

République Algérienne Démocratique Et Populaire

Ministère De L'enseignement Supérieur Et De La Recherche Scientifique

Université El-Hadj Lakhdar-Batna

MEMOIRE

Présenté à

La Faculté Des Sciences - Département Des Sciences De La Matière

Pour Obtenir Le Diplôme De

MAGISTERE EN PHYSIQUE

Option : Physique Energétique

Par

BENLAHCENE Djaouida

Thème

**Modélisation du climat sous serre en tenant compte
des échanges convectifs et radiatifs**

Soutenue Devant Le Jury

**Dr. A. SOUDANI
Dr. S. BOUGOUL
Dr. R. BESSAIH
Dr. Z. AOUACHRIA**

**Prof. U.Batna
Prof. U.Batna
Prof. U.Constantine
M.C.A. U.Batna**

**Président
Rapporteur
Examineur
Examineur**

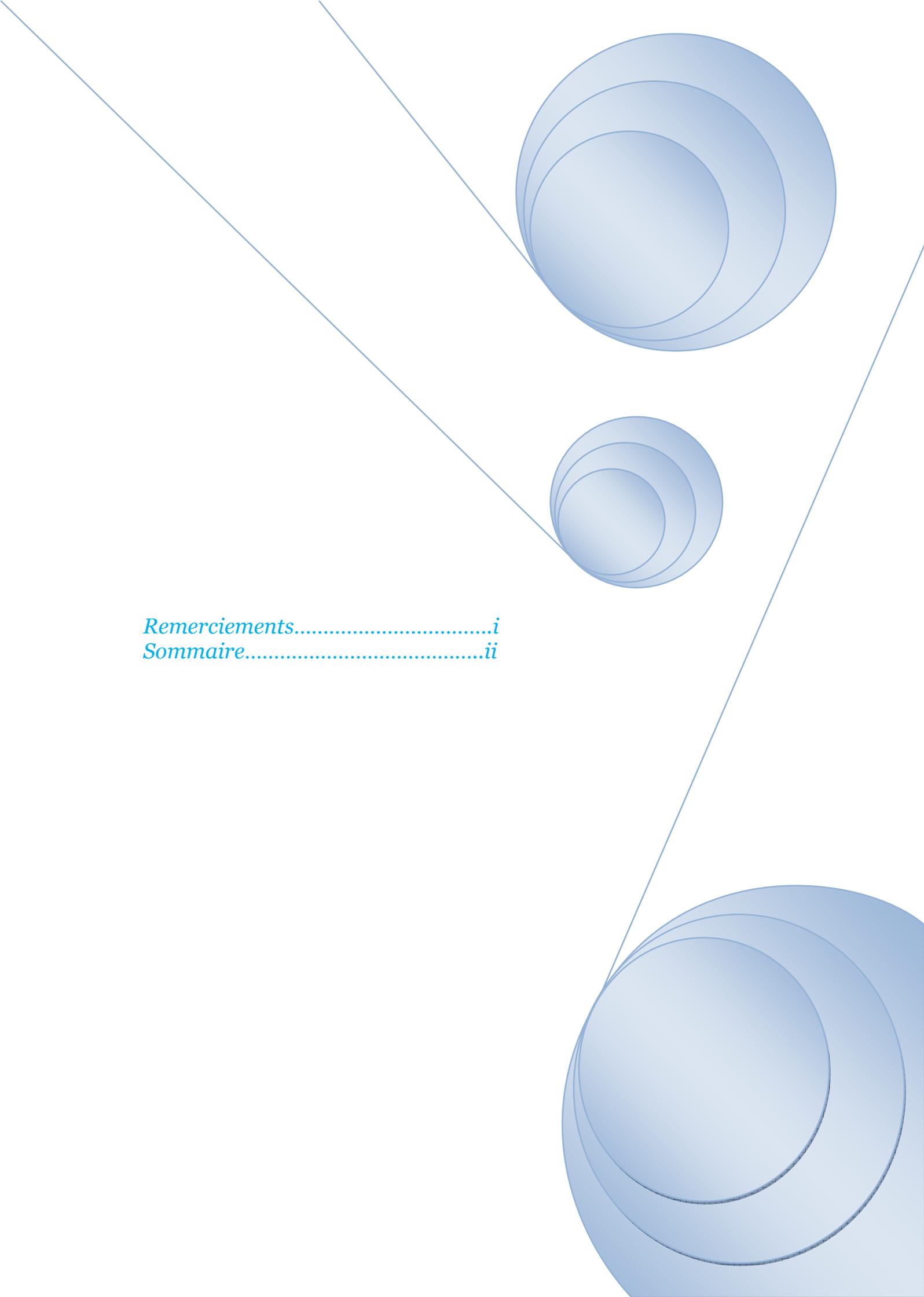
Année Universitaire : 2011/2012

Je dédie ce travail :

À ALLAH le Tout Puissant et Miséricordieux

Au Prophète Mohamed, Paix et Salut sur Lui.

À l'esprit pure du mon père.....

The page features a decorative graphic consisting of three overlapping blue circles of varying sizes, arranged vertically. Two thin blue lines intersect at the top center, forming a V-shape that frames the circles. The circles are positioned in the upper right and lower right areas of the page.

Remerciements.....i
Sommaire.....ii

Remerciements

Derrière ce travail se cache la présence, le support et l'ouverture d'esprit de mon encadreur, Monsieur le Professeur **Saadi Bougoul**, à qui je dois remercier énormément. J'ai particulièrement apprécié ses encouragements, ses conseils et la liberté qu'il m'a accordée dans la poursuite de mon travail. Je lui suis aussi très reconnaissante pour m'avoir sensibilisé à l'importance de la communication scientifique.

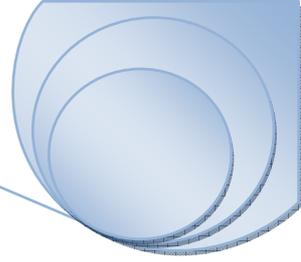
Je remercie vivement Monsieur le Professeur **A. Soudani** qui ma fait l'honneur de présider ce jury.

