de déplacement rapportées par Lartigue et les vitesses obtenues numériquement avec le code CVFEM pour différentes hauteurs. Une vitesse négative indique un déplacement vers le bas. Le tableau 7.4 compare également la grandeur de la vitesse maximale de l'écoulement.

Tableau 7.4: Vitesse de déplacement des cellules secondaires

		Vitesse de déplacement (mm/s)	Vitesse maximale de l'écoulement (mm/s)
Lartigue (1999) mesures expérimentales		-1,30	123,0
CVFEM	Y/H = 0,15	0,84	116,0
	Y/H = 0,30	1,73	
	Y/H = 0,50	≈ 0	
	Y/H = 0,70	-0,83	
	Y/H = 0,85	-0,45	

Mentionnons d'abord, qu'au niveau de la grandeur de la vitesse maximale de l'écoulement dans la cavité, l'écart entre les résultats numériques et les observations expérimentales est de 5 %. Les vitesses les plus importantes sont observées pour le fluide qui est entraîné par la boucle de convection principale. Donc, il semble que le code CVFEM reproduit fidèlement le champ de vitesse mesuré expérimentalement au niveau de la cellule principale de convection.

Les résultats du tableau 7.4 montrent que la vitesse de déplacement dépend de la position verticale des cellules secondaires dans la cavité. Ainsi, la vitesse de déplacement double de Y/H=0.15 à Y/H=0.30. Dans la partie supérieure, on observe le même comportement avec un signe opposé. Cependant, la grandeur de la vitesse est approximativement deux

fois plus petite dans la moitié supérieure de la cavité. Lartigue ne précise pas si la vitesse de déplacement est constante sur toute la hauteur de la cavité. Les disparités observées sur le mouvement des cellules entre les résultats de la présente étude et ceux de Lartigue peuvent s'expliquer en faisant référence à la figure 2.1. Dans le montage expérimental testé par Lartigue le rapport W/H de la cavité est égal à 1,5. Dans de telles conditions, l'approximation d'un écoulement bidimensionnel est discutable. Cependant, cet effet est difficilement quantifiable puisqu'il n'existe pas, à notre connaissance, de travaux sur le sujet.

Une autre hypothèse permettant d'expliquer les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux se situe au niveau de l'influence des conditions initiales. Expérimentalement, les conditions initiales données par les équations 7.2 ne sont pas satisfaites. Pour vérifier l'influence des conditions de départ sur la position et la vitesse des cellules secondaires, des simulations supplémentaires ont été réalisées. La figure 7.15 compare la position des cellules secondaires en fonction du temps pour trois types de conditions initiales. Le temps final de simulation a été fixé à 30s. Sur la figure 7.15, les symboles carrés font référence aux conditions initiales données par les équations 7.2. Dans le deuxième type de conditions initiales (conditions A), le fluide initialement au repos et à une température moyenne de 27,1 °C a été simulé pendant 5 secondes avec une température du coté chaud et froid, respectivement, égale à 34,65 °C et 19,55 °C. Les vitesses d'écoulement et le champ de température obtenus après 5 secondes ont ensuite été utilisés comme condition de départ pour une simulation utilisant les températures données au tableau 7.1. Les conditions initiales B ont été généré selon la même procédure que les conditions A mais avec des températures initiales du coté chaud et froid, respectivement, égale à 49,75 °C et 4,45 °C.

La figure 7.15 permet de constater que les trois conditions initiales testées donnent des solutions similaires au niveau de la position et de la vitesse de déplacement des cellules secondaires. Après 30 secondes de simulation, les champs de température sont également

similaires dans les trois cas. De légères différences sont perceptibles dans la partie inférieure de la cavité mais ces celles-ci ne peuvent expliquer les écarts entre les résultats numériques et expérimentaux de la figure 7.14. Par conséquent, l'influence des conditions initiales semble négligeable.

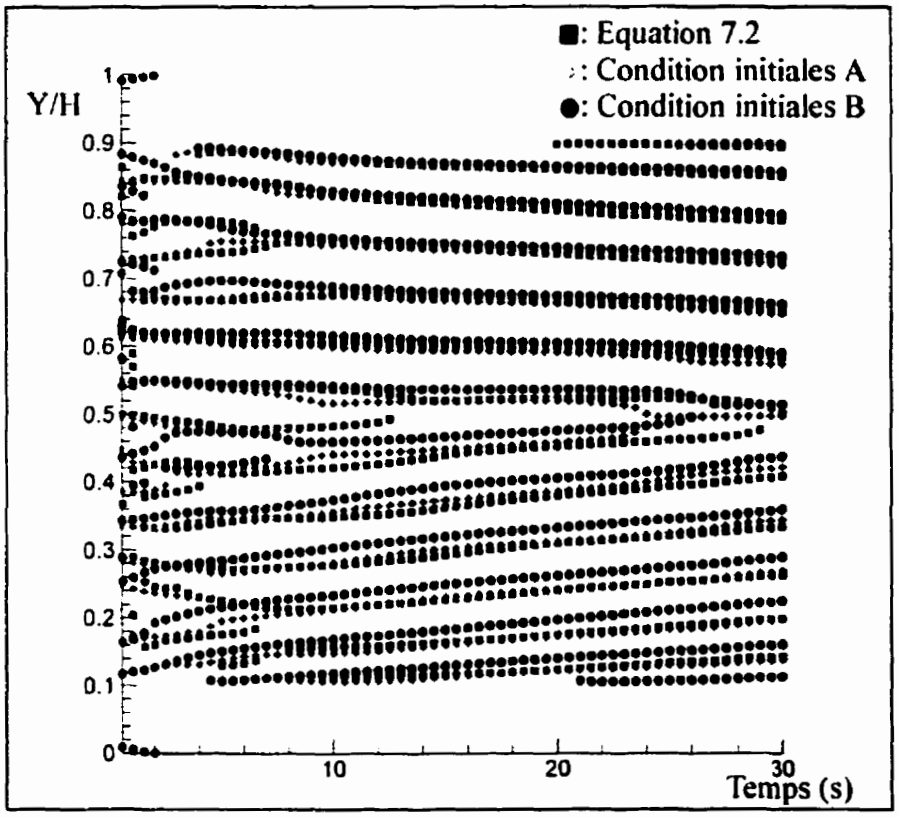


Figure 7.15: Influence de trois conditions initiales sur les positions des cellules secondaires

7.3.3 Champ thermique

Les figures 7.16a à 7.16d montrent l'évolution temporelle du champ de température obtenu numériquement dans la cavité parallélépipédique à quatre intervalles de temps différents. Les isothermes ne sont pas identiques d'une figure à l'autre ce qui est dû au déplacement des cellules de recirculation. L'influence du champ de vitesse sur les

isothermes est clairement visible sur toute la hauteur de la cavité. Aux extrémités, l'écoulement ne présente pas de zone de recirculation et, dans ces régions, les isothermes sont semblables à ce qu'on observe dans le cas d'un écoulement unicellulaire.

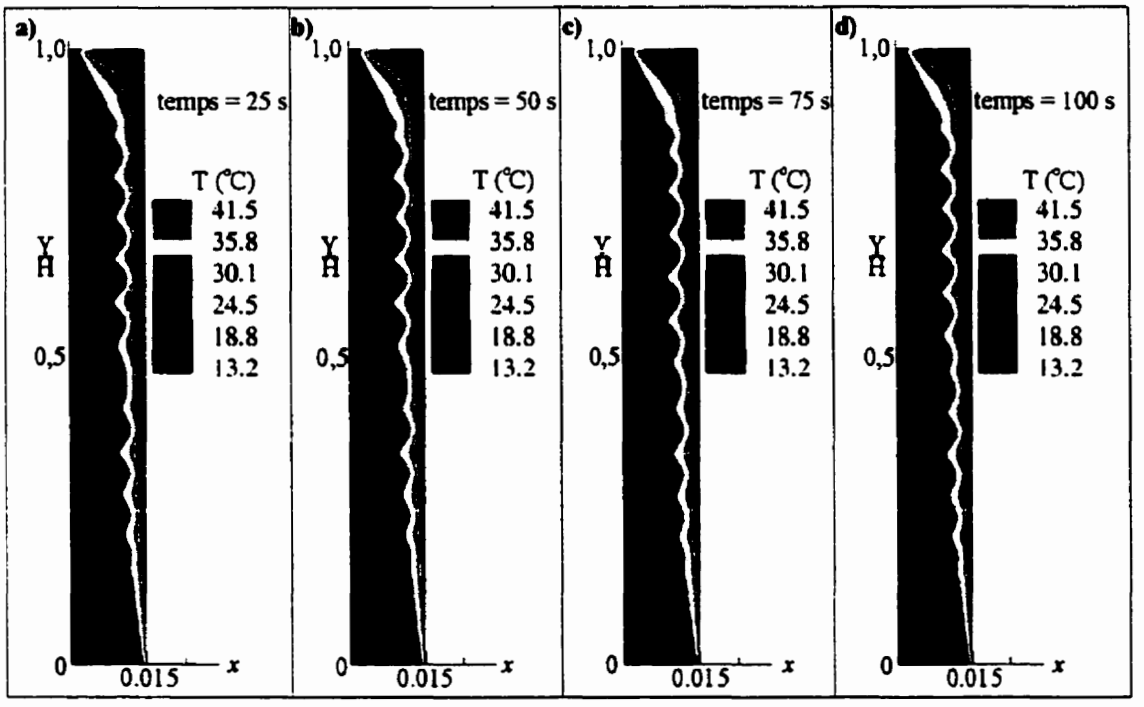


Figure 7.16: Isothermes pour la cavité parallélépipédique (code CVFEM)

La figure 7.17 montre l'évolution de la température en fonction de la hauteur dans le plan médian de la cavité après 100 secondes de simulation. Les fluctuations de température entre deux cellules sont en moyenne de 7 °C. On observe dans l'intervalle [0,1, 0,9] que la courbe des fluctuations est légèrement inclinée vers la droite ce qui porte à croire qu'un gradient de température est superposé aux fluctuations. Ce gradient est plus important aux extrémités de la cavité.

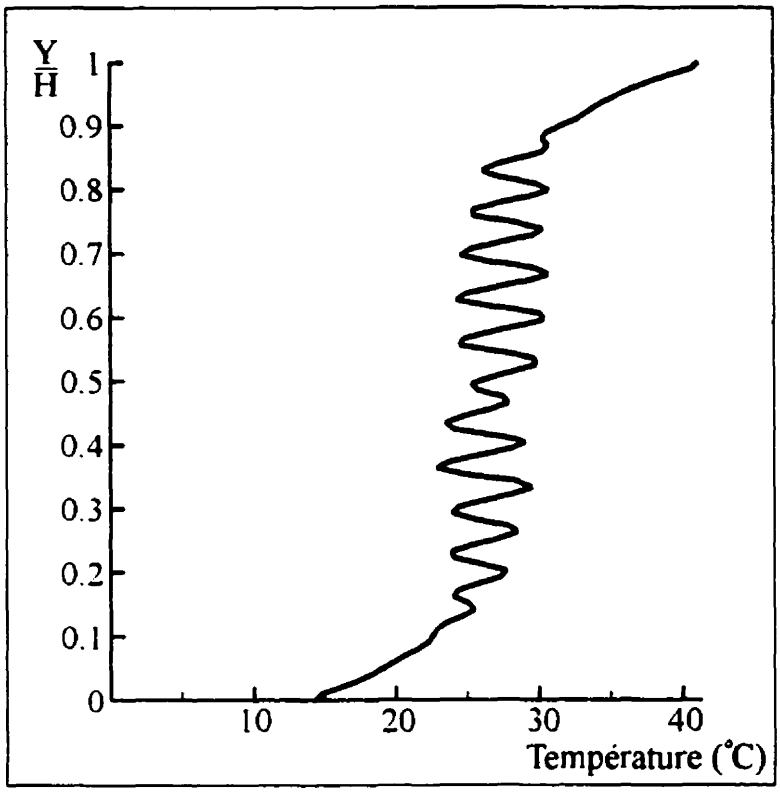


Figure 7.17: Évolution de la température en fonction de la hauteur dans le plan médian à t=100 s (code CVFEM)

7.3.4 Nombre de Nusselt

La figure 7.18 présente le nombre de Nusselt global en fonction du temps pour le maillage (b) de la figure 7.4. Après 10 secondes de simulation, *Nu* est pratiquement stable (constant) dans le temps. En effet, les fluctuations du nombre de Nusselt observées sur la figure 7.18 sont de l'ordre de 0,4% entre 10 et 100 s. Donc, le déplacement des cellules secondaires dans la cavité a donc un impact limité sur le transfert thermique total par convection. Le nombre de Nusselt en fonction du temps obtenu avec le maillage (a) de la figure 7.4 est similaire à celui présenté sur la figure 7.18. L'écart maximal entre les nombres de Nusselt obtenus pour les deux maillages est de 1,8%. Étant donné le temps de

calcul important exigé pour chaque simulation, le temps final de simulation pour le maillage (a) a été fixé à 50 s.

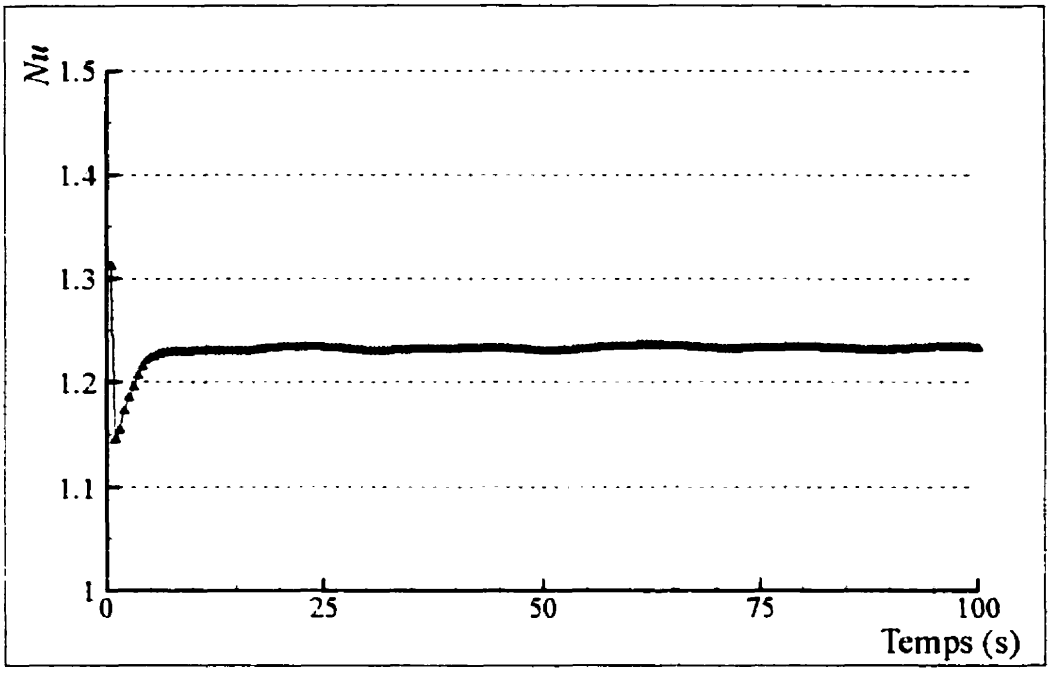


Figure 7.18: Nombre de Nusselt global en fonction du temps (code CVFEM)

Il est intéressant de comparer le nombre de Nusselt obtenu numériquement aux corrélations expérimentales d'ElSherbiny et al. (1982). Pour un rapport de forme de 40, ElSherbiny et al. (1982) proposent la corrélation suivante :

$$Nu = \left[1 + \left(0{,}0303\, Ra^{0.402}\right)^{11}\right]^{(1/11)} \qquad \textbf{(7.3)}$$

À l'aide du Ra moyen présenté au tableau 7.1, l'équation 7.3 donne un nombre de Nusselt égal à 1,22. En effectuant la moyenne des *Nu* dans les intervalles de temps [10,50] et [10,100] pour les maillages (a) et (b), on obtient :

$$Nu_a = 1{,}21 \qquad \text{et} \qquad Nu_b = 1.23 \qquad \textbf{(7.4)}$$

L'accord entre les nombres de Nusselt obtenus numériquement et le résultat de la corrélation est remarquable.

7.4 Résultats pour les cavités courbées

7.4.1 Champ de vitesse

Cette section présente une comparaison entre les résultats numériques obtenus avec le code de calcul développé dans cette étude et les résultats du code de calcul E.S.T.E.T.

La figure 7.19 compare les composantes horizontale et verticale de la vitesse de l'écoulement obtenues avec le code CVFEM et le progiciel E.S.T.E.T. pour une courbure au centre de 0,5 cm. Pour ces simulations, la paroi chaude est située à gauche et l'écoulement principal se fait dans le sens horaire.

Une comparaison des figures 7.19a et 7.19b montre un assez bon accord entre les deux codes numériques. La position des cellules de recirculation, au nombre de quatre dans les deux cas, est quelque peu différente et la grandeur de la composante u est légèrement supérieure sur la figure 7.19b. Différentes méthodologies numériques peuvent être à l'origine de ces légers écarts. Ainsi, pour cette géométrie, le nombre d'éléments du maillage utilisé par Lartigue est égal à 18420 comparativement à 33578 éléments pour la modélisation avec la méthode CVFEM. Au niveau de la discrétisation temporelle, le pas de temps utilisé est identique (Δt= 0,003 s) pour les deux simulations. Cependant, le type de discrétisation temporelle utilisée par E.S.T.E.T. n'est pas précisé par Lartigue. Comme il sera montré à la section suivante, l'écoulement modélisé est transitoire, ce qui entraîne un déplacement des cellules de recirculation dans la cavité. Bien que les conditions

initiales soient identiques dans les deux cas, le temps à lequel les iso-vitesses de la figure 7.19b ont été tracé n'est pas mentionné dans la thèse de Lartigue.