Je tiens aussi à remercier vivement Monsieur le Professeur **R. Bessaih**, et Monsieur le Docteur **Z. Aouachria** pour leur participation au jury de ce mémoire.

Je voudrais remercier vivement **ma mère, mes oncles** et **mes frères** surtout **mon frère** le Docteur **Benlahcene Sif Eddine** et **mon mari** le Docteur **Sellami Ali** pour leurs aides, encouragements, et leurs conseils.

Enfin, je désire manifester ma gratitude à l'équipe du centre de la mécanique de l'ingénieur université El-Hadj Lakhdar -Batna. Merci infiniment!

A toute ma famille.....



Sommaire

Sommaire

Nomenclature générale

Introduction générale

1

Chapitre 1. Etude bibliographique

1.1. Les paramètres climatiques dans une serre	6
1.2. La modélisation de l'agro système serre	6
1.2.1. Définition du modèle.....	7
1.2.1.1. Les échanges convectifs.....	7
• Convection libre (naturelle).....	8
• Convection forcée.....	8
• Convection mixte.....	8
❖ Approche milieu poreux.....	9
1.2.1.2. Les échanges radiatifs.....	11
a) Les échanges radiatifs de courtes longueurs d'ondes.....	12
b) Les échanges radiatifs de grandes longueurs d'ondes.....	13
1.3. Etude numérique sur des écoulements dans une serre.....	14
1.3.1. Interaction de l'écoulement avec la couverture végétale	14
1.3.2. La modélisation des transferts radiatifs.....	14
1.4. Introduction de la plante dans la modélisation du climat sous serre...	15

Chapitre 2. Modèle physique

2.1. Equations gouvernantes.....	16
2.1.1. Equations en régime laminaire.....	16
1. Equations générales.....	16
• Equation de continuité	17
• Equation de quantité de mouvement	17
• Couplage de l'équation d'énergie (couplage des transferts convectifs et radiatifs)	17

• Equation de Transfert Radiatif (ETR).....	19
• Conditions aux limites de rayonnement.....	19
• Grandeurs radiatives intégrales.....	20
• Forme simplifiée de l'équation de transfert radiatif (ETR).....	23
❖ En milieu transparent.....	23
❖ En milieu semi-transparent gris non diffusant.....	23
✓ Transfert radiatif pur stationnaire (équilibre radiatif).....	24
✓ Description de la méthode des ordonnées discrètes (DO)....	24
2. hypothèses de simplifications du système d'équations.....	28
3. Approximation de Boussinesq.....	29
4. Système d'équations obtenues.....	30
2.2. Modélisation de la turbulence.....	31
2.2.1. La décomposition de Reynolds.....	31
2.2.2. Equation de Reynolds.....	32
2.2.3. Le concept de viscosité turbulente (l'hypothèse de Boussinesq).....	33
2.2.4. Modèles à deux équations.....	34
2.3. Prise en compte du couvert végétal sous serre.....	36
2.4. Equation générale de conservation.....	36
2.5. Les conditions initiales et aux limites.....	37
2.5.1. Conditions initiales.....	37
2.5.2. Conditions aux limites.....	38
2.5.3. Paramètres utilisés dans le modèle milieu poreux.....	39
2.6. Couplage convectif-radiatif	40

Chapitre 3. Résultats numériques et discussions

3.1. Similitude	47
3.2. Maquette.....	49
3.3. Simulations.....	50
3.3.1. Modélisation mathématique du problème.....	50
3.3.2. Propriétés de l'air et de la vitre.....	51
3.4. Le choix du maillage.....	51

3.5. Simulation des flux d'air dans une serre sans culture.....	52
a) Définition du maillage.....	52
b) Conditions initiales.....	52
c) Conditions aux limites.....	53
3.5.1. Cas d'une serre mono chapelle fermée avec quatre tubes de chauffage au plancher.....	53
✓ Première configuration	54
• Le cas stationnaire.....	54
A) Ligne de courant	54
B) Champ de vitesse	55
C) Contours de la température.....	57
• Le cas instationnaire.....	59
A) Ligne de courant	59
B) Champ de vitesse	61
C) Contours de la température.....	62
✓ Deuxième configuration	63
a)	
• Le cas stationnaire.....	64
A) Ligne de courant	64
B) Champ de vitesse	65
C) Contours de la température	67
• Le cas instationnaire.....	68
A) Ligne de courant	68
B) Champ de vitesse.....	72
C) Contours de la température.....	75
b)	
A) Ligne de courant	80
B) Champ de vitesse	80
C) Contours de la température	83
c)	
A) Ligne de courant	85

B) Champ de vitesse.....	86
C) Contours de la température.....	88
3.5.2. Cas d'une serre mono chapelle fermée ou le sol	
uniformément chauffé	90
✓ Première configuration	90
A) Ligne de courant	90
B) Champ de vitesse	91
C) Contours de la température	93
✓ Deuxième configuration	94
a)	
A) Ligne de courant	95
B) Champ de vitesse.....	95
C) Contours de la température.....	97
b)	
A) Ligne de courant	99
B) Champ de vitesse	100
C) Contours de la température	102
c)	
A) Ligne de courant	104
B) Champ de vitesse.....	104
C) Contours de la température	106
• Cas avec le modèle radiatif (DO)	108
A) Ligne de courant	109
B) Champ de vitesse	110
C) Contours de la température	112
3.5.3. Cas d'une serre mono chapelle ouverte.....	114
a) Cas d'une serre avec un ouvrant en faîtage	114
✓ Première configuration	115
A) Champ de vitesse.....	115
B) Contours de la température.....	117

b) Cas d'une serre avec deux ouvrants en faîtage	119
✓ Première configuration	120
A) Champ de vitesse	120
B) Contours de la température.....	122
3.6. Simulation des flux d'air dans une serre en présence du couvert végétal.....	124
3.6.1 Simulation des flux d'air dans une serre en présence du couvert végétal avec deux tubes de chauffage au plancher.....	124
1. les conditions aux limites.....	125
2. le maillage.....	125
✓ Première configuration	126
A) Champ de vitesse.....	127
B) Contours de la température.....	129
✓ Deuxième configuration	130
a)	
A) Champ de vitesse	131
B) Contours de la température.....	133