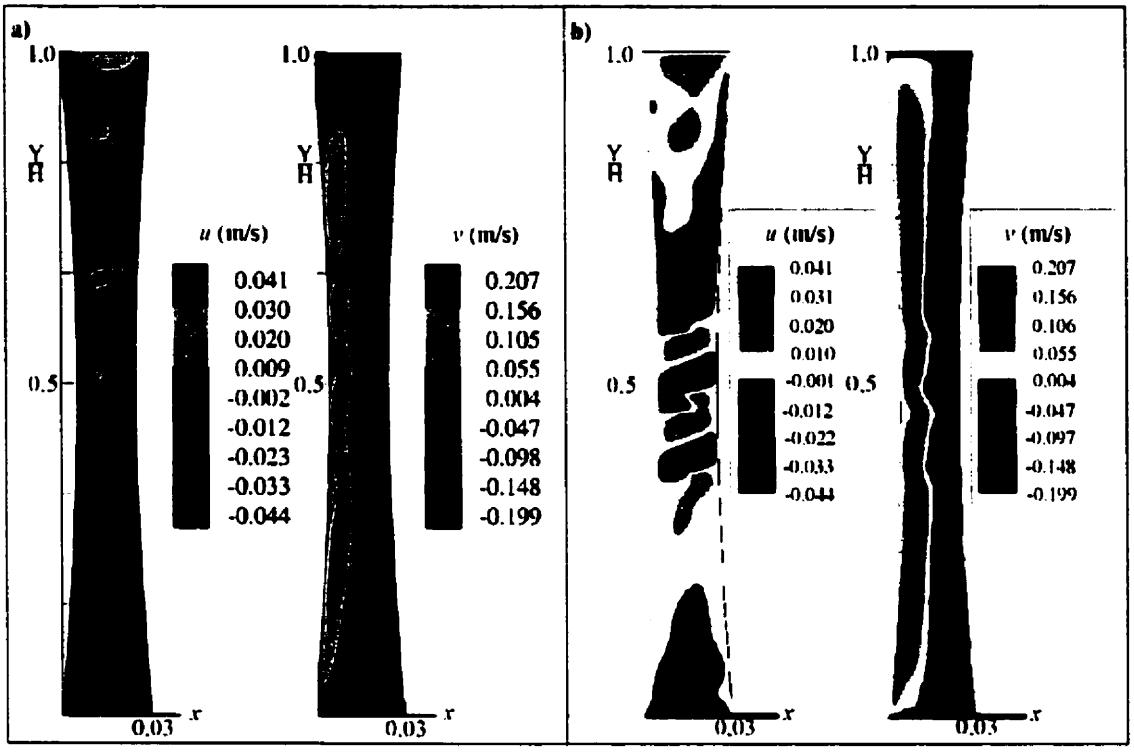


Figure 7.19: Composante horizontale et verticale de la vitesse de l'écoulement pour w_c=0,50 cm, Ra=41606: a) Code CVFEM (t=100 s) et b) E.S.T.E.T

Les composantes (u,v) de la vitesse pour la cavité dont la courbure au centre du vitrage est égale à 0,75 cm, sont présentées sur la figure 7.20. Ici, les différences entre les deux cas sont plus marquées notamment au niveau du nombre de cellules de recirculation. Le code CVFEM génère 7 cellules secondaires à t=100 s alors que le nombre de cellules secondaire généré par E.S.T.E.T. semble différent. Certaines cellules secondaires ont une faible intensité et la figure 7.19b ne permet pas d'évaluer leur nombre exact. De plus, comme il sera montré plus loin, le nombre de cellules obtenu avec le code CVFEM est fonction du temps de simulation. Comme dans le cas de la figure 7.19b, le temps auquel les résultats de la figure 7.20b ont été obtenus n'est pas précisé par Lartigue.

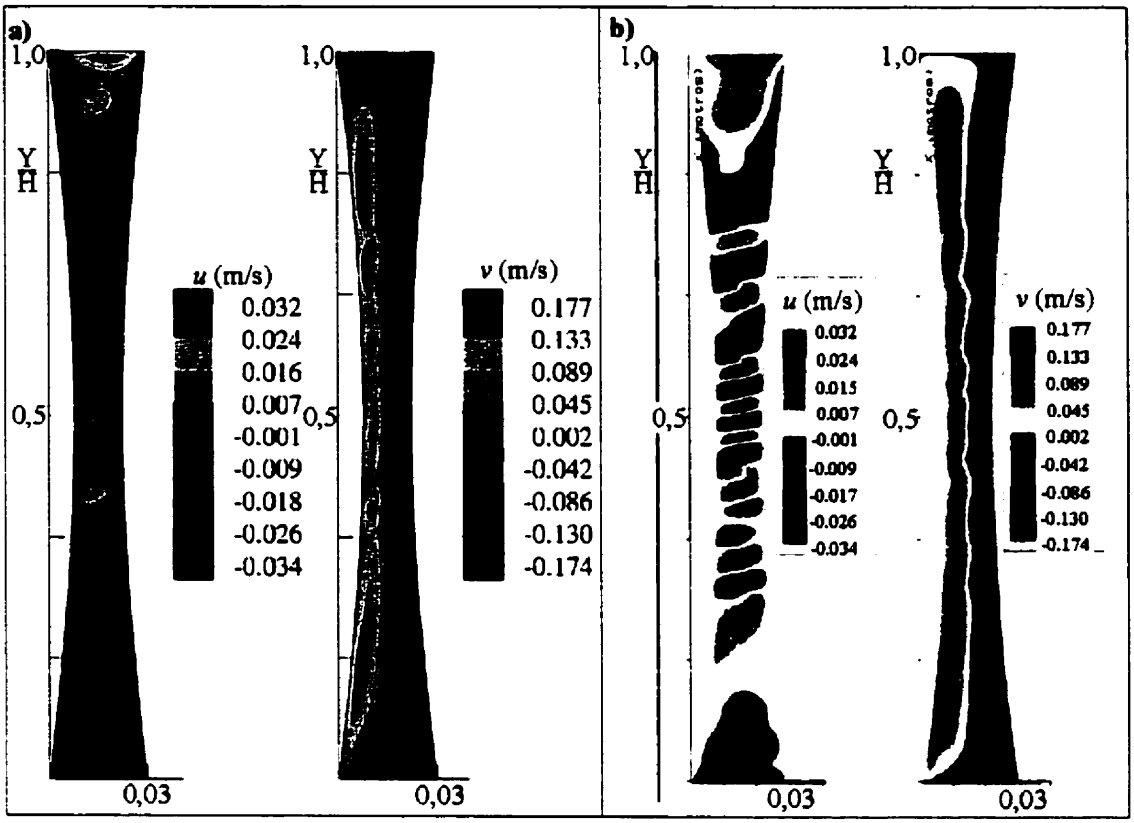


Figure 7.20: Composante horizontale et verticale de la vitesse de l'écoulement pour w_c=0,75 cm, Ra=28879: a) Code CVFEM (t=100 s) et b) E.S.T.E.T

Les figures 7.21 et 7.22 montrent la position verticale des cellules de recirculation en fonction du temps obtenue avec le code CVFEM pour une courbure au centre de 0,5 cm et 0,75 cm.

On remarque sur la figure 7.21 que le nombre et la position des cellules secondaires varient de façon aléatoire durant les 15 premières secondes de simulation. L'écoulement atteint un état quasi stationnaire ensuite et on note un léger mouvement sinusoïdal dans la position verticale des cellules. Le nombre de cellules est plus grand dans la partie supérieure de la cavité. Ainsi on retrouve deux cellules pour Y/H >0,5 et une seule pour Y/H <0,5. Ce phénomène est peut-être causé par des écarts de température différents. En

effet, l'écart de température moyen entre les surfaces verticales de la cavité est de 37,4 °C dans la moitié inférieure comparativement à 38,8 °C dans la partie supérieure.

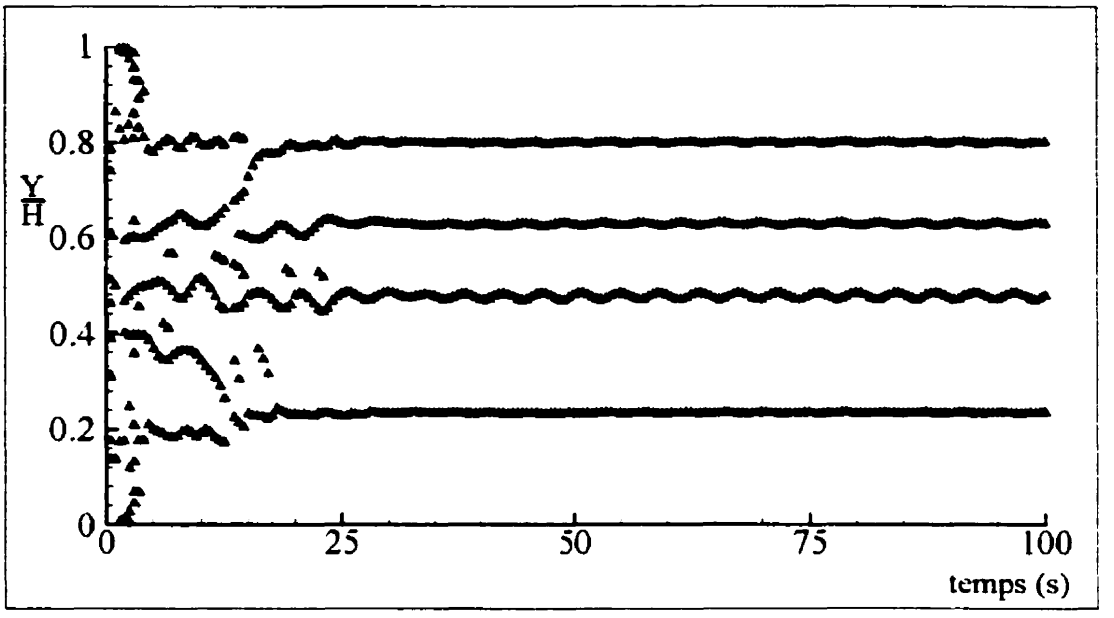


Figure 7.21: Position des cellules secondaires en fonction du temps pour w_c=0,50 cm et Ra=41606 (Code CVFEM)

La position des cellules secondaires en fonction du temps pour une courbure au centre de 0,75 cm est très différente du cas présenté sur la figure 7.21 où w_c=0,5 cm. On note que les cellules prennent naissance au centre de la cavité et se dirigent vers les extrémités de la cavité. Les sections inférieure et supérieure semblent être des images miroir l'une de l'autre. Il est difficile d'évaluer précisément la vitesse de déplacement des cellules puisque celle-ci n'est pas constante en fonction de la hauteur et varie d'une cellule à l'autre. Cependant, en déterminant la vitesse moyenne des cellules dans les moitiés inférieure et supérieure, on constate que la grandeur de la vitesse verticale est semblable pour chaque section. Cette vitesse moyenne est égale à 2,2 cm/s dans la moitié inférieure et à 1,9 cm/s dans la moitié supérieure. De plus, tel que mentionné précédemment, le nombre total de cellules secondaires n'est pas fixe dans le temps, variant de 7 à 10.

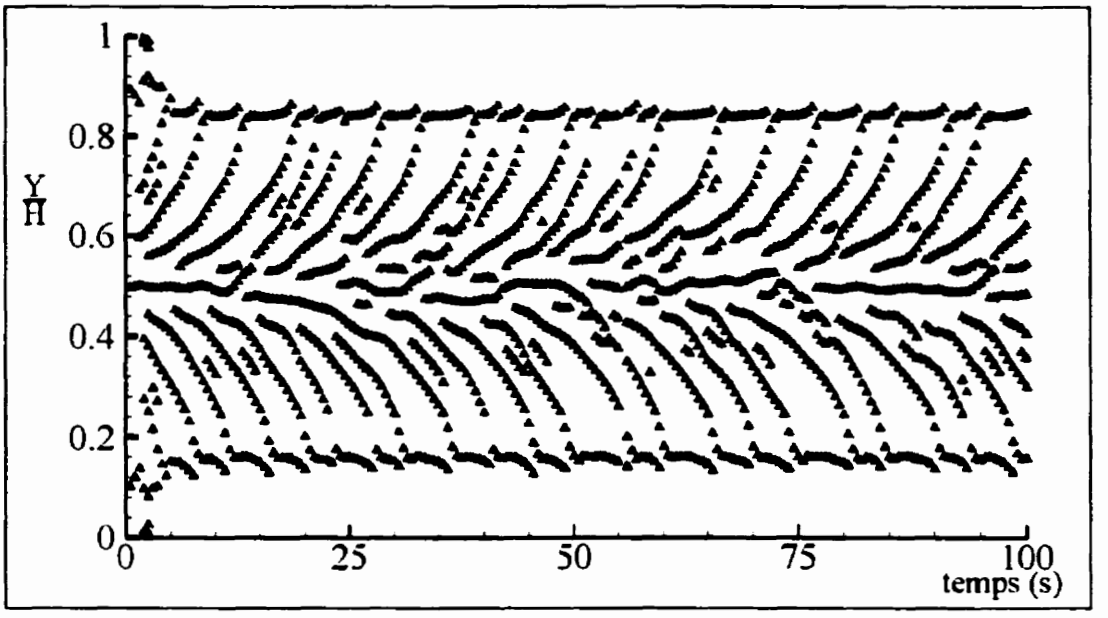


Figure 7.22: Position des cellules secondaires en fonction du temps pour w_c=0.75 cm et Ra =28879 (Code CVFEM)

7.4.2 Déplacement des cellules de recirculation

Tel que mentionné précédemment en rapport avec les figures 7.14, 7.21 et 7.22, les cellules de recirculation se déplacent dans la cavité. Dans ce contexte, il est intéressant d'examiner les résultats d'une étude récente de Watakini (1998). La figure 7.23, reproduite de Wakitani (1998), présente les limites des différents types d'écoulement dans une cavité verticale pour un rapport de forme variant de 10 à 24 et un Ra compris entre 10^3 et 10^6. Le chiffre dans chaque zone indique le nombre de cellules de recirculation observé. Ainsi, par exemple, dans la zone triangulaire délimitée par un rapport de forme inclus entre 10 et 18 et un Ra compris dans l'intervalle [10^5, 3×10^5], deux cellules secondaires sont attendues. Le chiffre 3 indique le nombre total de cellules (incluant la cellule principale). L'existence de solution dépendante du temps est indiquée par les trois zones ombragées; les plages non-ombragées de la figure indiquent la présence de cellules immobiles.

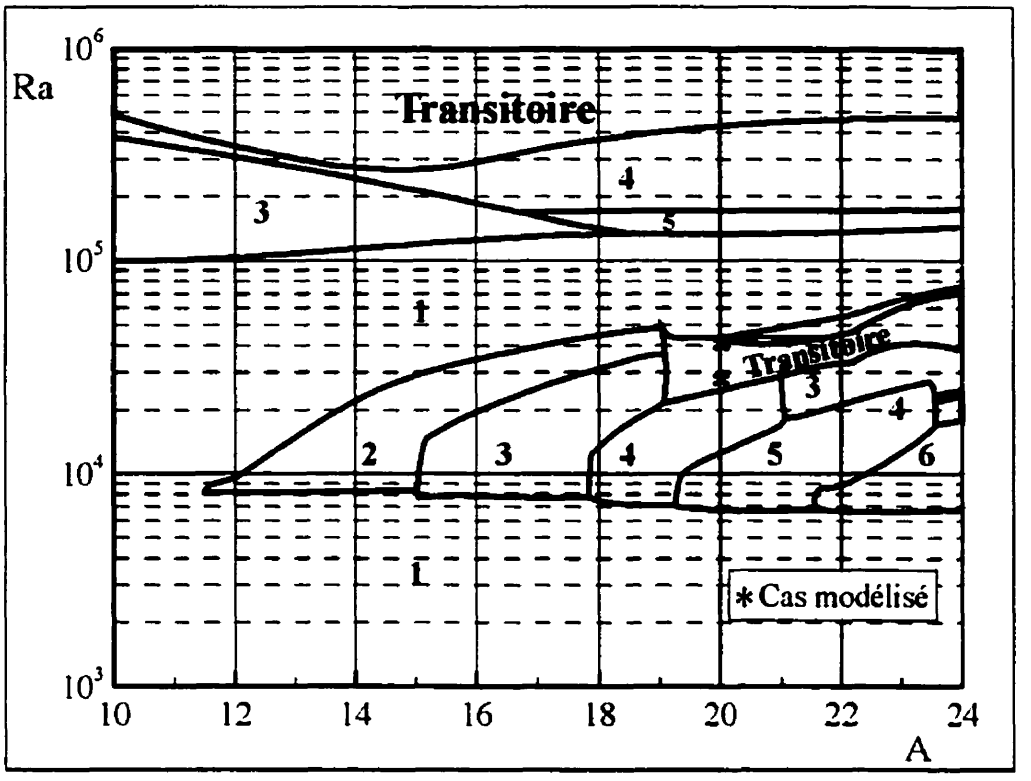


Figure 7.23: Diagramme présentant les différents modèles d'écoulement en fonction de A et Ra

Le diagramme de la figure 7.23 montre bien la complexité des écoulements en régime de convection naturelle dans des cavités à grand rapport de forme. Par exemple, pour une cavité avec A=20, l'écoulement ne présente qu'une boucle de convection pour $Ra<6,8\times10^3$. L'augmentation du nombre de Rayleigh fait apparaître 4 cellules de recirculation. Puis, pour $Ra\cong1,3\times10^4$, le nombre de cellules secondaires est réduit à 3 et l'écoulement devient subitement transitoire entre $2,5\times10^4$ et $4,4\times10^4$. La même séquence se répète à nouveau pour l'intervalle $[4,4\times10^4, 10^6]$.

En supposant que cette figure puisse être utilisée pour des cavités courbées et en utilisant un Ra basé sur la largeur moyenne, il est intéressant de constater que ce diagramme

indique que les cas modélisés sont dans une zone transitoire. Ceci correspond bien aux observations liées aux figures 7.21 et 7.22.

Pour expliquer l'apparition de cellules secondaires transitoires, certains auteurs (Le Quéré et Behnia, 1998) affirment que la stationnarité de l'écoulement est lié à la symétrie impaire du champ de vitesse et du profil de température. Une déviation de cette symétrie conduirait inévitablement à l'apparition de perturbations transitoires. Par exemple, la variation des propriétés physiques en fonction de la température ou un échange radiatif entre le fluide et les parois pourraient conduire à ce genre d'instabilité (Thangam et Chen, 1986; Lauriat et Desrayaud, 1985). Dans notre cas, la différence de température entre les parois chaude et froide n'est pas la même selon la hauteur et ceci pourrait être une cause de bris de symétrie. D'autres chercheurs (Chikhaoui et al. 1988) ont invoqué des effets tridimensionnels. Cependant, à notre connaissance, il n'existe pas d'études sur la direction du mouvement des multicellules en fonction de Ra et du rapport de forme. Wright (2000) affirmait récemment qu'il ne connaissait pas l'origine exacte du mouvement multicellulaire. Même les limites de la région multicellulaire ne sont pas clairement définies. Ainsi la région de multicellules spécifiée par Zhao et al. (1997) ne coïncide pas exactement avec les limites fixées par Wakitani (1998).

7.4.3 Champ thermique

La figure 7.24 présente les isothermes dans la cavité courbée (w_c=0,5 cm) après 25, 50, 75 et 100 secondes. On remarque que les quatre figures présentent des isothermes similaires. Comme il a été observé pour la cavité parallélépipédique, les isothermes sont grandement affectés par les cellules secondaires. Cependant, il n'y a pas de différence importante entre les différents champs de température présentés à la figure 7.24. Cette observation s'explique en faisant référence à la position des cellules secondaires indiquées sur la figure 7.21. Les cellules étant quasi stationnaires, les isothermes varient peu en fonction du temps.

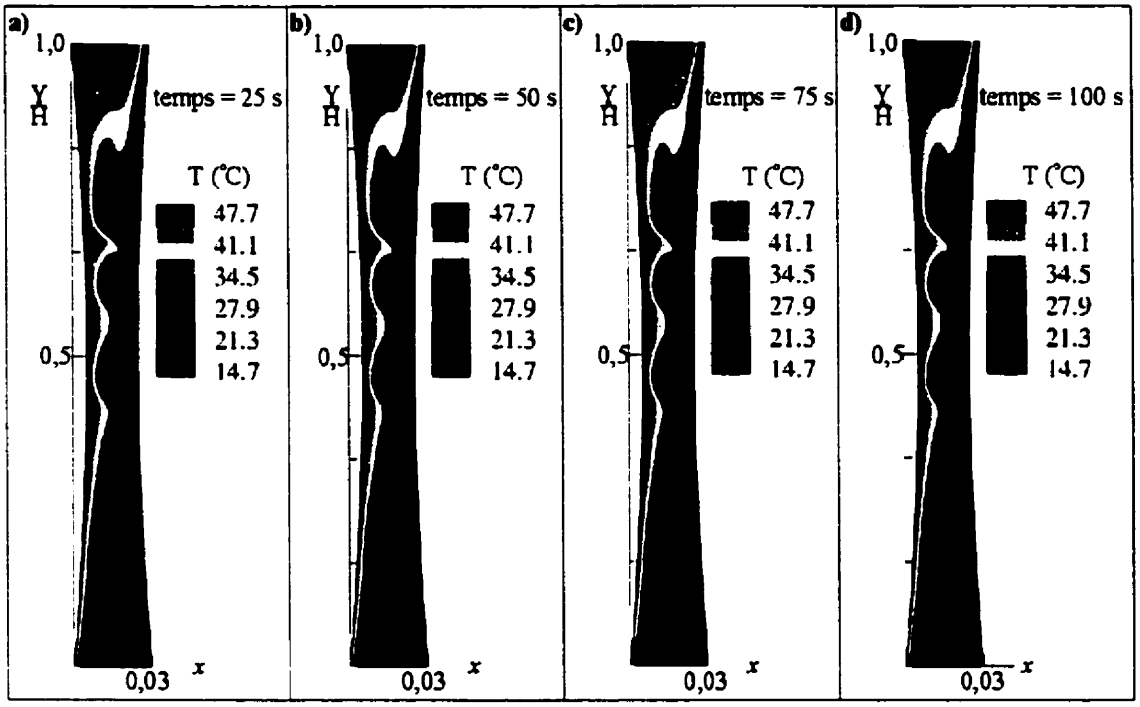


Figure 7.24: Isothermes pour la cavité courbée w_c=0,50 cm et Ra=41606 (code CVFEM)

La figure 7.25 montre les isothermes à quatre intervalles de temps pour une courbure au centre de 0,75 cm. Contrairement aux résultats de la figure 7.24, on observe des différences importantes entre les champs de température présentés. Le champ de température étant couplé au champ de vitesse, le déplacement des cellules de convection est responsable des différences observées entre les figures 7.25a à 7.25d.

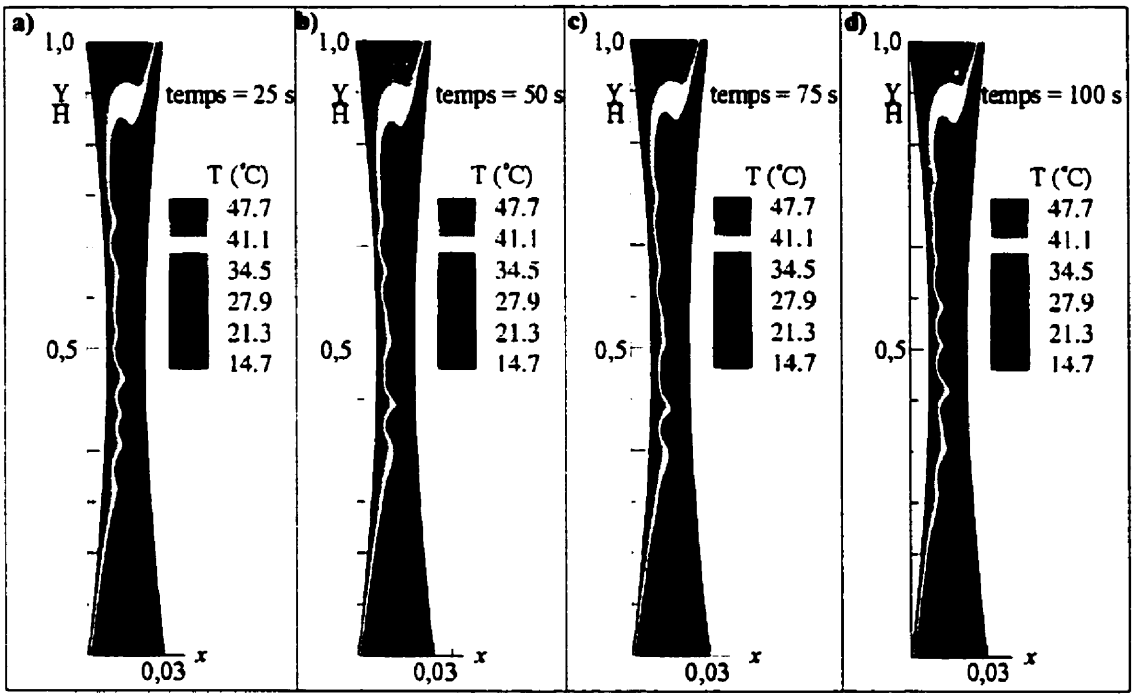


Figure 7.25: Isothermes pour la cavité courbée w_c=0,75 cm et Ra=28879 (code CVFEM)

7.4.4 Nombre de Nusselt

La figure 7.26 présente l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du temps pour la cavité courbée (w_c=0,5 cm). Les résultats de la figure 7.26 ont été obtenus avec le maillage présenté sur la figure 7.6a. Les résultats obtenus avec un maillage moins dense sont similaires à ce qui est présenté ici. Un écart maximal de 2,5 % entre les Nusselt calculés existe entre les deux maillages. Par contre, les valeurs moyennes pour les deux maillages sont identiques.

On remarque sur la figure 7.26 qu'après 25 secondes de simulation, les variations de *Nu* s'atténuent et le nombre de Nusselt oscillent de façon régulière. Les variations par rapport à la valeur moyenne sont faibles. Entre 50 et 100 s, ces fluctuations sont de l'ordre de 0,4% par rapport à la valeur moyenne.

Comme dans le cas de la cavité parallélépipédique, les nombres de Nusselt moyens peuvent être comparés au Nusselt des corrélations d'ElSherbiny (1982). Pour un rapport de forme égal à 20, ElSherbiny et al. (1982) propose la corrélation suivante pour estimer *Nu*.

$$Nu = \left[1 + \left(0.064\, Ra^{1/3}\right)^{6.5}\right]^{1/6.5} \tag{7.6}$$

À l'aide du Ra^* donné au tableau 7.2, la relation (7.6) donne un *Nu* égal à 2,21 alors que le nombre de Nusselt moyen dans l'intervalle de temps [10,100] est égal à 2,05. À notre avis, cet écart s'explique principalement par la courbure du vitrage qui affecte la boucle de convection principale. La quantité de fluide transporté par la boucle de convection étant moindre, l'échange thermique entre les deux surfaces verticales s'effectue moins efficacement. Une diminution du nombre de Nusselt causé par la courbure a d'ailleurs été observée au chapitre précédent pour le cas w_c=2,6 mm.

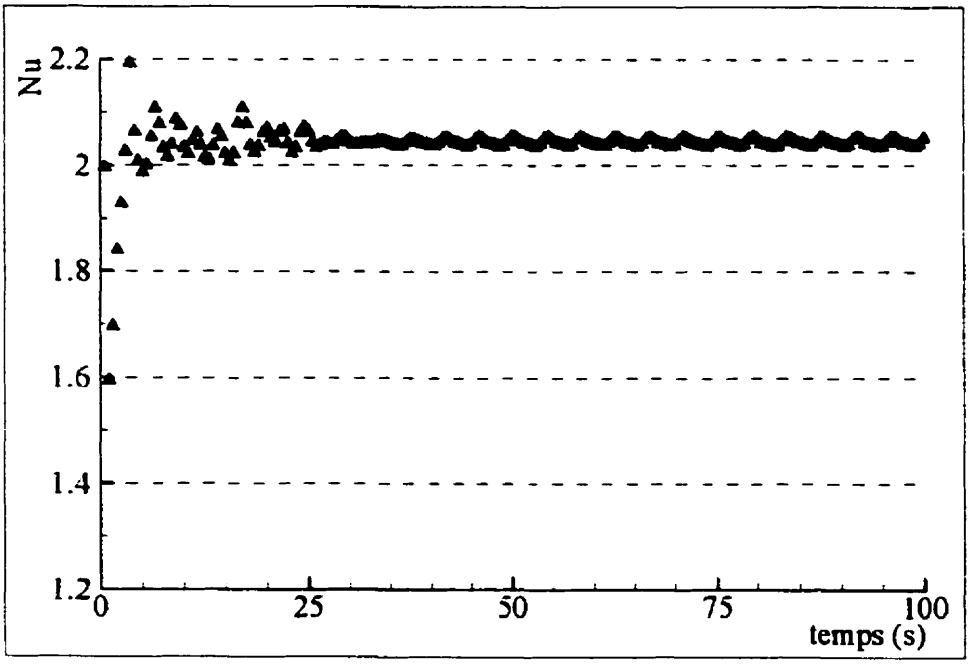


Figure 7.26: Nombre de Nusselt global en fonction du temps w_c = 0,50 cm et Ra=41606 (code CVFEM)

La variation de *Nu* en fonction du temps pour le cas w_c=0,75 cm est présenté sur la figure 7.27. Ici également, deux maillages ont été testés avec un écart maximal au niveau du Nu égal à 2,7 %. Les résultats présentés sur la figure 7.27 ont été obtenus avec le maillage de la figure 7.6b.

Contrairement au cas w_c=0,50 cm, les fluctuations du Nusselt observées sur la figure 7.27 sont irrégulières et sont de l'ordre de 2 % entre 50 et 100 secondes de simulation. Dans le cas w_c=0,75 cm, le Nusselt obtenu de la corrélation d'ElSherbiny est égale à 1,97, contrairement à une valeur moyenne de 1,84 à partir des résultats de la figure 7.27.

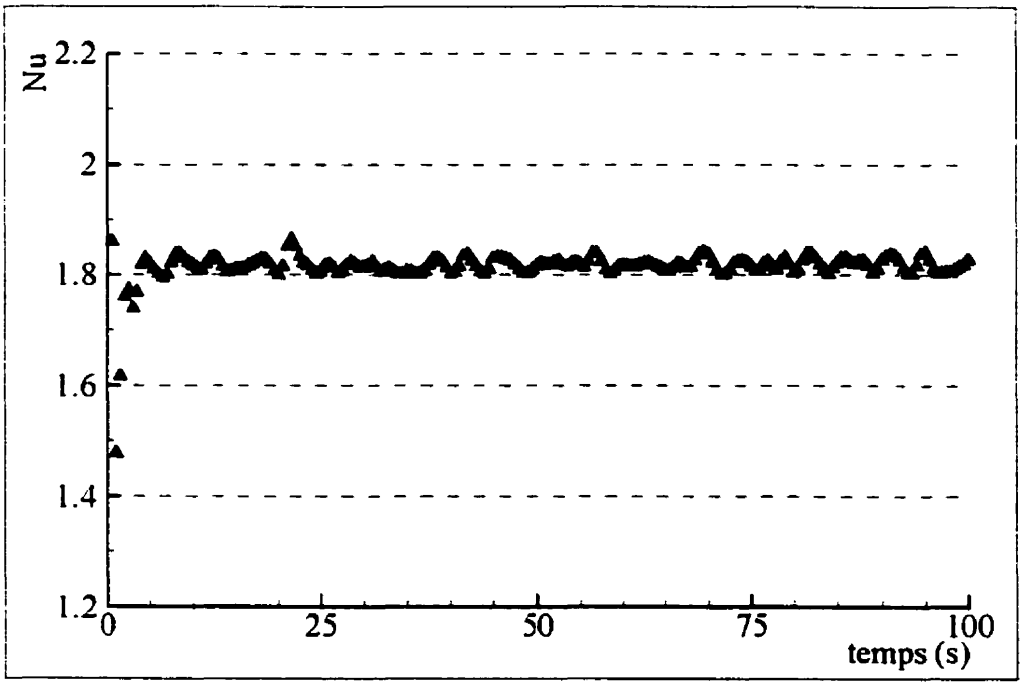


Figure 7.27: Nombre de Nusselt global en fonction du temps w_c = 0,75 cm et Ra=28879 (code CVFEM)

7.5 Résumé du chapitre

Dans ce chapitre, les résultats du code CVFEM portant sur des cavités bidimensionnelles parallélépipédiques et courbées ont été comparés aux résultats numériques et expérimentaux de Lartigue (1999). Au niveau des composantes adimensionnelles des vitesses d'écoulement, la comparaison des résultats numériques et expérimentaux montre que le code CVFEM reproduit fidèlement les caractéristiques principales de l'écoulement observées expérimentalement. L'influence des cellules de convection secondaires sur le champ de température est clairement mise en évidence par le code CVFEM. Cependant, pour les trois cas simulés, le déplacement des cellules secondaires n'affecte pas de façon significative les nombres de Nusselt globaux.

CONCLUSION

Revue des objectifs de la thèse

Le projet de recherche présenté dans cette thèse comporte deux études complémentaires soit un volet expérimental et un volet numérique. L'introduction a présenté la problématique et les objectifs de ce projet. Rappelons que les objectifs de la thèse étaient de simuler numériquement le transfert thermique par conduction, convection et radiation dans une fenêtre pour: i) déterminer l'effet de la courbure du vitrage d'une unité scellée sur le coefficient de déperdition thermique (U) pour les trois zones de transfert thermique, ii) quantifier l'impact de l'infiltration/exfiltration d'air à travers le cadre sur le rendement énergétique (RE) et le rendement énergétique spécifique (RES) pour différents débits et différentes températures extérieures et iii) vérifier l'interaction entre la boucle de convection et le transfert thermique en bordure du vitrage. L'objectif du volet expérimental consistait à déterminer la distribution de température sur la surface 3 d'une fenêtre à l'aide de cristaux liquides thermochromiques. Les buts visés étaient de vérifier l'isothermicité de la température de surface et de quantifier l'impact de la courbure du vitrage sur les températures mesurées.

Sommaire des travaux de la présente étude

L'anatomie d'une fenêtre ainsi qu'une présentation détaillée de la norme du RE et du RES ont fait l'objet du premier chapitre. Une évaluation critique de la norme actuelle a également été présentée dans ce chapitre. Le deuxième chapitre a présenté une revue bibliographique des sujets traités dans cette thèse. Le modèle mathématique, la méthodologie numérique et les résultats de validation du code CVFEM ont fait l'objet du chapitre 3. Ce dernier chapitre présente également la méthodologie utilisée pour le calcul du transfert thermique radiatif dans l'unité scellée ainsi que les équations utilisées pour le calcul de la courbure du vitrage. Le chapitre 4 présente la technique expérimentale. Les

sources d'incertitudes ont été identifiées et quantifiées. La technique de fabrication de la fenêtre et le montage expérimental ont également été présentés dans ce dernier chapitre. Les résultats de la prise en compte de l'interaction entre la conduction thermique dans le cadre et l'infiltration d'air sur le RE d'une fenêtre ont été présentés au chapitre 5. De plus, l'impact du transfert thermique conjugué dans le cadre ainsi que la variation du débit d'infiltration en fonction de la température extérieure sur le RES ont été évalués dans ce chapitre. Le chapitre 6 présente les résultats numériques et expérimentaux d'une étude sur le transfert thermique de la fenêtre décrite au chapitre 4. Finalement, le chapitre 7 traite spécifiquement du transfert thermique dans les unités scellées. Trois géométries ont été étudiées, soient une cavité parallélépipédique avec un rapport de forme de 40 et deux cavités courbées avec A=20. Les résultats du code CVFEM sont comparés aux résultats numériques et expérimentaux obtenus par Lartigue (1999) de l'I.N.S.A. de Toulouse.

Principaux résultats

Les résultats du chapitre 5 sont présentés sous forme d'une différence entre la valeur du rendement énergétique évaluée par la norme et celle donnée en tenant compte des modifications proposées. Les tableaux 5.3, 5.10 et 5.11 montrent que le transfert thermique conjugué dans le cadre affecte de façon significative la valeur du coefficient U_f, ainsi que la température de l'air à la sortie t_s. Par conséquent, le terme relié à l'infiltration dans l'équation du $\dot{RE}$ et les termes F et I de l'équation du $\dot{\overline{RES}}$ (voir section 5.5.1) sont affectés par le transfert de chaleur conjugué.