Conclusions et perspectives

135

Annexes

Références bibliographiques

Propriétés thermophysiques de l'air à (300K, 1 atm) :

propriétés fluide	ρ [kg/m ³]	c_p [J/kg.K]	μ [kg/m.s]	λ [W/m.K]	β [1/K]	Pr
air	1.177	1004	1.85x10 ⁻⁵	0.0262	3.333x10 ⁻³	0.707

Propriétés thermophysiques des composantes de la serre

(K. Mesmoudi et al., 2008) :

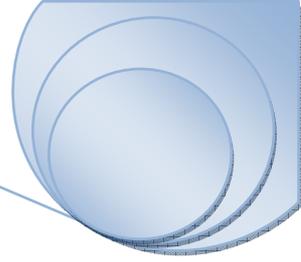
propriétés solide	ρ [kg/m ³]	c_p [J/kg.K]	λ [W/m.K]
verre	2700	840	0.85

Propriétés optiques de la couverture de la serre, verre ordinaire de 4 mm

d'épaisseur, dans les deux bandes spectrales ;

courtes et grandes longueurs d'ondes (Ould Khaoua. S.A., 2006) :

Longueur d'onde $\lambda, \mu m$	Coefficient d'absorption K_{λ}, m^{-1}	Absorptivité α	Réflectivité ρ	Transmittivité τ	Emissivité ϵ	Indice de réfraction n
[0,1,3[30	0.15	0.1	0.75	0	1.52
[3,100]	10 ⁴	0.9	0.1	0	0.9	



Nomenclature générale

Nomenclature générale

Symboles latins :

a	Diffusivité thermique	$[m^2/s]$.
a_t	Diffusivité thermique turbulent	$[m^2/s]$.
C_D	Coefficient caractéristique de la turbulence	$[-]$.
C_μ	Coefficient caractéristique de la turbulence	$[-]$.
C_{s1}	Coefficient caractéristique de la turbulence	$[-]$.
C_{s2}	Coefficient caractéristique de la turbulence	$[-]$.
C_v	Coefficient de frottement	$[-]$.
C_p	Chaleur massique à pression constante	$[J/kg.K]$.
C_f	Coefficient de perte de charge non linéaire	$[-]$.
F	Force par unité de volume	$[N/m^3]$.
g	Accélération de pesanteur	$[m/s^2]$.
h	Constante de Planck	$[J/s]$
H	Hauteur de la serre	$[m]$.
$H_\lambda(\vec{r}_w)$	Luminance incidente à la paroi ou Eclairage surfacique	$[W/m^2]$.
h_c	Coefficient de transfert de chaleur par convection	$[W/m^2.K]$.
K	Perméabilité intrinsèque d'un milieu poreux	$[m^2]$.
k	Energie cinétique turbulente	$[m^2/s^2]$.
k_λ	Le coefficient d'absorption du milieu à la longueur d'onde λ	$[m^{-1}]$.
L	Longueur caractéristique de la surface	$[m]$.

L_f	Surface de feuille	$[m^2]$.
L_v	Chaleur latente de vaporisation	$[J/kg]$.
$L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s})$	Luminance au point $P(\vec{r}_w)$ et dans la direction \vec{s}	$[W/m^2.sr]$
\vec{n}	Normale à une surface	
P	Pression	$[N/m^2]$.
q	Flux de chaleur	$[W/m^2]$.
q_r	Flux radiatif	$[W/m^2]$.
\vec{r}	Vecteur position	$[m]$.
\vec{s}	Vecteur unitaire de la direction de propagation de la luminance	
S	Surface	$[m^2]$.
$S_\#$	Terme source	
T	Température	$[K]$.
t	Temps	$[s]$.
u, v	Composantes de vitesses	$[m/s]$.
V	Volume	$[m^3]$.
x, y	Coordonnées	$[m]$.