Au niveau des fichiers météorologiques, des différences importantes sont observées entre les données de la norme canadienne et les données météo de la présente étude ainsi que celles de deux autres sources indépendantes. En utilisant des fichiers météo identiques, les résultats du chapitre 5 montrent des écarts qui varient de 0,50 W/m^2 à 4,15 W/m^2 entre les RES calculés selon la norme et le $\dot{\overline{RES}}$. Les types de cadre étudiés (cadre en

"L" ou en "Z") n'ont pas d'influence significative sur ces écarts. Par contre, les différences entre les ***RES*** sont diminuées approximativement de moitié lorsque le débit d'infiltration nominal est diminué du tiers en passant de A2 à A3. Pour le ***RE***, les écarts augmentent proportionnellement à l'augmentation du débit d'infiltration.

Au chapitre 6, les isothermes pour les cas à plaques parallèles et à plaques courbées ont permis de mettre en évidence l'asymétrie entre les moitiés inférieure et supérieure de la fenêtre. Tel que montré aux tableaux 6.3 et 6.6, il existe des écarts relativement importants au niveau du coefficient de déperdition thermique entre les parties inférieure et supérieure. Pour une même hauteur, la boucle de convection génère également des différences entre les coefficients U sur les surfaces intérieure et extérieure de la fenêtre. Par conséquent, le transfert de chaleur est nettement bidimensionnel.

Les lignes de courant présentées pour les cas $w_c = 0{,}0$ mm et $w_c = 2{,}6$ mm montrent que la courbure du vitrage influence la structure de l'écoulement dans l'unité scellée. Le transfert thermique est affecté par la courbure et les nombres de Nusselt globaux sont différents pour les deux cas (figure 6.14). La comparaison des coefficients U, calculés par FRAME et VISION avec ceux obtenus dans la présente étude, montre des écarts significatifs entre les deux approches. Pour la géométrie simulée, ces progiciels commerciaux surestiment la valeur de U_w de 16%.

Les résultats expérimentaux obtenus à l'aide de cristaux liquides thermochromiques montrent une chute de température importante en bordure du vitrage. L'intercalaire qui agit comme pont thermique est principalement responsable de cette chute de température. L'effet de la boucle de convection est nettement visible sur les températures de surface mesurées. Les variations de température à la surface du vitrage sont importantes et couvrent complètement la plage d'utilisation des cristaux liquides qui est comprise entre 0 et 10 °C. Les variations de la température en fonction de la hauteur présentées aux figures 6.18 et 6.22, illustrent bien cette observation. Des fluctuations, qui sont

inférieures à l'incertitude expérimentale, sont également observées sur les profils de température. La comparaison des résultats entre la fenêtre à plaques parallèles et le cas ou il existe une courbure au centre du vitrage égale 2,6 mm a montré une différence d'environ 1 °C dans la région centrale du vitrage.

La comparaison numérique-expérimentale des profils de température verticaux est présentée à la figure 6.23. Sauf pour la partie supérieure de la fenêtre, où l'écart est minime, les différences sont supérieures à l'incertitude expérimentale et peuvent atteindre 4 °C. Plusieurs hypothèses ont été proposées pour expliquer ces écarts.

Les composantes adimensionnelles des vitesses d'écoulement dans une cavité parallélépipédique sont présentées aux figures 7.8, 7.10 et 7.11. Les résultats de la présente étude sont comparés aux résultats numériques et expérimentaux de Lartigue (1999). L'accord entre les observations numériques et expérimentales est très bon, les caractéristiques principales de l'écoulement étant reproduites par le code CVFEM. Les isothermes présentées aux figures 7.16, 7.24 et 7.25 montrent l'impact des cellules de convection secondaires sur le champ de température. Le déplacement des cellules en fonction du temps est décrit pour chaque simulation présentée. Le tableau 7.4 montre que pour le cas A=40, cette vitesse de déplacement diffère des observations expérimentales. Cependant, l'accord au niveau de la vitesse maximale de l'écoulement est excellent.

Recommandations

L'étude portant sur l'impact du transfert de chaleur conjuguée sur le rendement énergétique spécifique a permis de mettre en évidence des écarts importants entre les fichiers météorologiques de la norme et ceux de la présente étude. Deux autres sources indépendantes ont confirmé la validité de nos données météo. À la lumière de ces observations, les données météo utilisées dans la norme devraient être revues et corrigées s'il y a lieu.

Les écarts entre les *RE* et *RES* calculés selon la norme et les résultats obtenus avec l'approche proposée sont significatifs et des solutions pour améliorer la norme actuelle méritent d'être étudiés. Une étude expérimentale venant appuyer les observations exposées dans ce document serait souhaitable.

Comme il a été mentionné au chapitre 6, il n'existe pas de corrélation permettant d'évaluer le coefficient de convection sur la surface 4 d'une unité scellée. Lors de la dernière conférence annuelle de ASHRAE en juin 2000, plusieurs chercheurs ont souligné l'importance d'intensifier les recherches dans cette voie. De meilleures corrélations permettraient d'augmenter le degré de réalisme des simulations numériques et ainsi permettre des comparaisons quantitatives avec les données expérimentales. Une évaluation précise du coefficient de film sur la surface 4 permettrait de prédire la température de surface du vitrage. Cette donnée est essentielle notamment pour l'étude de la résistance à la condensation des fenêtres. La technique expérimentale présentée dans cette thèse est à notre avis une avenue intéressante pour la détermination du coefficient de film local sur la surface 4. L'utilisation de cette technique en parallèle avec l'utilisation d'une caméra infrarouge permettrait d'obtenir simultanément une cartographie de température sur les surfaces 3 et 4 et par conséquent de déterminer le flux de chaleur local sur la surface du vitrage.

Les résultats obtenus ont montré que l'intervalle de température choisi pour les cristaux liquides était trop restreint. Il n'a pas été pas possible de mesurer simultanément les extrémums de température sur la surface vitrée. L'utilisation de cristaux liquides possédant une zone cholestérique plus large serait souhaitable. De plus, l'adhésif qui assure le contact entre la feuille de cristaux liquides et la plaque de verre devrait être éliminé. L'adhésif pourrait être en partie responsable de la non-uniformité de l'angle de teinte observé sur les images captées par la caméra.

L'effet de la courbure sur les températures de surface n'a pas été clairement mis en évidence. Il aurait été intéressant de vérifier l'impact de la courbure du vitrage sur les températures de surface pour des courbures plus importantes. Cependant, des essais préliminaires de courbure réalisés ont conduit à la rupture du verre de l'unité scellée. Compte tenu des dimensions restreintes de l'unité scellée et la faible épaisseur des plaques de verre, il était risqué d'imposer une courbure supérieure à 2,6 mm. Une unité scellée de plus grande dimension permettrait à notre avis de mettre davantage en évidence l'effet de la courbure sur les températures mesurées. Par contre, pour conserver la même résolution spatiale, l'utilisation d'une caméra numérique pouvant photographier une surface plus grande tout en conservant la même résolution serait souhaitable.

Étant donné la quantité très limitée de résultats expérimentaux mis à notre disposition et le temps de calcul important exigé pour chaque simulation, l'étude sur le transfert thermique dans les unités scellée n'a présenté qu'un survol des types d'écoulement susceptibles d'être rencontrés dans les unités scellées soumises à des conditions réelles. L'équipe du professeur Wright de l'université de Waterloo a récemment (Wright, 2000b) présenté des résultats préliminaires d'une étude expérimentale sur les types d'écoulement observés dans des cavités à grand rapport de forme. Des visualisations de l'écoulement dans une cavité pour plusieurs nombres de Rayleigh, partant du régime de conduction au régime pleinement turbulent, ont été présentées. Le code numérique développé dans ce travail, pourrait être utilisé pour simuler les expériences de Wright dans le régime laminaire. À plus long terme, une étude du transfert thermique dans des unités scellées incluant une vérification systématique du nombre et de la vitesse de déplacement des cellules secondaires en fonction de A et Ra, serait souhaitable. À notre connaissance, ce type d'étude pour des unités scellées à grand rapport de forme n'a pas été effectué. Finalement, des simulations numériques tridimensionnelles permettraient de quantifier l'influence des conditions frontières latérales sur l'écoulement.

RÉFÉRENCES

AKINO, N., KUNIGI, T., ICHIMIYA, K., MITSUSHIRO, K. et UEDA, M., (1989). Improved Liquid-Crystal Thermometry Excluding Human Color Sensation. Journal of Heat Transfer, Vol. 111, 558-565.

AKIYAMA, M. et CHONG, Q.P. (1997). Numerical Analysis of Natural Convection with Surface Radiation in a Square Enclosure. Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 31, 419-433.

ARASTEH, D. (1989). An Analysis of Edge Heat Transfer in Residential Windows. Compte rendu ASHRAE/DOE/BTECC Conference, Thermal Performance of the Exterior Envelopes of Buildings IV, 376-387.

ARPACI, V.S. (1966). Conductive Heat Transfer. Addison-Wesley.

ASHRAE, (1975), Standard Measurement Guide-Engineering Analysis of Experimental Data, ASHRAE Standard 41.5-75.

ASHRAE, (1996). ASHRAE Standard, Standard Method for Determining and Expressing the Heat Transfer and Total Optical Properties of Fenestration Products. Public Review Draft, BSR/ASHRAE Standard 142P.

ASHRAE, (1997). ASHRAE Handbook of Fundamentals – SI Version.

ASTM, (1983). Manual on the Use of Thermocouples in Temperature Measurement, ASTM STP 470B.

ASTM, (1984). Standard E283-84, Rate of Air Leakage Through Exterior Windows, Curtain Walls and Doors.

BAILEY, C., FRYER, Y.D., CROSS, M. et CHOW, P. (1993). Predicting the Deformation of Castings in Molds Using a Control Volume Approach in Unstructured Meshes. In Mathematical Modelling for Material Processing, ed. Cross, M., Oxford University Press, U.K.

BALAJI, C. et VENKATESHAN, S.P. (1993). Interaction of Surface Radiation with Free Convection in a Square Cavity. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 14, No. 3, 260-266.

BALAGI, C. et VENKATESHAN, S.P. (1994a). Combined Surface Radiation and Free Convection in Cavities. Journal of Thermophysics and Heat Transfer, Vol. 8, No. 2, 373-376.

BALAGI, C. et VENKATESHAN, S.P. (1994b). Correlation for Free Convection and Surface Radiation in a Square Cavity. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 15, No. 3, 249-251.

BALAGI, C. et VENKATESHAN, S.P. (1995). Combined Convection, Conduction and Radiation in a Slot. International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 16, No. 2, 139-144.

BALIGA, B.R. (1978). A Control-Volume Based Finite Element Method for Convective Heat and Mass Transfer. Thèse de doctorat, University of Minnesota, Minneapolis, USA.

BALIGA, B.R. (1996). Control-Volume Finite-Element Methods for Fluid Flow and Heat Transfer. Advances in Numerical Heat Transfer, Vol. 1, 1-39.

BALIGA, B.R. et PATANKAR, S.V. (1980). A New Finite Element Formulation for Convection-Diffusion Problems. Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 3, 393-409.

BALIGA, B.R. et PATANKAR, S.V. (1983). A Control Volume Finite-Element Method for Two-Dimensional Fluid Flow and Heat Transfer. Numerical Heat Transfer, Part A, Vol. 6, 245-261.

BARRETT, R., BERRY, M., et CHAN T.F. (1994). Templates for the Solution of Linear Systems: Building Blocks for Iterative Methods, SIAM, Philadelphia, USA.

BAUGHN, J.W., MAYHEW, J.E., ANDERSON, M.R. et BUTLER, R.J. (1998). A Periodic Transient Method Using Liquid Crystals for the Measurement of Local Heat Transfer Coefficients. Transactions of the ASME, Vol. 120, 772-777.

BATCHELOR G.K. (1954). Heat Transfer by Free Convection Across a Closed Cavity Between Vertical Boundaries at Different Temperatures, Quarterly of Applied Mathematics, Vol. XII, No. 3, 209-233.

BEJAN, A. (1984). Convection Heat Transfer. John Wiley & Sons, New-York.

BEJAN, A. et TIEN, C.L. (1978). Laminar Natural Convection Heat Transfer in a Horizontal Cavity with Different End Temperatures. Journal of Heat Transfer, Vol. 100, 641-647.

BERNIER, M.A. et BOURRET, B. (1997). Effects of Glass Plate Curvature on the U-Factor of Sealed Insulated Glazing Units. ASHRAE Transactions, Vol. 103, No. 1, 270-277.

BERNIER, M.A. et HALLÉ, S. (2000). Influence de l'infiltration d'air sur le rendement énergétique des fenêtres résidentielles. Rapport CDT projet N0019.

BOURRET, B., BERNIER, M.A. et PINGLOT, M. (1995). Étude thermo-mécanique sur les double vitrages scellés. 2ième colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la thermique des systèmes à température modérée, Université de Sherbrooke, 72-82.

CAMCI, C., KIM, K. et HIPPENSTEELE, S.A. (1992). A New Hue Capturing Technique for the Quantitative Interpretation of Liquid Cristal Images Used in Convective Heat Transfer Studies. Journal of Turbomachinery, Vol. 114, 765-775.

CANADIAN STANDARD ASSOCIATION. (1998a). Energy Performance Evaluation of Windows and Sliding Glass Doors. CAN/CSA A440.2 et A440.3.

CANADIAN STANDARD ASSOCIATION. (1998b). Windows, CSA Standard A440 and A440.1.

CANMET. (1996a). Finite-Difference Computer Program to Evaluate Thermal Performance of Window Frame System - FRAME Version 4.0, Enermodal Engineering Limited, Waterloo, Canada.

CANMET. (1996b). Effect of Window Infiltration on Annual Energy Use, Enermodal Engineering Limited, Waterloo, Canada.

CANMET. (1999). Energy-Saving Windows, http://www.nrcan.gc.ca/es/etb/cetc/etcframe.htm

CASTELLANO, J.A. et BROWN, G.H. (1973a). "Thermotropic Liquid Crystals" Part 1. The Underlying Science. Chemtec, 47-52.

CHAIT, A. et KORPELA, S.A. (1989). The Secondary Flow and its Stability for Natural Convection in a Tall Vertical Enclosure. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 200, 189-216.

CHIHAOUI, A., MASLANIK, M.K. et SANI, R.L. (1988). Steady Three-Dimensional Thermal Convection in a Vertical Rectangular Enclosure. Communication Applied Numerical Methods, Vol. 4, 825-834.

CNRC, (1997). Code modèle national de l'énergie pour les habitations. Canada.

COOPER, T.E., FIELD, R.J. et MEYER, J.F. (1975). Liquid Crystal Thermography and Its Application to the Study of Convective Heat Transfer. ASME Journal of Heat Transfer, Vol. 97, 442-450.

CURCIJA, D. (1992). Three-Dimentional Finite Element Model of Overall, Nighttime Heat Transfer Through Fenestration Systems. Thèse de doctorat, University of Massachusetts, USA.

CURCIJA, D., AMBS, L.L. et GROSS, W.P. (1989). A Comparison of European and North American Window U-Value Calculation Procedures. ASHRAE Transactions, CH-89-5-1, 595-591.

CURCIJA, D. et GROSS, W.P. (1993). Two-Dimensional Natural Convection Over the Isothermal Indoor Fenestration Surface - Finite Element Numerical Solution. ASHRAE Transactions, Vol. 99, No. 1, 274-287.

CURCIJA, D. et GROSS, W.P. (1994). Two-Dimensional Finite-Element Model of Heat Transfer in Complete Fenestration Systems. ASHRAE Transactions, Vol. 100, No. 2, 1207-1221.

De ABREU, P. F. (1996). Modeling the Thermal Performance of Windows Using a Two-Dimensional Finite Volume Model. Thèse de doctorat, University of Waterloo, Canada.

De ABREU, P. F., SULLIVAN, H.F., FRASER, R.A. et WRIGHT, J.L. (1996). A Study of Insulated Glazing Unit Surface Temperature Profiles Using Two-Dimensional Computer Simulation. ASHRAE Transactions, SA-96-6-3, 497-507.

DENG, G.B., PIQUET, J. QUEUTEY, P. et VISONNEAU, M. (1994). A New Fully Coupled Solution of the Navier-Stokes Equations. International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 19, 605-639.

DICKINSON, R.R. (1991). Interactive Analysis of the Topology of 4-D Vector Fields. IBM Journal of Research and Development, Vol. 35, No. 1-2, 59-66.

ECKERT, E.R.G. et CARLSON, W.O. (1961). Natural Convection in a Air Layer Enclosed Between Two Vertical Plates at Different Temperatures. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 2, 106-129.

ELDER, J.W. (1965). Laminar Free Convection in a Vertical Slot. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 23, Part 1, 77-98.

ELMAHDY, H. (1996). Surface Temperature Measurement of Insulated Glass Units Using Infrared Thermography. ASHRAE Transactions, Vol. 102, Part 2.

ELSHERBINY, S.M., RAITHBY, G.D. et HOLLANDS, K.G.T. (1982). Heat Transfer by Natural Convection Across Vertical and Inclined Air Layers. Journal of Heat Transfer, Vol. 104, 96-102.

FERGUSON, W.J. (1998). The Control Volume Finite Element Numerical Solution Technique Applied to Creep in Softwoods. International Journal of Solids Structures, Vol. 35, No. 13, 1325-1338.

FINLAYSON, B.A. (1972). The Method of Weighted Residuals and Variational Principles, Academic Press, New-York.

FUCHS, L. et TILLMARK, N. (1985). Numerical and Experimental Study of Driven Flow in a Polar Cavity. International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 5, 311-329.

FUNG, L.S., HIEBERT, A.D. et NGHIEM, L.X. (1992). Reservoir Simulation with a Control Volume Finite Element Method. SPE Reservoir Engineering, Vol. 38, 451-467.

FRIEDEL, G. (1922). Les états mésomorphes de la matière. Ann. Physics, Vol. 18 .

GILL, A.E. (1966). The Boundary-Layer Regime for Convection in a Rectangular Cavity. Journal of Fluid Mechanics, Part 3, 515-536.

GOLDSTEIN, R.J. et TIMMERS, J.F. (1982). Visualization of Heat Transfer from Arrays of Impringing Jets. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 25, No. 12, 1857-1868.

GRAY, D.D. et GIORGINI, A. (1976). The Validity of the Boussinesq Approximation for Liquids and Gases. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 19, 545-551.

GRIFFITH, B.T., TÜRLER, D. et ARASTEH, D.K. (1996). Surface Temperatures of Insulated Glazing Units: Infrared Thermography Laboratory Measurements. ASHRAE Transactions, SA-96-6-1, 479-488.

HALLCREST PRODUCTS. (1991). The Hallcrest Handbook of Thermochromic Liquid Crystal Technology, Manufacturer Catalogue, Il, USA.

HALLÉ, S. et BERNIER, M.A. (1997). Influence de l 'infiltration d'air sur le rendement énergétique global d'une fenêtre. 3ième colloque Interuniversitaire Franco-Québécois sur la thermique des systèmes à température modérée . INSA de Toulouse, 239-244.

HALLÉ, S., BERNIER, M.A. et PINEL, P. (1996). Gas Content Determination in Insulating Glazing Units Based on Thermal Measurements. Symposium on Thermal and Fluids Engineering – CSME , Hamilton, Canada.

HALLÉ, S., BERNIER, M.A., PATENAUDE, A. et JUTRAS, R. (1998). The Combined Effect of Air Leakage and Conduction Heat Transfer in Window Frames and its Impact on the Canadian Energy Rating Procedure. ASHRAE Transactions , Vol. 104, No.1.

HALLÉ, S., BERNIER, M.A. (2000). Surface Temperature Measurements Inside an Insulated Glazing Unit Using Liquid Crystals. ASHRAE Transactions, MN-00-7-1, 591-600.

HARLOW, F.H. et WELCH, J.E. (1965). Numerical Calculation of Time Dependent Viscous Incompressible Flow of a Fluid with Free Surface. Physics of Fluids, Vol. 8, 2182-2189.

HARMS, T.M., VON BACKSTRÖM, T.W. et PRIEUR du PLESSIS, J. (1996). Simplified Control-Volume Finite-Element Method, Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 30, 179-194.

HELMAN, J. et HESSELINK, L. (1989). Representation and Display of Vector Field Topology in Fluid Flow Data Sets. IEEE Computer, 27-36.

HENRY, R. et PATENAUDE, A. (1998). Measurements of Window Air Leakage at Cold Temperatures and Impact on Annual Energy Performance of a House, ASHRAE Transactions, Vol. 104, Part 1.

HIPPENSTEELE, S.A., RUSSELL, L.M. et STEPKA, F.S. (1983). Evaluation of a Method for Heat Transfer Measurements and Thermal Visualization Using a Composite of a Heater Element and Liquid Crystals. Transactions of the ASME, Vol. 105, 184-189.

HIPPENSTEELE, S.A., RUSSELL, L.M. et TOORES, F.J. (1985). Local Heat-Transfer Measurements on a Large Scale-Model Turbine Blade Airfoil Using a Composite of a Heater Element and Liquid Crystal. Journal of Engineering for Gas Turbine and Power, Vol. 107, 953-960.

HOANG, Q.H., TOY, N. et SAVORY, E. (1995). Liquid Crystals for Surface Shear Stress Measurements. Flow Visualization VII , Proceedings of the Seventh International Symposium on Flow Visualization, 552-557.

HOLLANDS, K.G.T., UNNY, T.E. et RAITHBY, G.D. (1976). Free Convective Heat Transfer Across Inclined Air Layers. Journal of Heat Transfer, Vol. 98, 189-193.

HOLLANDS, K.G.T. (1978). Fifth Course on Solar Energy Conversion, Free Convection in Solar Collectors, University of Waterloo, Waterloo, Canada.

HOLLINGSWORTH, D.K., BOEHMAN, A.L, SMITH, E.G. et MOFFAT, R.J. (1989). Measurement of Temperature and Heat Transfer Coefficient Distributions in a Complex Flow Using Liquid Crystal Thermography and True-Color Image Processing. ASME Heat Transfer, Vol. 123, 35-42.

HOLMAN, J.P. (1986). Heat Transfer, McGraw-Hill, New-York.

HOOKEY, N.A. (1989). A CVFEM for Two-Dimensional Viscous Compressible Fluid Flow. Thèse de doctorat, Université McGill, Canada.

HOOKEY, N.A. et BALIGA, R.R. (1988). Evaluation and Enhancements of Some Control-Volume Finite Element Methods : Part II - Fluid Flow Problem, Numerical Heat Transfer, Vol.14, 273-293.

HOTTEL, H.C. (1954). Heat Transmission, 3ième ed., McGraw-Hill, New-York.

HUTCHINSON, B.R. et RAITHBY, G.D. (1986). A Multigrid Method Based on the Additive Correction Strategy. Numerical Heat Transfer, Vol. 9, 511-537.

JAYARAM, K.S., BALAJI, C. et VENKATESHAN, S.P. (1997). Interaction of Surface Radiation and Free Convection in an Enclosure with a Vertical Partition, Journal of Heat Transfer, Vol. 119, 641-645.

JULLIEN, S. (1998). Étude de la convection naturelle au sein d'une cavité rectangulaire à grand rapport de forme, Rapport de stage, École Polytechnique de Montréal, Canada.

KETTLEBOROUGH, C.F. et VAN DIJK, H.N. (1992). The Control Volume Finite Element Method as Applied to Transient Laminar Free Convection Between Parallel

Heated Vertical Plates, Second International Conference on Advanced Computational Methods in Heat Transfer , Milan, Italie. Computational Mechanics Inc.

KIM, D.M. et VISKANTA, R. (1984). Effect of Wall Conduction and Radiation on Natural Convection in a Rectangular Cavity. Numerical Heat Transfer, Vol. 7, 449-470.

KLEIN, E.J. (1968). Liquid Crystals in Aerodynamic Testing. Astronautics and Aeronautics. Vol. 6, 70-73.

KLINE, S.J. et McCLINTOCK, F.A. (1953). Describing Uncertainties in Simple-Sample Experiments, Mechanical Engineering, 3-8.

KORPELA, S.A., LEE, Y. et DRUMMOND, J.E. (1982). Heat Transfer Through a Double Pane Window, Journal of Heat Transfer, Vol. 104, 539-544.

KUKREJA, R.T. et LAU, S.C. (1998). Distribution of Local Heat Transfer Coefficient on Surfaces with Solid and Perforated Ribs, Enhanced Heat Transfer, Vol. 5, 9-21.

LARRETEGUY, A.E. (1995). An Equal-Order Control-Volume Finite-Element Method for Fluid Flow in Arbitrary Triangulations. Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 28, 401-413.

LARTIGUE, B., (1999). Contribution à l'étude thermique et dynamique de doubles vitrages courbés, approche numérique et expérimentale. Thèse de doctorat, INSA de Toulouse, France.

LAWRENCE BERKELEY LABORATORY. (1994). Building Technologies Program, Annual Report. http://eande.lbl.gov/BTP/annrep94/.

LAWRENCE BERKELEY LABORATORY. (1995). Energy-Efficient Windows. http://solstice.crest.org/environment/gotwh/general/window/.

LeDAIN-MUIR, B. et BALIGA, B.R. (1986). Solution of Three-Dimensional Convection-Diffusion Problems Using Tetrahedral Element and Flow-Oriented Upwind Interpolation Functions. Numerical Heat Transfer, Vol. 9, 253-276.

LEE, Y. et KORPELA, S.A. (1983). Multicellular Natural Convection in a Vertical Slot. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 126, 91-121.

Le QUÉRÉ, P. (1990). A Note on Multiple and Unsteady Solution in Two-Dimentional Convection in a Tall Cavity. Journal of Heat Transfer, Vol. 112, 965-974.

Le QUÉRÉ, P. et BEHNIA, M. (1998). From Onset of Unsteadiness to Chaos in a Differentially Heated Square Cavity, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 359, 81-107.

LEVEZAC, F. (1996). Mesure de température de surface par cristaux liquides thermochromiques. Application à la détermination de flux convectif. Thèse de doctorat, École National Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace, France.

MASSON, C., SAABAS, H.J. et BALIGA, B.R. (1994). Co-Located Equal-Order Control-Volume Finite Element Method for Two-Dimensional Axisymmetric Incompressible Fluid Flow. International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol. 18, 1-26.

McADAMS, W.H. (1954). Heat Transmission, 3rd ed. McGraw-Hill, New-York.

McCORMICK, S.F. (1989). Multilevel Adaptive Methods for Partial Differential Equations. Frontiers in Applied Mathematics, Vol. 6, Society for Applied Mathematics.

McGOWAN, A.G. (1995). Numerical Prediction of Window Condensation Potential. ASHRAE Transactions, Part 1, Vol. 101, 1-5.

NATIONAL RESEARCH COUNCIL OF CANADA. (1995). Canadian Commission on Building and Fire Codes, National Energy Code for Houses. Second public review.

NOVAK, M.H. et NOWAK, E.S. (1993). Natural Convection Heat Transfer in Slender Windows Cavities. Journal of Heat Transfer, Vol. 115, 476-479.

ONATE, E., CERVERA, M. et ZIENKIEWICZ, O. (1994). A Finite Volume Format for Structural Mechanics. International Journal for Numerical Methods in Engineering, Vol. 37, 181-201.

O'ROURKE, J. (1994). Computational Geometry in C. Cambridge, Cambridge University Press.

OSTRACH, S. (1988). Natural Convection in Enclosures. Journal of Heat Transfer, Vol. 110, 1175-1190.

OSTRACH, S. et MASLEN, H. (1961). International Developments in Heat Transfer: Part IV.

PADRA, C. et LARRETEGUY, A. (1995). A-Posteriori Error Estimator for the Control-Volume Finite-Element Method as Applied to Convection–Diffusion Problems. Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 27, 63-80.

PATANKAR, S.V. (1980). Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, Washington, USA.

PATENAUDE, A. (1991). Sealed Glazing Unit Distortion. Construction Canada , 40-43.

PATENAUDE, A., JUTRAS, R. et GIASSON, C. (1995). Infiltration d'air à travers les fenêtres en fonction d'un gradient de température et d'un gradient de pression, DSS contrat no. 23440-3-9529/01-SQ .

PATTERSON, J.C. et ARMFIELD, S.W. (1990). Transient Features of Natural Convection in a Cavity. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 219, 469-497.

PERAIRE, J., VAHDATI, M., MORGAN, K. et ZIENKIEWICZ, O. C. (1987). Adaptive Remeshing for Compressible Flow Calculations, Journal of Computational Physics, Vol. 72, 449-466.

PILETTE, C.F. et TAYLOR, D.A. (1988). Thermal Stresses in Double-Glazed Windows, Canadian Journal of Civil Engineering, Vol. 15, 807-814.

PRAKASH, C. (1986). An Improved Control Volume Finite-Element Method for Heat and Mass Transfer and for Fluid Flow Using Equal-Order Velocity-Pressure Interpolation, Numerical Heat Transfer, Vol. 9, 253-276.

PRAKASH, C. et PATANKAR, S.V. (1985). A Control Volume Based Finite-Element Method for Solving the Navier Stokes Equations Using Equal-Order Velocity-Pressure Interpolation, Numerical Heat Transfer, Vol. 8, 259-280.

PRESS, W.H., TEUKOLSKY, S.A., VETTERLING, W.T. et FLANNERY, B.P. (1992). Numerical Recipies in C, Cambridge University Press, UK.

RAITHBY, G.D., HOLLAND, K.G.T. et UNNY, T.E. (1976). Free Convection Heat Transfer Across Fluid Layers of Large Aspect Ratios. ASME-AIChE Heat Transfer Conference, St. Louis, Mo.

ROSENOW, W.M., HARTNETT, J.P. et GANIC, E.N. (1985). Handbook of Heat Transfer Fundamentals, McGraw-Hill, New-York.

SAABAS, H.J. (1991). A Control Volume Finite Element Method for Three-Dimensional, Incompressible, Viscous Fluid Flow, Thèse de doctorat, McGill University, Canada.

SAABAS, H.J. et BALIGA, B.R. (1994). Co-Located Equal Order Control-Volume Finite-Element Method for Multidimensional, Incompressible Fluid Flow - Part I: Formulation. Numerical Heat Transfer, Part B, 381-407.

SCHNEIDER, G.E. et RAW, M.J. (1986). A Skewed, Positive Influence Coefficient Upwinding Procedure for Control-Volume Based Finite Element Convection-Diffusion Computation. Numerical Heat Transfer, Vol. 9, 1-26.

SCHNEIDER, G.E. et RAW, M.J. (1987). Control Volume Finite-Element Method for Heat Transfer and Fluid Flow Using Colocated Variable – 1. Computational Procedure. Numerical Heat Transfer, Vol. 11, 363-390.

SCHREY, A.-C., FRASER, R.A. et de ABREU, P.F. (1998). Local Heat Transfer Coefficients for a Flush-Mounted Glazing Unit. ASHRAE Transactions, Vol. 104.

SHADID, J.N. et GOLSTEIN, R.J. (1990). Visualization of Longitudinal Convection Roll Instabilities in an Inclined Enclosure Heated From Below. Journal of Fluid Mechanics, Vol. 215, 61-84.

SHERMAN, M.H. et GRIMSRUD, D.T. (1980). Infiltration-Pressurization Correlation: Simplified Physical Modeling. ASHRAE Transactions, Vol. 86, No. 2.

SHEWEN, E., HOLLANDS, K.G.T. et RAITHBY, G.D. (1996). Heat Transfer by Natural Convection Across a Vertical Air Cavity of Large Aspect Ratio. Journal of Heat Transfer, Vol. 118, 993-995.

SHEWEN, E.C., HOLLANDS, K.G.T. et RAITHBY, G.D. (1989). The Measurement of Surface Heat Flux Using Peltier Effect. Journal of Heat Transfer, Vol. 111, No. 3, 708-803

SIEGEL, R. et HOWELL, J.R. (1981). Thermal Radiation Heat Transfer, 2ième édition, McGraw-Hill, New-York.

SIMONICH, J.R. et MOFFAT, R. (1982). New Technique for Mapping Heat Transfer Coefficient Contours. Review in Science Instruments. 678-683.

SOLVASON, K.R. (1974). Pressure and Stresses in Sealed Double Glazing Units. Technical Paper No. 423 of the Division of Building Reasearch, National Research Council of Canada, Ottawa.

STASIEK, J.A. (1998). Experimental Studies of Heat Transfer and Fluid Flow Across Corrugated–Undulated Heat Exchanger Surfaces. International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 41, No. 6-7, 899-914.

SULLIVAN, H. F. , WRIGHT, J. L. et FRASER, R.A. (1996). Overview of a Project to Determine the Surface Temperatures of Insulated Glazing Units: Thermographic Measurement and 2-D Simulation. ASHRAE Transactions, Vol. 102 , Part 2.

SWAMINATHAN, C.R. et VOLLER, V.R. (1992). Streamline Upwind Scheme for Control-Volume Finite Elements, Part II. Implementation and Comparison with the SUPG Finite Element Scheme. Numerical Heat Transfer, Part B, Vol. 22, 109-124.

TAYLOR, C. et HOOD, P. (1973). A Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations Using the Finite Element Technique, Computational Fluids, Vol. 1, 73-100.

TCHON, K.F. (1992). Simulation numérique du décrochage dynamique sur un profil d'aile en mouvement de rotation Darrieus, Thèse de Doctorat, École Polytechnique de Montréal. Canada.

TIMOSHENKO, S. et WOINOWSKY-KRIEGER, S. (1959). Theory of Flat Plates and Shells , McGraw-Hill.

VALLABHAN, C.V.G., CHOU, G.D. et MINOR, J.E. (1986). Interactive Nonlinear Analysis of Insulating Glass Units. Journal of Structural Engineering, Vol. 112, No.6, 1313-1326.

VAN DOORMAAL, J.P. et RAITHBY, G.D. (1984). Enhancement of the SIMPLE Method for Predicting Incompressible Fluid Flows. Numerical Heat Transfer, Vol. 7, 147-163.

VÖLKER, S., BURTON, T. et VANKA, S.P. (1996). Finite-Volume Multigrid Calculation of Natural-Convection Flow on Unstructured Grids. Numerical Heat Transfer Part B, Vol. 30, 1-22.

WAKITANI, S. (1997). Developement of Multicellular Solutions in Natural Convection in an Air-Filled Vertical Cavity. Journal of Heat Transfer, Vol. 119, 97-101.

WAKITANI, S. (1998). Flow Patterns of Natural Convection in an Air-filled Vertical Cavity. Physics of Fluids, Vol. 10, No. 8, 1924-1928.

WALKER, I.S. et WILSON, D.J. (1993). Evaluation Models for Superposition of Wind and Stack Effect in Air Infiltration. Building and Environment, Vol. 28, No. 2, 201-210.

WINSLOW, A.M. (1967). Numerical Solution of the Quasilinear Poisson Equation in a Nonuniform Mesh. Journal of Computational Physics, Vol. 2, 149-172.

WÖRNER, J.-D., SHEN, X. et SAGMEISTER, B. (1993). Determination of Load Sharing in Insulating Glass Units. Journal of Engineering Mechanics, Vol. 119, No. 2, 386-392.

WRIGHT, J.L. (1990). The Measurement and Computer Simulation of Heat Transfer in Glazing Systems. Thèse de Doctorat, University of Waterloo, Canada.

WRIGHT, J.L. et SULLIVAN, H.F. (1988). Glazing System U-Value Measurement Using a Guarded Heater Plate Apparatus. ASHRAE Transactions, Vol. 94, Part 2, 1325-1336.

WRIGHT, J.L. et SULLIVAN, H.F. (1989a). Thermal Resistance Measurement of Glazing System Edge-Seals and Seal Materials Using a Guarded Heater Plate Apparatus. ASHRAE Transactions, Vol. 95, Part 2, 766-771.

WRIGHT, J.L. et SULLIVAN, H.F. (1989b). Natural Convection in Sealed Glazing Units: A Review. ASHRAE Transactions , Vol. 95 , Part 1 , 592-603.

WRIGHT, J.L. et SULLIVAN, H.F. (1994). A Two-Dimensional Numerical Model for Natural Convection in a Vertical, Rectangular Window Cavity. ASHRAE Transactions, Vol. 100, Part. 2, 1193-1206.

WRIGHT, J.L. et SULLIVAN, H.F. (1995). A Two-Dimensional Numerical Model for Glazing System Thermal Analysis. ASHRAE Transactions, CH-95-8-3.