Symboles grecs :

ε	Taux de dissipation de la turbulence	$[m^2/s^3]$.
ε	Émissivité	$[-]$.
β	Coefficient de dilatation du fluide à pression constante	$[1/K]$.

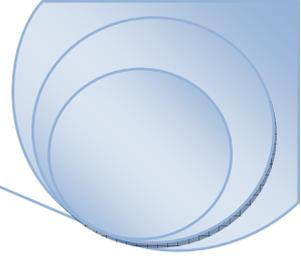
μ	Viscosité dynamique	$[kg/m.s]$.
ν	Viscosité cinématique, $\nu = \mu/\rho$	$[m^2/s]$.
ν_t	Viscosité cinématique turbulente, $\nu_t = \mu_t/\rho$	$[m^2/s]$.
ρ	Masse volumique de l'air	$[kg/m^3]$.
ϕ	Variable dépendante	
Γ	Coefficient de diffusion	$[m^2/s]$.
λ	Conductivité thermique	$[W/m.K]$
λ	Longueur d'onde	$[\mu m]$.
σ_t	Coefficient caractéristique de la turbulence	$[-]$.
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	$[1 \text{ si } i = j, 0 \text{ si non}]$.
Ω	Angle solide	$[sr]$.
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	$[W/m^2.K^4]$
w_i	Poids de quadrature angulaire de la i^{eme} direction discrète	

Abréviation :

DOM	Méthode des ordonnées discrètes
ETR	Equation de transfert radiatif

Nombres adimensionnels :

Re	Nombre de Reynolds	$Re = \frac{vL}{\nu}$	$\frac{\text{Forces d'inertie}}{\text{Forces de viscosité}}$
Ra	Nombre de Rayleigh	$Ra = Gr \cdot Pr$	Paramètre de convection naturelle.



Introduction générale

Introduction générale

La serre vient du verbe "serrer", on peut donc en déduire qu'il s'agit d'un espace réduit-serre, resserrer où on essaiera de faire tenir le plus grand nombre de plantes possible.

Le terme "serre" sera employé pour désigner l'enceinte dans laquelle les tunnels seront disposés. Nous définirons de plus comme "tunnel", l'ensemble de la paroi et de l'air enveloppant directement les cultures.

Apparu, il y a un peu plus de cinquante ans, le système de culture abritée "serre" est maintenant un système de production de masse incontournable qui assure l'approvisionnement des populations en fruits et légumes frais et en végétaux d'ornement toute l'année, dans toutes les régions et sous tous les climats du monde. Il s'agit d'un système de production agricole intensif dont les interactions avec l'environnement naturel, social et économique sont très fortes.

La serre a été utilisée vu son aspect économique puisqu'elle permet d'augmenter les rendements, la serre est également répandue dans le domaine de la recherche biologique et agronomique. Le chercheur peut ainsi isoler une plante dans des conditions particulières de température et de lumière et intervenir sur son développement ou investir des lieux incompatibles avec la culture de certaines espèces comme par exemple des fruits exotiques dans des régions proches du pôle.

Les serres agricoles constituent un système biologique et énergétique complexe dans lequel la plupart des modes de transferts thermiques sont mis en jeu (Monteil *et al.*, 1991):

- Conduction au travers du sol ;
- Convection à la surface de la couverture, des plantes, du sol et des échangeurs ;
- Évaporation au niveau du sol et des plantes ;
- Condensation sur la couverture ;
- Renouvellement d'air dû à la perméabilité de la serre ou à une ventilation mécanique ;
- Apports solaires au travers du matériau de couverture ;
- Échanges radiatifs de grande longueur d'onde entre les différents éléments.

Les serres sont conçues pour recréer un environnement dans lequel la température, l'humidité et la lumière sont contrôlées et modifiées pour optimiser les conditions de culture de plantes aussi diverses que les orchidées, les cactus, les tomates ou les citrons. Il est fréquent de voir des petites serres juxtaposées au mur porteur d'une maison. Elles sont constituées de trois côtés et d'un toit en verre. Les grandes serres classiques ont un toit en forme de A posé sur quatre murs latéraux. Les serres au toit en dents de scie, composées de plusieurs unités juxtaposées sans séparation sont assez répandues. Une autre serre, de moindre coût et qui ressemble à un tunnel, est réalisée avec une ou deux épaisseurs de plastique tendu sur une armature en fer, ce qui permet d'économiser d'énergie. Donc les serres sont des structures qui permettent de créer un milieu favorable à la croissance et au développement des plantes. Elles protègent la végétation en atténuant les pertes convectives provoquées par le vent extérieur. Lorsque la serre est exposée au soleil, la structure vitrée retient la chaleur à l'intérieur de l'habitable ; la température augmente ainsi et permet d'y cultiver des fleurs, fruits ou légumes, en des périodes plus froides de l'année.

Le principe de fonctionnement de la serre provient des matériaux utilisés, verres et plastiques, qui ont la particularité de laisser les rayonnements solaires les traverser tout en absorbant l'infrarouge renvoyé par le sol.

Ainsi, abritées du vent et réchauffées par ce phénomène, les plantes fragiles peuvent affronter la rigueur de l'hiver. La serre est également utilisée dans les jardins potagers pour protéger et favoriser la croissance des semis, souvent trop fragiles pour être directement plantés dans le sol. Les matériaux de couverture transparente au rayonnement de courte longueur d'onde et opaque au rayonnement infra-rouge, créent également un *effet de serre* (l'effet de serre est un phénomène naturel. Sans cela, la température moyenne à la surface de la Terre serait de -18 °C, au lieu de 15 °C aujourd'hui. Toute vie sur Terre serait extrêmement difficile. L'effet de serre tire son nom du phénomène qui se produit dans la serre du jardinier : comme la vitre d'une serre, l'atmosphère laisse passer une partie des rayons du Soleil, mais emprisonne la chaleur). Il est recherché durant les périodes froides « saison hivernal ». Par contre, en périodes (saison) estivales des surchauffes peuvent se produire et donner des dégâts sur les cultures. Les serres de type tunnel sont largement répandues dans le monde entier dû à leur coût bas, structure simple et gestion facile. Ce sont des installations légères à ouvrants modulables qui ne demandent pas un investissement important. Celles-ci ne sont pas très performantes en été, car le climat estival est naturellement trop chaud. Les serristes constatent alors une diminution sensible du rendement et de la qualité de la production de

leurs cultures. Par la tomate, qui constitue la grande majorité des cultures sous serre, il est difficile d'assurer une production de qualité durant la période estivale. Les conditions climatiques extrêmes, telles que la forte hygrométrie et les températures élevées, favorisent le développement de maladies et entraînent une diminution de fermeté et de calibre (Boulard et Wang, 2002a).

L'ensoleillement naturel des régions tempérées est suffisant pour la croissance des plantes au printemps et en automne. Si, en hiver, il faut parfois utiliser un éclairage artificiel, en été, il faut protéger les parties en verre pour réduire l'intensité lumineuse. Pour réduire la chaleur, les vitres sont opacifiées et la serre est ventilée. En hiver, la chaleur vient en grande partie du soleil. Au besoin, un chauffage par circulation d'air chaud, d'eau chaude ou de vapeur peut être installé.

L'effet de serre fut la première explication proposée afin d'interpréter l'accroissement de température observé à l'intérieur des serres. Cette notion basée sur les propriétés spectrales du verre, transparent dans le visible et opaque à l'infrarouge, définit la serre, en quelque sorte, comme un piège à énergie.