WRIGHT, J.L. (2000). Communication personnelle.

YEOH G.H., de VAHL DAVIS, G. et LEONARDI, E. (1989). Heat Transfer Across a Double-Glazed Window with Convective Boundary Conditions. Proceeding of Numerical Methods in Thermal Problems VI, Vol. 1, 355-365.

ZHAO, Y., CURCIJA, D. et GROSS, W.P. (1996). Condensation Resistance Validation Project - Detailed Computer Simulations Using Finite Element Methods. ASHRAE Transactions, Vol.102, Part 2.

ZHAO, Y., CURCIJA, D. et GROSS, W.P. (1997). Prediction of the Multicellular Flow Regime of Natural Convection in Fenestration Glazing Cavities. ASHRAE Transactions, Vol.103, Part 1, 1009-1020.

ZIENKIEWICZ, O.C. (1977). The Finite Element Method, McGraw-Hill.

ANNEXE I

RENDEMENT ÉNERGÉTIQUE SPÉCIFIQUE (RES)

L'équation 1.3 présentée au chapitre 1, permet l'évaluation du rendement énergétique moyen pour l'ensemble du Canada. Il est également possible de calculer un rendement énergétique spécifique (*RES*) à une ville et une orientation donnée. Le *RES* est évalué au moyen de l'équation suivante:

$$RES = [SHGC_w \times F_S] - U_w \times (t_i - t_o) - K_{PF} \times \left(\frac{L_{75}}{A_w} \right) \qquad \textbf{(I.1)}$$

Certains paramètres ont déjà été définis en rapport avec l'équation 1.3. Les nouveaux paramètres qui apparaissent dans la dernière relation sont:

F_S est la moyenne du rayonnement solaire incident sur une fenêtre pour une ville spécifique durant les heures de chauffage (W/m^2);

t_i est la température intérieure moyenne durant la saison de chauffage (^oC);

t_o est la température extérieure moyenne de la localité en question durant la saison de chauffage (^oC);

K_{PF} est un facteur de conversion et un facteur de pression local qui tient compte des différentiels de pression causés par le vent et l'effet de cheminée ($W\text{-}h/m^3$).

On peut retrouver dans la norme les valeurs de F_S, K_{PF} et $(t_i - t_o)$ pour différentes orientations et plusieurs villes canadiennes. À titre indicatif, ces valeurs pour Montréal sont données au tableau I.1.

Tableau I.1: Valeurs de K_{PF}, F_S et $(t_i - t_o)$ pour Montréal

Montréal	K_{PF} = 0,407 W-h/m^3			$(t_i - t_o)$ =22,7 K		
	F_S (W/m^2)					
SGI*	S	SE-SW	E-O	NE-NO	N	Moyenne des orientations S-E-O-N
0,044	117	97,8	63,3	40,1	35,4	69,8
0,174	112.2	93,6	60,3	38,2	33,8	66,7

*SGI est un indice de gains solaires défini dans la norme

Le tableau I.2 permet de comparer l'importance de chacun des termes de l'équation I.1. Les calculs ont été effectués à l'aide des données du tableau I.1 pour Montréal et pour la valeur moyenne de F_S tabulée dans la dernière colonne du tableau I.1.

Tableau I.2: Importance relative des termes de l'équation du *RES*

Type de fenêtre	$SHGC_w$	U_w (W/m^{2}K)	L_{75} (m^3/h)	$F_S \times SHGC_w$ (W/m^2)	$-(t_i - t_o) \times U_w$ (W/m^2)	$-K_{PF} \times \frac{L_{75}}{A_w}$ (W/m^2)	*RES* (W/m^2)
1	0,35	1,50	5,61	24,43	-34,09	-3,12	-12,78
	0,35	1,50	1,87	24,43	-34,09	-1,04	-10,70
2	0,6	2,86	5,61	41,88	-64,90	-3,12	-26,14
	0,6	2,86	1,87	41,88	-64,90	-1,04	-24,06

Note Fenêtre 1: Fenêtre ouvrante avec un cadre en bois, unité scellée double remplie d'argon, présence d'un film à faible émissivité et intercalaire isolé, périmètre de fente = 3,4 m et A_w = 0,732 m^2.

Fenêtre 2: Fenêtre ouvrante avec un cadre en aluminium (avec bris thermique), unité scellée double remplie d'air sans film ou dépôt à faible émissivité et intercalaire métallique, périmètre de fente = 3,4 m et A_w = 0,732 m^2.

Les observations mentionnées dans la section 1.4.2 concernant l'équation du *RE* sont également applicables ici. Tout comme pour les résultats présentés au tableau 1.1 pour les valeurs de *RE* moyen, les résultats pour le *RES* de Montréal indiquent que l'infiltration représente un faible pourcentage des pertes par conduction et que ce pourcentage est plus élevé pour les fenêtres plus performantes.

ANNEXE II

DÉTERMINATION DU DÉBIT D'INFILTRATION

La détermination des pertes thermiques par infiltration dans le calcul du *RE* et du *RES* repose sur l'évaluation du débit d'infiltration d'une fenêtre soumise à une différence de pression de 75 Pa. Ce débit, noté L_{75}, est basé sur les résultats d'essais expérimentaux réalisés selon la norme ASTM E283 (ASTM, 1984). Ces essais permettent de mesurer l'étanchéité des fenêtres dans des conditions isothermes (20 °C de part et d'autre de l'échantillon). La figure II.1 montre une vue schématique du montage expérimental permettant la détermination de L_{75}. Le taux d'infiltration est déterminé indirectement à l'aide d'un débimètre qui mesure le débit nécessaire d'air comprimé pour maintenir une différence de pression de 75 Pa entre la chambre d'essai et le laboratoire.

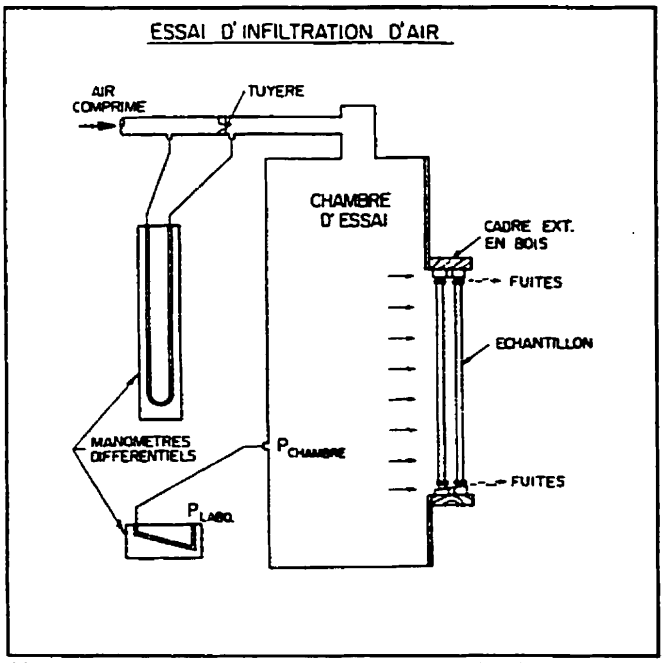


Figure II.1: Montage type pour l'évaluation des infiltrations d'air

Suite à ces résultats il est possible de classer la fenêtre selon son niveau d'infiltration (tableau II.1). À titre d'exemple, une fenêtre est classée A2 si le débit d'infiltration mesuré est compris entre 1,65 et 0,55 m^3/h par mètre de fente. Mentionnons que la plupart des fenêtres se classent dans les catégories A2 et A3.

Tableau II.1: Débits d'infiltration définis par la norme (CSA,1998b)

Niveau	Débit d'infiltration (m^3/h par m de fente)
A1	4,95
A2	1,65
A3	0,55

ANNEXE III

CALCUL DU FACTEUR DE FORME

III.1 Définition

Le facteur de forme F_{i-j} est défini comme étant la fraction de la radiation qui quitte une surface i pour être interceptée par une surface j. En faisant référence à la figure III.1, la détermination du facteur de forme requiert l'évaluation d'une intégrale double.

$$F_{i-j} = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} \int_{A_j} \frac{\cos\theta_i \cos\theta_j}{\pi R^2} dA_j dA_i \qquad \textbf{(III.1)}$$

où θ_i et θ_j sont, respectivement, les angles entre le segment R et les normales aux surfaces A_i et A_j. Le segment R relie le centre du segment $\overline{ad}$ au centre du segment $\overline{bc}$.

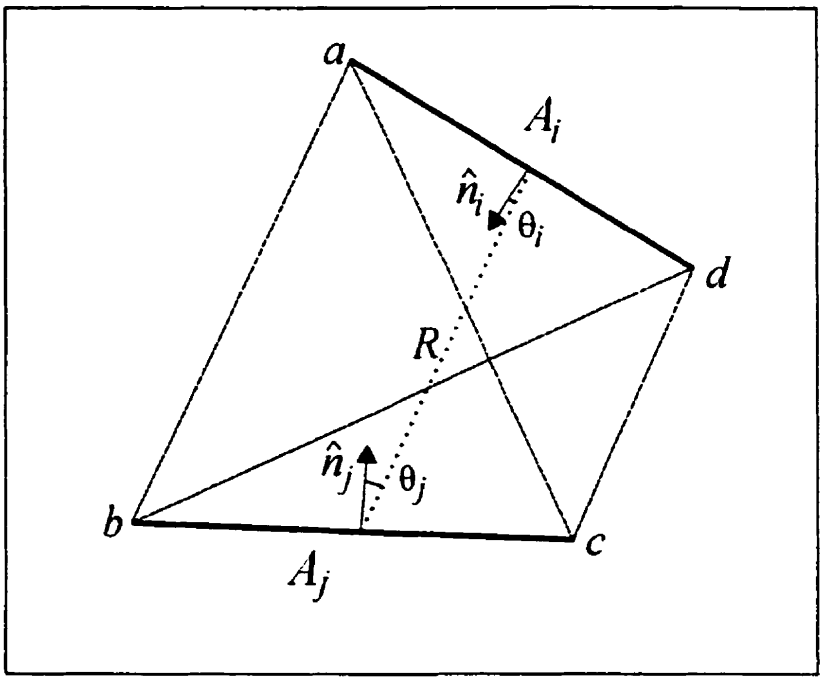


Figure III.1: Nomenclature utilisée pour le calcul du facteur de forme

III.2 Règle de Hottel

Considérons le cas où les surfaces A_i et A_j ont une longueur infinie dans la plan de la figure. Le facteur de forme F_{ad-ab} dans le triangle virtuel formé par les segments $\overline{ad}$, $\overline{ab}$ et $\overline{bd}$ peut être déterminé a partir des surfaces respectives occupées par chaque segment.

$$A_{ad} F_{ad-ab} = \frac{A_{ad} + A_{ab} - A_{bd}}{2} \qquad \textbf{(III.2)}$$

Pour le triangle *acd*, nous avons une relation similaire:

$$A_{ad} F_{ad-dc} = \frac{A_{ad} + A_{dc} - A_{ac}}{2} \qquad \textbf{(III.3)}$$

Puisque les surfaces de la figure III.1 ne se voient pas, la somme des facteurs de forme dans le quadrilatère *abcd* doit être égale à 1.

$$F_{ad-ab} + F_{ad-j} + F_{ad-dc} = 1 \qquad \textbf{(III.4)}$$

Dans la dernière expression, le segment $\overline{bc}$ a été remplacé par l'indice *j*.

En remplacant les facteurs de forme par leurs expressions respectives données par III.2 et III.3, on a:

$$A_{ad} F_{ad-j} = A_{ad}\left(1 - F_{ad-ab} - F_{ad-dc}\right) = \frac{A_{bd} + A_{ac} - A_{ab} - A_{dc}}{2} \qquad \textbf{(III.5)}$$

Notons que $F_{ad-j} = F_{i-j}$ et $A_{ad} = A_i$, par conséquent:

$$F_{i-j} = \frac{A_{bd} + A_{ac} - A_{ab} - A_{dc}}{2A_{ad}} \qquad \textbf{(III.6)}$$

L'expression III.6 permet l'évaluation du facteur de forme pour chaque segment limité par les nœuds du maillage à l'intérieur de la cavité de l'unité scellée.

ANNEXE IV

DÉTERMINATION DES CONSTANTES POUR UNE INTERPOLATION BILINÉAIRE

IV.1 Coefficients de pression

Considérons l'élément triangulaire de la figure IV.1 délimité par trois nœuds de coordonnée (x_i, y_i). Tel que mentionné à la section 3.6.5, les valeurs de la pression sont stockées aux nœuds de chaque élément.

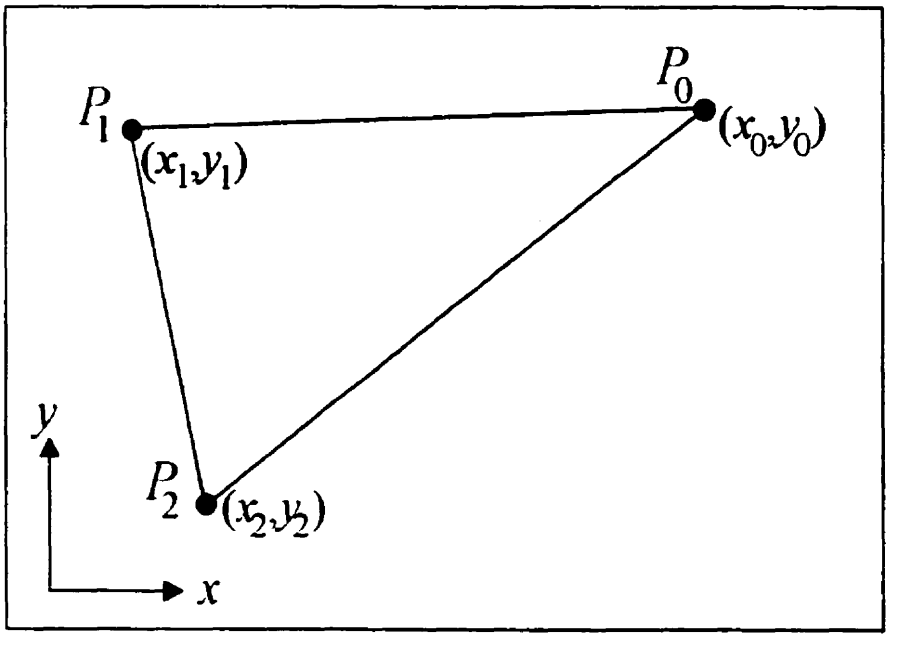


Figure IV.1: Élément triangulaire du domaine de calcul

On cherche a déterminer la pression à l'intérieur de l'élément à l'aide d'une expression de la forme:

$$p(x, y) = ax + by + c \tag{IV.1}$$

Aux sommets de l'élément cette expression devient pour chaque noeud:

$$P_i = ax_i + by_i + c \tag{IV.2}$$

où l'indice *i* fait référence aux numéro des nœuds de l'élément.

La relation IV.2 peut être écrite sous forme matricielle.

$$\begin{bmatrix} 1 & x_0 & y_0 \\ 1 & x_1 & y_1 \\ 1 & x_2 & y_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c \\ a \\ b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_0 \\ P_1 \\ P_2 \end{bmatrix} \tag{IV.3}$$

La solution de ce système matriciel permet d'obtenir une expression pour les coefficients *a*, *b* et *c*. En utilisant la convention de somme d'Einstein, ces coefficients sont:

$$a = ymul_i P_i \ , \ b = xmul_i P_i \quad \text{et} \quad c = xymul_i P_i \tag{IV.4}$$

où
$$ymul = \begin{bmatrix} (y_1 - y_2) \\ (y_2 - y_0) \\ (y_0 - y_1) \end{bmatrix} \cdot \Delta^{-1} \tag{IV.5}$$

$$xmul = \begin{bmatrix} (x_2 - x_1) \\ (x_0 - x_2) \\ (x_1 - x_0) \end{bmatrix} \cdot \Delta^{-1} \tag{IV.6}$$

$$xymul = \begin{bmatrix} (x_1 y_2 - x_2 y_1) \\ (x_2 y_0 - x_0 y_2) \\ (x_0 y_1 - x_1 y_0) \end{bmatrix} \cdot \Delta^{-1} \tag{IV.7}$$

Par conséquent, la pression en un point quelconque à l'intérieur de l'élément peut être déterminée par la relation suivante:

$$p(x, y) = (ymul_i\ P_i)x + (xmul_i\ P_i)y + (xymul_i\ P_i) \qquad \textbf{(IV.8)}$$

Le symbole Δ apparaissant dans les relations IV.5 à IV.7 représente le déterminant de la matrice de l'équation IV.3. À partir de IV.8, il est trivial de déterminer les coefficients du gradient de pression.

$$\frac{\partial p}{\partial x_j} = \left(\Lambda_j\right)_i P_i = \begin{cases} ymul_i\ P_i & j = 0 \\ xmul_i\ P_i & j = 1 \end{cases} \qquad \textbf{(IV.9)}$$

IV.2 Coefficients du terme convectif

Tel que mentionné au chapitre 3, la partie convective des variables dépendantes est interpolée dans le système de coordonnée (ξ, Y) par la relation suivante:

$$\phi^c = A_o^c \xi + B_o^c Y + C_o^c \qquad \textbf{(IV.10)}$$

Un raisonnement similaire à celui de la section précédente, permet d'évaluer les coefficients de la relation IV.10.

$$A_o^c = \left(Ymul_o^c\right)_i \Phi_i \ , \ B_o^c = \left(\xi mul_o^c\right)_i \Phi_i \ \text{ et } \ C_o^c = \left(\xi Ymul_o^c\right)_i \Phi_i \qquad \textbf{(IV.11)}$$

où $$Ymul = \begin{bmatrix} (Y_1 - Y_2) \\ (Y_2 - Y_0) \\ (Y_0 - Y_1) \end{bmatrix} \cdot \Delta^{-1} \qquad \textbf{(IV.12)}$$

$$\xi mul = \begin{bmatrix} (\xi_2 - \xi_1) \\ (\xi_0 - \xi_2) \\ (\xi_1 - \xi_0) \end{bmatrix} \cdot \Delta^{-1} \qquad \textbf{(IV.13)}$$

$$\xi Ymul = \begin{bmatrix} (\xi_1 Y_2 - \xi_2 Y_1) \\ (\xi_2 Y_0 - \xi_0 Y_2) \\ (\xi_0 Y_1 - \xi_1 Y_0) \end{bmatrix} \cdot \Delta^{-1} \qquad \textbf{(IV.14)}$$

où les indices font référence aux numéros des nœuds qui forment l'élément. Le déterminant Δ est donné par:

$$\Delta = (\xi_0 Y_1 + \xi_1 Y_2 + \xi_2 Y_0 - \xi_1 Y_0 - \xi_2 Y_1 - \xi_0 Y_2) \qquad \textbf{(IV.15)}$$