Le sol y absorberait l'énergie solaire et, grâce à la propriété de corps noir que possède la paroi de verre, réussirait à réduire sa perte nette dans le domaine de l'infrarouge, d'où l'élévation de température mesurée. Simpson (1928) utilise avec succès cette théorie dans son explication du comportement de l'atmosphère, de telle sorte que plusieurs climatologues considèrent encore que le pouvoir qu'a l'atmosphère de retenir la chaleur, est comparable à l'effet de serre décrit plus haut (Luc Bouchard, 1982).

Le climat est un facteur essentiel de l'activité physiologique des plantes. Le rayonnement intervenant de façon prépondérante dans la photosynthèse et la température déterminant en grande partie leur croissance et leur développement. La transpiration joue un rôle fondamental dans les mouvements d'eau et des minéraux dans plantes et elle dépend également fortement de la température et de l'humidité de l'air. Les serres sont des structures qui permettent de maîtriser l'environnement climatique pour que les plantes soient dans un milieu favorable (Haxaire, 1999).

L'aération influence directement le transport de chaleur et de masse entre l'environnement extérieur et l'intérieur, elle affecte ainsi fortement le climat qui règne dans la serre. Or une distribution hétérogène des variables microclimatiques dans une serre engendre elle-même une hétérogénéité de la production, notamment en termes de qualité.

L'efficacité de l'aération joue donc un rôle prépondérant dans la production (Ould Khaoua, S.A, 2006).

Plus récemment, des mesures directes de l'échange d'air et du transfert thermique par les ouvrants d'une serre ont été entreprises à l'aide des anémomètres soniques mono ou tridimensionnels. Avec l'utilisation des programmes informatiques de la dynamique du fluide on peut analyser le procédé de la ventilation conduit par le vent externe à l'intérieur d'une serre. Une étude détaillée d'écoulement conduit par des effets thermiques en une serre équipée des ouvrants sur le toit et le côté a été réalisée.

Parmi tous les moyens de contrôle du climat en période estivale, l'aération des serres par l'intermédiaire d'ouvrants joue un rôle clef dans la gestion du climat à l'intérieur des serres agricoles, car elle permet :

- Dissiper le surplus de chaleur ;
- Accroître les échanges de dioxyde de carbone et d'oxygène;
- Maintenir un niveau d'humidité acceptable.

La distribution solaire de rayonnement en serre est un facteur important influençant la transpiration et la photosynthèse. Elle dépend fortement de la conception de serre, de la capacité radiative de la couverture matérielle et des conditions atmosphériques.

Le traitement numérique des équations qui sont issues de la thermodynamique, de la mécanique des fluides et de la physique du rayonnement par ordinateur confère au modèle climatique son qualificatif de numérique. Les progrès effectués en informatique, notamment les capacités toujours plus importantes des calculateurs, ont considérablement contribué au développement de la modélisation numérique des processus climatiques. La simulation assistée par ordinateur est devenue un outil indispensable dans l'étude du climat dans les serres. Elle concourt à améliorer notre compréhension des changements climatiques observés. Mais surtout, elle représente le seul moyen rationnel dont nous disposons pour prédire les changements climatiques sous serre.

Cette étude est une suite des travaux réalisés sur le climat et l'écoulement d'air sous serre. Où, on a considéré le cas des serres fermées et ouvertes, en tenant compte des échanges radiatifs et convectifs, qui jouent un rôle important. Dans la majorité des études faites dans ce domaine, les échanges radiatifs sont négligés par contre dans le cas de cette étude, on a tenu compte. On a simulé numériquement le mouvement d'air sous serre où on a déterminé les cellules convectives, les profils de températures et de vitesses pour différentes configurations.

Ensuite ; le cas de la plante sous serre est pris en compte et les différents profils de température et de vitesse sont déterminés.