ANNEXE V

VALIDATION DU CODE CVFEM

V.1 Conduction de chaleur dans un parallélépipède de longueur infinie

La première validation présentée consiste à modéliser la conduction de chaleur en régime permanent dans un solide. La figure V.1 montre un parallélépipède de longueur infinie dans la direction z et les conditions frontières appliquées. Dans ce type de problème, la distribution de température dans le matériau n'est fonction que des coordonnées x et y, et est indépendante de la conductivité thermique. En définissant $\zeta = (t - t_0)/(t_1 - t_0)$, une température adimensionnée, l'équation de conservation d'énergie prend alors la forme de l'équation de Laplace:

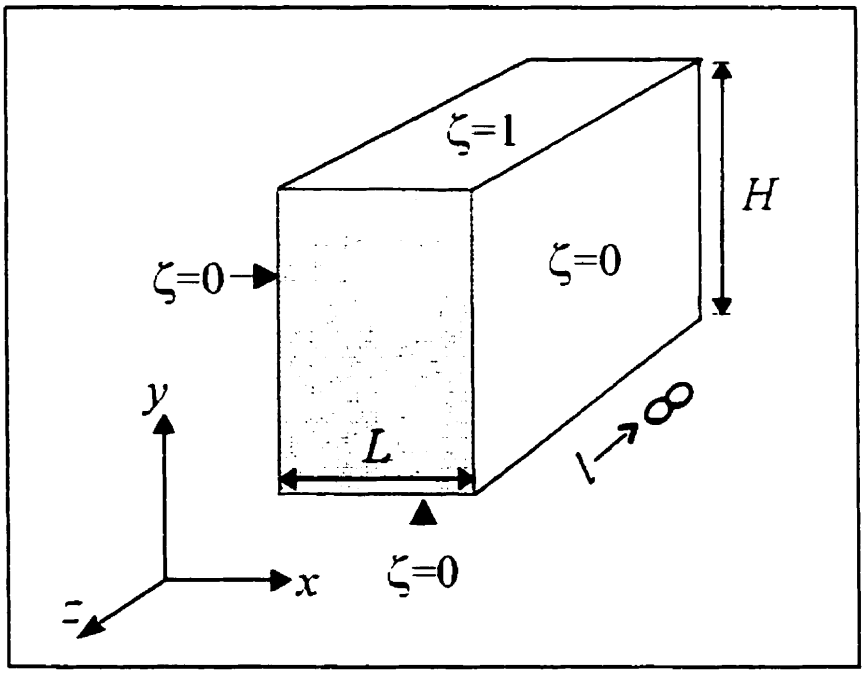


Figure V.1: Parallélépipède de longueur infinie et conditions frontières appliquées

$$\frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \zeta}{\partial y^2} = 0 \qquad \textbf{(V.1)}$$

La hauteur (H) et la largeur (L) du parallélépipède ont été fixées respectivement à 0,1 et 0,07. La distribution de la température dans le solide est obtenue en solutionnant l'équation V.1. La solution analytique, développée par Gebhart (1993), est donnée par:

$$\zeta = \frac{4}{\pi} \sum_{n=1,3,5,\ldots} \frac{1}{n} \frac{\sinh\left[n\pi(y/L)\right]}{\sinh\left[n\pi(H/L)\right]} \sin\left(n\pi \frac{x}{L}\right) \qquad \textbf{(V.2)}$$

La température dans le solide (ζ) donnée par la relation V.2 est comparée à la solution obtenue numériquement avec le code CVFEM sur la figure V.2. L'écart maximal entre les températures obtenues analytiquement et la solution numérique est égal à 0,5%.

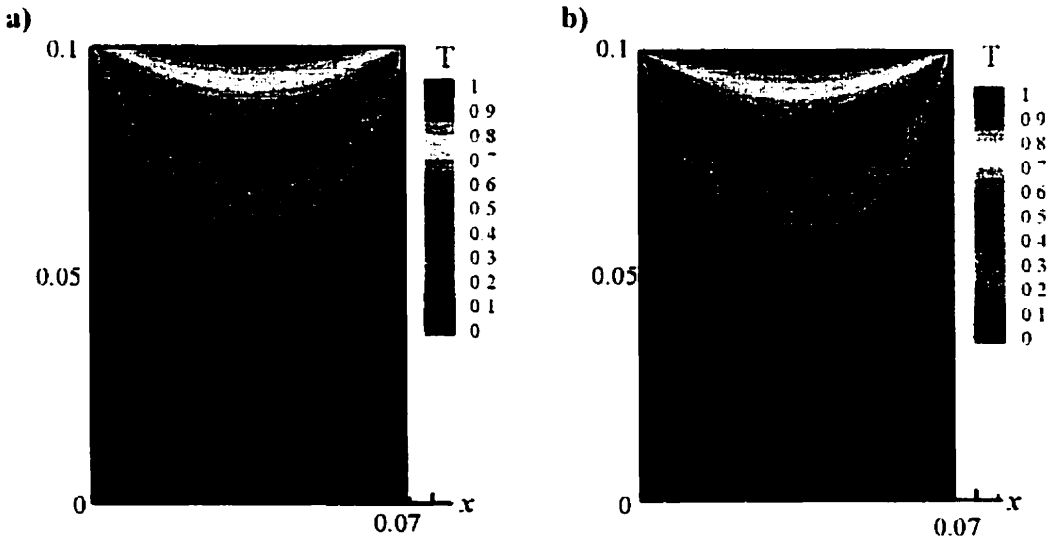


Figure V.2: Variation de température dans un parallélépipède: a) solution analytique et b) solution numérique

V.2 Conduction de chaleur dans une tige de rayon *R*

La seconde validation effectuée consiste à modéliser la conduction de chaleur dans une tige de longueur infinie et de rayon *R* exposée à un flux radiatif incident (q_0'') égal à 8,0 W/m^2. Le coefficient de convection (h) sur la surface de la tige est fixé à 5,0 W/m^2 et la température de l'air ambiant (T_∞) est 300 K. La conductivité thermique (k) de la tige est égale à 0,5 W/m^2 K. La figure V.3 montre la tige et les conditions aux frontières appliquées dans le plan (r,φ).

On pose comme hypothèse que le problème est en régime permanent. L'équation de conservation d'énergie, en coordonnées polaires, s'écrit:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 T}{\partial \varphi^2} = 0 \qquad \textbf{(V.3)}$$

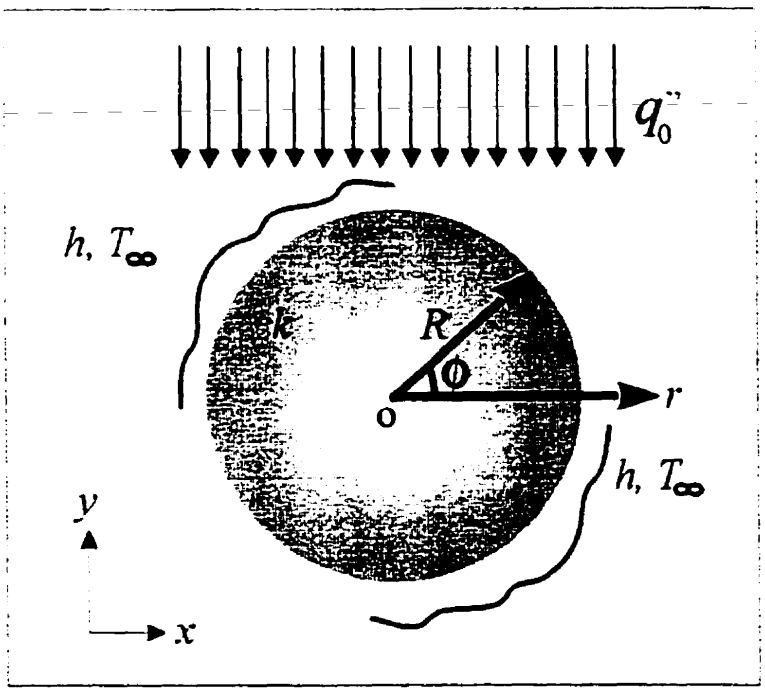


Figure V.3: Tige de rayon *R* exposée à un flux radiatif incident q_0''

Dans le système de coordonnées (r,φ), le flux radiatif sur la surface du cylindre est donné par:

$$q''(\varphi)=\begin{cases} q_0'' \sin\varphi & 0<\varphi<\pi \\ 0 & \pi<\varphi<2\pi \end{cases} \qquad \textbf{(V.4)}$$

Il est possible de résoudre analytiquement, par séparation de variables, l'équation différentielle V.3 soumise aux conditions frontières données par les relations V.4. La solution développée par Arpaci (1966), permet d'obtenir la distribution de température dans le cylindre en fonction du flux radiatif (q_0'') et du coefficient de convection (h):

$$\frac{\theta(r,\psi)}{q_0''/h}=\frac{1}{\pi}+\frac{(r/R)}{2(1+k/hR)}\sin\psi-\frac{2}{\pi}\sum_{m=1}^{\infty}\left[\frac{(r/R)^{2m}}{(4m^2-1)(1+2mk/hR)}\cos(2m\psi)\right] \qquad \textbf{(V.5)}$$

où $\theta = T - T_{\infty}$

La distribution de la température dans la tige obtenue numériquement, pour un rayon unitaire, est comparée à la solution analytique sur les figures V.4a et V.4b. Pour vérifier l'indépendance du maillage sur les résultats, la modélisation de ce problème a été effectuée sur deux maillages de densité variables. Les figures V.5a et V.5b montrent respectivement le premier maillage qui comporte 646 noeuds et 1214 éléments non-structurés et le second maillage formé de 1927 nœuds et 3716 éléments non-structurés. Mentionnons qu'aucune différence notable n'a été observée entre les résultats obtenus sur ces deux maillages.

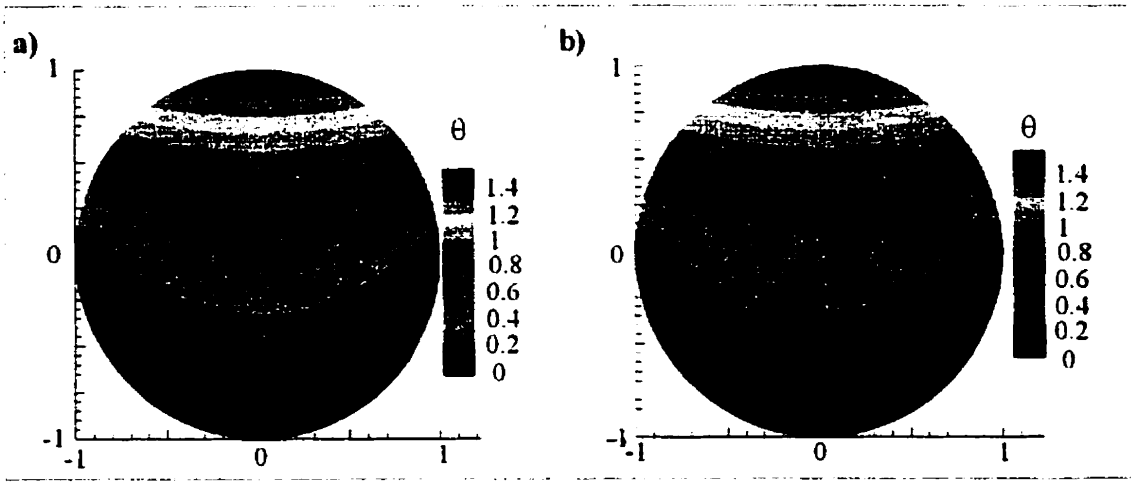


Figure V.4: Distribution de la température (θ) dans une tige exposée à un flux radiatif: a) solution analytique et b) solution numérique

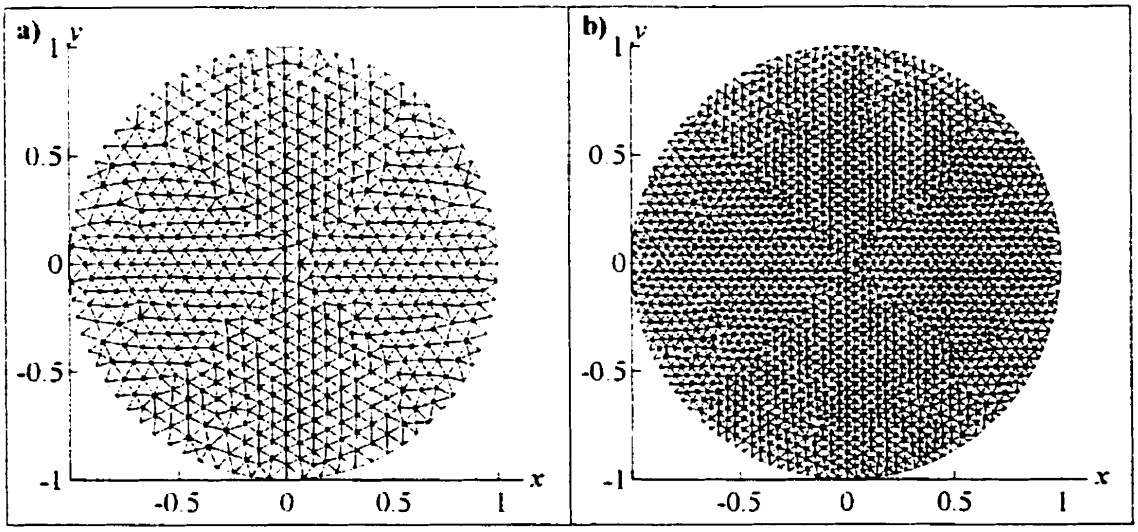


Figure V.5: Maillages utilisés: a) 646 nœuds et 1214 éléments non-structurés b) 1927 nœuds et 3716 éléments non-structurés

L'écart entre la solution analytique de Arpaci et celle obtenue numériquement sur le maillage B est égal à 0,8%. Cet écart a été déterminé de la façon suivante:

$$\text{écart} = \sum_{i=0}^{N}\left[\frac{\theta_{\text{CVFEM}} - \theta_{\text{Arpaci}}}{\theta_{\text{Arpaci}}}\right] \qquad \textbf{(V.6)}$$

où N est le nombre de nœuds total du maillage. Les symboles θ_{CVFEM} et θ_{Arpaci} représentent, respectivement, les températures obtenues numériquement et analytiquement.

ANNEXE VI

CONDUCTIVITÉ THERMIQUE EFFECTIVE ET MAILLAGES DES CADRES EN L ET EN Z

VI.1 Conductivité thermique effective

Les figures VI.1a et VI.1b représentent, respectivement, les géométries de cadre en Z et en L utilisées au chapitre 5. Tel qu'indiqué sur ces figures, la géométrie en Z comporte 8 cavités remplies d'air et la géométrie en L est constituée de 7 cavités. Lorsque les géométries sont soumises à un différentiel de température, l'air se met en mouvement dans ces cavités suite à l'action de la convection naturelle. De plus, un échange radiatif existe entre les parois de chaque cavité. Pour limiter la complexité des simulations et mettre l'emphase sur le transfert thermique conjugué entre l'écoulement dans la fente et le flux de chaleur dans le cadre, l'interaction entre la convection, la radiation et la conduction dans les parois de chaque cavité n'a pas été modélisé directement. Une approche identique à ce qui est utilisé dans la norme actuelle a été choisie. Cette méthode permet de tenir compte de la convection et de la radiation en établissant des conductivités thermiques effectives (k_{eff}) pour chaque cavité. Ces conductivités thermiques effectives sont basées sur le rapport de forme de la cavité, la direction du flux de chaleur et la température moyenne sur chaque surface. L'expression des corrélations utilisées est donnée dans ASHRAE (1996). En faisant référence à la figure VI.1, le tableau VI.1 présente les conductivités thermiques effectives obtenues pour chaque cavité.

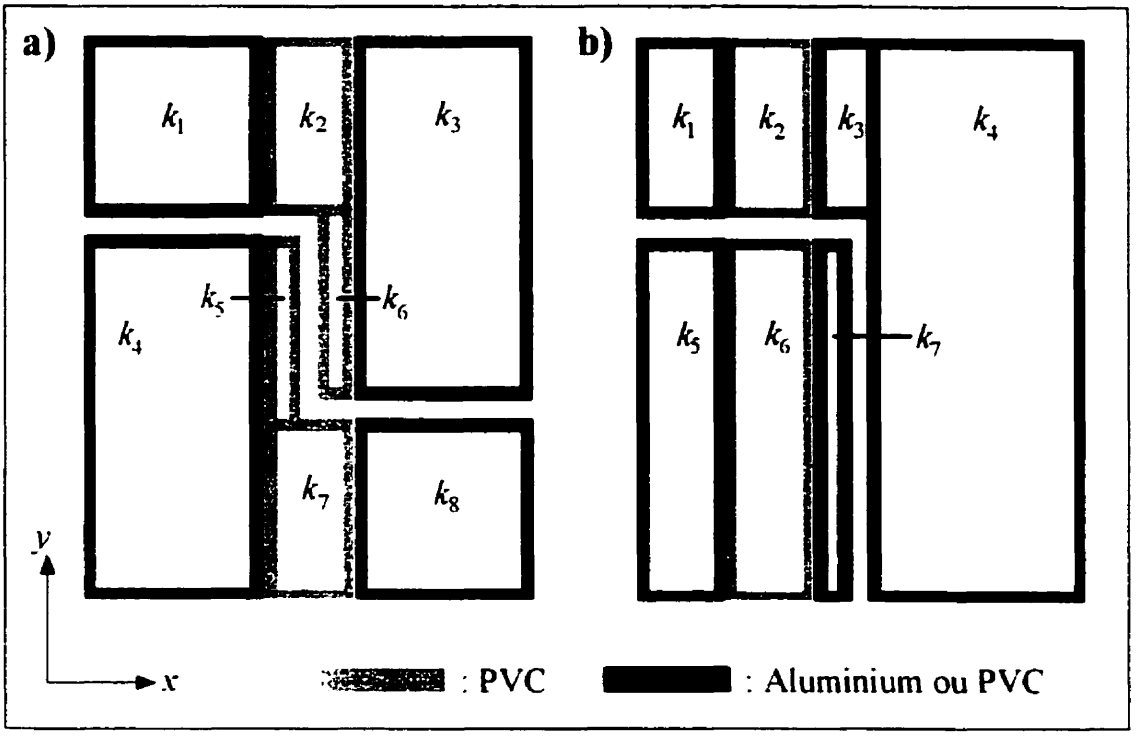


Figure VI.1: Géométries de cadre modélisées

Tableau VI.1: Conductivité thermique effective

k_{eff} (W/m °C)	L-PVC	L-Al	Z-PVC	Z-Al
1	0,065	0,031	0,124	0,037
2	0,067	0,070	0,068	0,069
3	0,054	0,030	0,145	0,040
4	0,181	0,047	0,136	0,038
5	0,067	0,031	0,034	0,034
6	0,069	0,072	0,034	0,034
7	0,034	0,027	0,068	0,069
8	--	--	0,132	0,038

Dans les parties solides du cadre, les conductivités thermiques du PVC et de l'aluminium ont été fixées à 0,17 W/m/°C et 160 W/m/°C, respectivement.

VI.2 Maillage pour la fente en Z

La figure VI.2 montre le maillage utilisé pour modéliser le transfert thermique dans la fente en Z avec le code CVFEM. Ce maillage comporte 8665 nœuds et 17008 éléments non-structurés. On remarque qu'il y a une plus grande concentration de nœuds aux endroits où les gradients de température sont importants.

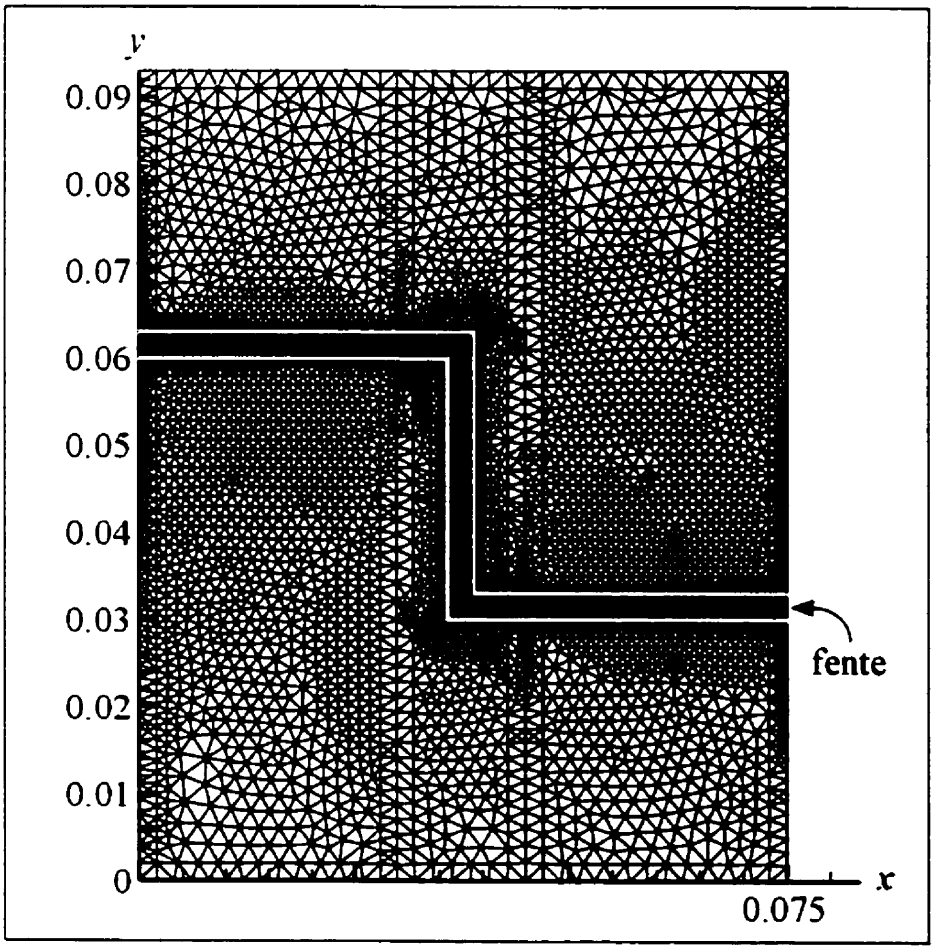


Figure VI.2: Maillage pour la fente en Z

Le maillage utilisé pour la fente en L possède les mêmes caractéristiques que le maillage de la figure VI.2.

ANNEXE VII

DONNÉES MÉTÉOROLOGIQUES

Les tableaux VII.1 à VII.4 présentent, respectivement, les données météorologiques pour les villes de Toronto, Winnipeg, Edmonton et Vancouver. Ces données météorologiques ont été utilisées pour l'évaluation du rendement énergétique spécifique présenté au chapitre 5. Le fichier météo pour Montréal a été présenté au tableau 5.4.

Tableau VII.1: Données météorologiques pour Toronto

Intervalle de température	t_o (°C)	Nh	$t_i - t_o$ (°C)	V_{vent} (m/s)	PF (m^3/s par m^2)	K_{PF} (W-h/m^3)	$L_{75,T}/L_{75,20}$	$\dot{m}_4$ (A2) (kg/s)	$\dot{m}_4$ (A3) (kg/s)
10/13	11,5	897	8,5	3,51	0,729	0,103	1,152	7,85E-05	2,62E-05
7/10	8,5	624	11,5	4,26	0,868	0,166	1,183	9,60E-05	3,20E-05
4/7	5,5	629	14,5	4,10	0,899	0,217	1,221	1,03E-04	3,42E-05
¼	2,5	899	17,5	4,33	0,970	0,283	1,266	1,15E-04	3,83E-05
-2/1	-0,5	790	20,5	4,68	1,049	0,358	1,319	1,29E-04	4,31E-05
-5/-2	-3,5	756	23,5	5,02	1,124	0,440	1,380	1,45E-04	4,83E-05
-8/-5	-6,5	430	26,5	4,62	1,123	0,496	1,448	1,52E-04	5,07E-05
-11/-8	-9,5	314	29,5	4,44	1,145	0,563	1,523	1,63E-04	5,44E-05
-14/-11	-12,5	251	32,5	4,53	1,190	0,645	1,606	1,79E-04	5,96E-05
-17/-14	-15,5	71	35,5	3,71	1,161	0,687	1,697	1,84E-04	6,14E-05
-20/-17	-18,5	34	38,5	5,22	1,321	0,848	1,795	2,22E-04	7,39E-05
-23/-20	-21,5	6	41,5	3,13	1,196	0,827	1,901	2,12E-04	7,08E-05
<-23	-24,5	1	44,5	3,60	1,261	0,935	2,014	2,37E-04	7,91E-05
nh_{total}		**5702 (Toronto)**							

Tableau VII.2: Données météorologiques pour Winnipeg

Intervalle de température	t_o (°C)	nh	$t_i - t_o$ (°C)	V_{vent} (m/s)	PF (m^3/s par m^2)	K_{PF} (W-h/m^3)	$L_{75,T}/L_{75,20}$	$\dot{m}_4$ (A2) (kg/s)	$\dot{m}_4$ (A3) (kg/s)
10/13	11,5	702	8,5	4,90	0,895	0,127	1,152	9,64E-05	3,21E-05
7/10	8,5	557	11,5	4,61	0,908	0,174	1,183	1,00E-04	3,35E-05
4/7	5,5	448	14,5	4,38	0,929	0,225	1,221	1,06E-04	3,54E-05
1/4	2,5	660	17,5	4,44	0,981	0,286	1,266	1,16E-04	3,87E-05
-2/1	-0,5	493	20,5	5,20	1,104	0,377	1,319	1,36E-04	4,54E-05
-5/-2	-3,5	517	23,5	5,55	1,180	0,462	1,380	1,52E-04	5,08E-05
-8/-5	-6,5	397	26,5	4,81	1,141	0,504	1,448	1,55E-04	5,15E-05
-11/-8	-9,5	388	29,5	5,15	1,212	0,596	1,523	1,73E-04	5,75E-05
-14/-11	-12,5	471	32,5	4,80	1,214	0,658	1,606	1,82E-04	6,08E-05
-17/-14	-15,5	317	35,5	4,88	1,257	0,744	1,697	1,99E-04	6,65E-05
-20/-17	-18,5	334	38,5	5,27	1,326	0,851	1,795	2,23E-04	7,42E-05
-23/-20	-21,5	305	41,5	5,53	1,382	0,956	1,901	2,46E-04	8,19E-05
<-23	-24,5	541	44,5	4,54	1,329	0,986	2,014	2,50E-04	8,34E-05
nh_{total}		**6130 (Winnipeg)**							

Tableau VII.3: Données météorologiques pour Edmonton

Intervalle de température	t_o (°C)	nh	$t_i - t_o$ (°C)	V_{vent} (m/s)	PF (m^3/s par m^2)	K_{PF} (W-h/m^3)	$L_{75,T}/L_{75,20}$	$\dot{m}_4$ (A2) (kg/s)	$\dot{m}_4$ (A3) (kg/s)
10/13	11,5	869	8,5	3,52	0,730	0,103	1,152	7,86E-05	2,62E-05
7/10	8,5	691	11,5	3,25	0,760	0,146	1,183	8,40E-05	2,80E-05
4/7	5,5	586	14,5	3,59	0,847	0,205	1,221	9,67E-05	3,22E-05
1/4	2,5	796	17,5	4,02	0,939	0,274	1,266	1,11E-04	3,70E-05
-2/1	-0,5	794	20,5	3,79	0,962	0,329	1,319	1,19E-04	3,96E-05
-5/-2	-3,5	679	23,5	3,56	0,987	0,387	1,380	1,27E-04	4,24E-05
-8/-5	-6,5	503	26,5	3,63	1,036	0,457	1,448	1,40E-04	4,67E-05
-11/-8	-9,5	429	29,5	3,67	1,080	0,531	1,523	1,54E-04	5,13E-05
-14/-11	-12,5	443	32,5	3,66	1,119	0,606	1,606	1,68E-04	5,60E-05
-17/-14	-15,5	287	35,5	3,82	1,169	0,692	1,697	1,85E-04	6,18E-05

-20/-17	-18,5	248	38,5	3,70	1,197	0,768	1,795	2,01E-04	6,70E-05
-23/-20	-21,5	325	41,5	3,92	1,248	0,863	1,901	2,22E-04	7,39E-05
<-23	-24,5	294	44,5	2,38	1,192	0,884	2,014	2,24E-04	7,48E-05
nh_{total}		**6944 (Edmonton)**							

Tableau VII.4: Données météorologiques pour Vancouver

Intervalle de température	t_o (°C)	nh	$t_i - t_o$ (°C)	V_{vent} (m/s)	PF (m^3/s par m^2)	K_{PF} (W-h/m^3)	$L_{75,T}$/ $L_{75,20}$	$\dot{m}_4$ (A2) (kg/s)	$\dot{m}_4$ (A3) (kg/s)
10/13	11,5	1640	8,5	3,33	0,709	0,100	1,152	7,64E-05	2,55E-05
7/10	8,5	1406	11,5	3,91	0,829	0,159	1,183	9,16E-05	3,05E-05
4/7	5,5	1315	14,5	3,75	0,863	0,209	1,221	9,86E-05	3,29E-05
1/4	2,5	997	17,5	2,77	0,827	0,241	1,266	9,80E-05	3,27E-05
-2/1	-0,5	377	20,5	2,19	0,840	0,287	1,319	1,04E-04	3,45E-05
-5/-2	-3,5	192	23,5	2,17	0,889	0,348	1,380	1,15E-04	3,82E-05
-8/-5	-6,5	37	26,5	1,62	0,911	0,402	1,448	1,23E-04	4,11E-05
nh_{total}		**5964 (Vancouver)**							

ANNEXE VIII

DÉTERMINATION DES POINTS CRITIQUES DE L'ÉCOULEMENT

Dans un champ vectoriel, les points critiques sont définis comme étant la position dans l'espace où la grandeur du vecteur vitesse de l'écoulement est nulle. Pour un écoulement bidimensionnel, les points critiques peuvent être classifiés selon les valeurs propres du Jacobien suivant (Helman et Hesselink, 1989):

$$\frac{\partial(u,v)}{\partial(x,y)} = \begin{bmatrix} J_{00} & J_{01} \\ J_{10} & J_{11} \end{bmatrix}\Bigg|_{x_0,y_0} = \begin{bmatrix} \partial u/\partial x & \partial u/\partial y \\ \partial v/\partial x & \partial v/\partial y \end{bmatrix}\Bigg|_{x_0,y_0} \qquad \textbf{(VIII.1)}$$

où x_0 et y_0 sont les coordonnées du point critique. Les valeurs propres du Jacobien sont définies comme étant une valeur λ tel que:

$$\begin{vmatrix} J_{00}-\lambda & J_{01} \\ J_{10} & J_{11}-\lambda \end{vmatrix} = 0 \qquad \textbf{(VIII.2)}$$

Le déterminant de l'équation VIII.2 donne une équation quadratique pour λ. Les racines de cette équation (λ_0, λ_1) sont:

$$\lambda_{\binom{0}{1}} = \frac{(J_{00}+J_{11}) \pm \sqrt{(J_{00}+J_{11})^2 - 4(J_{00}J_{11} - J_{10}J_{01})}}{2} \qquad \textbf{(VIII.3)}$$

Ces valeurs propres peuvent être écrites comme étant la somme d'une partie réelle et imaginaire.

$$\lambda_0 = \lambda_0^R + \lambda_0^I i \quad \text{et} \quad \lambda_1 = \lambda_1^R + \lambda_1^I i \qquad \textbf{(VIII.4)}$$

où $i = \sqrt{-1}$

Les exposants *R* et *I* font référence aux parties réelles et imaginaires de chaque valeur propre. Le signe de la partie réelle des valeurs propres indique si le point critique est un attracteur ou une source. La partie imaginaire donne des renseignements sur la circulation autour du point. La classification de quelques points critiques en fonction des valeurs propres du Jacobien est présenté par Helman et Hesselink (1989).

ANNEXE IX

DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE LA COURBURE DU VITRAGE

Tel que mentionné à la section 3.10, la courbure du vitrage peut être déterminée analytiquement en utilisant la relation développée par Timoshenko et Woinowsky-Krieger (1959). Cette relation repose sur les hypothèses que les plaques de verre de l'unité scellée sont simplement supportées au pourtour et que la déformation est faible comparativement à l'épaisseur du vitrage. Cependant, ces conditions ne sont pas strictement satisfaites dans la présente étude. En effet, le buthyl et le polysulphide, qui assurent l'étanchéité de la fenêtre, possèdent une certaine résistance mécanique. De plus, la courbure imposée lors des expériences n'est pas négligeable face à l'épaisseur du vitrage. Pour comparer la courbure réelle à la courbure prédite par la relation 3.69, la déformation au centre du vitrage (w_c) a été mesuré en fonction de la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur du vitrage (ΔP). La figure IX.1 présente les résultats de cette comparaison. On remarque que pour une déformation au centre du vitrage inférieure à 1 mm, l'écart entre les résultats expérimentaux et la relation 3.69 est relativement faible. Par contre pour une différence de pression supérieure à 600 Pa, les écarts deviennent importants.

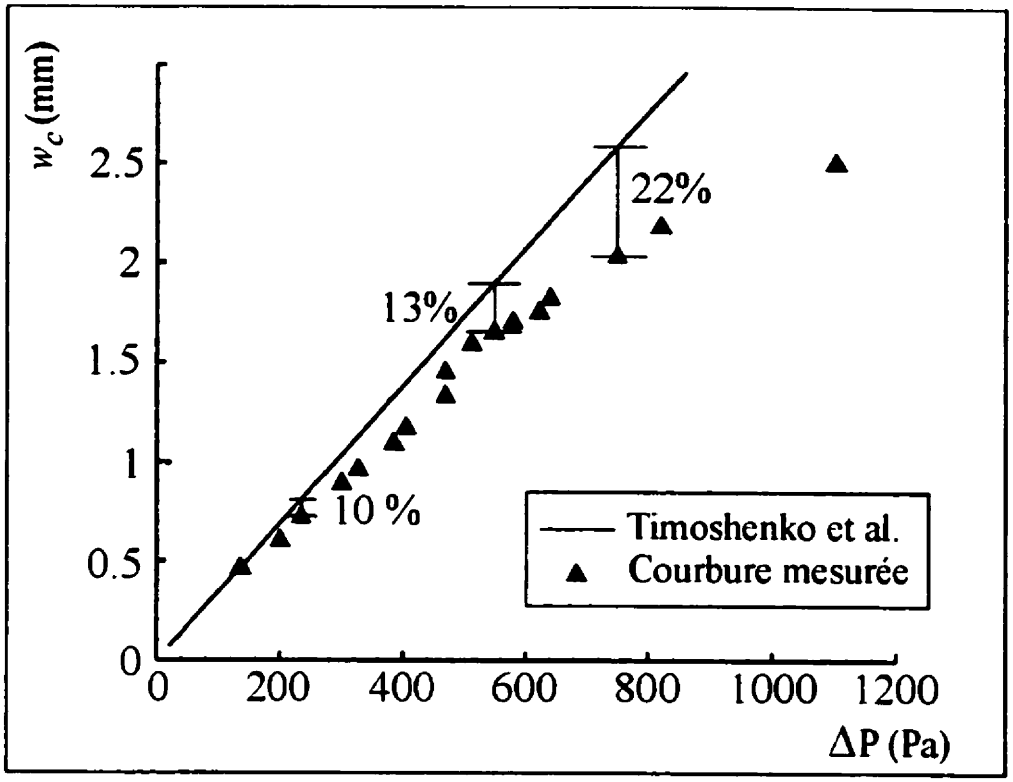


Figure IX.1: Courbure mesurée au centre du vitrage (w_c) et relation de Timoshenko et Woinowsky-Krieger (1959)