Pour résoudre notre problème physique, on a utilisé l'outil de calcul numérique *Fluent*. Ce code de champ (CFD) est apte à traiter les équations générales de la mécanique des fluides ainsi que l'équation de conservation de l'énergie. Ce code est également en mesure de décrire les transferts radiatifs au sein de notre domaine de calcul. Ceci permet de faciliter l'étude dans un domaine non régulier, tels que le choix d'un bon maillage, les conditions aux limites et les caractéristiques du fluide.

Structure du mémoire :

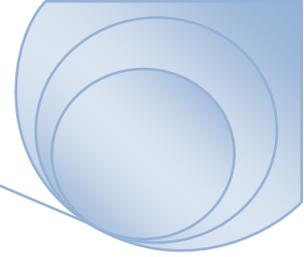
La présentation de ce mémoire est articulée de la façon suivante:

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique des travaux expérimentaux et numériques réalisés dans le domaine des serres. À la fin de ce chapitre nous avons présenté la modélisation des transferts radiatifs.

Le modèle physique choisi, à savoir les équations gouvernantes pour décrire les phénomènes de convection-diffusion sous serres ou on a rappelé les différentes formulations des équations qui décrivent le phénomène de convection, en tenant compte de l'influence de la végétation, ainsi le phénomène de rayonnement sont donnés dans le deuxième chapitre. Nous intéressons aux équations de bilan régissant le mouvement moyen du fluide et aux conséquences de la turbulence sur la résolution de ces équations. On s'intéresse aussi à l'interaction entre la convection naturelle et le rayonnement.

On rassemble dans le chapitre trois les principaux résultats obtenus à l'aide d'un logiciel de mécanique du fluide *Fluent* et nous comparons nos résultats déduits des simulations avec quelques résultats expérimentaux existants, ainsi que le choix du maillage adéquat. Les interprétations et les analyses des divers résultats de cette étude sont également présentées.

Enfin, une conclusion générale, qui résume les principaux résultats obtenus, est donnée à la fin du mémoire. Quelques recommandations pour les études futures sont également formulées.



Chapitre 1

Etude bibliographique

Sommaire

1.1. Les paramètres climatiques dans une serre	6
1.2. La modélisation de l'agro système serre.....	6
1.2.1. Définition du modèle.....	7
1.2.1.1. Les échanges convectifs.....	7
• Convection libre (naturelle).....	8
• Convection forcée.....	8
• Convection mixte.....	8
❖ Approche milieu poreux.....	9
1.2.1.2. Les échanges radiatifs.....	11
a) Les échanges radiatifs de courtes longueurs d'ondes	12
b) Les échanges radiatifs de grandes longueurs d'ondes.....	13
1.3. Etude numérique sur des écoulements dans une serre.....	14
1.3.1. Interaction de l'écoulement avec la couverture végétale.....	14
1.3.2. La modélisation des transferts radiatifs.....	14
1.4. Introduction de la plante dans la modélisation du climat sous serre.....	15

Etude bibliographique

1.1. Les paramètres climatiques dans une serre :

Les facteurs climatiques qui influent sur le climat à l'intérieur de la serre sont la température et l'humidité de l'air, le rayonnement solaire, le vent extérieur En réalité, chacun de ces facteurs engendre une combinaison d'effets qui peuvent être favorables ou non au fonctionnement de la serre selon les conditions locales qui règnent (Ould Khaoua. S.A, 2006):

- La température intervient de façon prépondérante dans la croissance et le développement de la végétation ;
- Les concentrations de CO_2 et de vapeur d'eau, jouent un rôle déterminant dans la transpiration et dans la photosynthèse des plantes ainsi que dans le développement des maladies fongiques ;
- Le rayonnement solaire intervient également dans la photosynthèse. Certains matériaux de couverture comme le verre, transparents au rayonnement de courtes longueurs d'ondes et opaques au rayonnement infrarouge, créent *un effet de serre* qui provoque lui-même une augmentation de température sous l'abri ;
- Le vent génère des différences de pression sur la serre qui peuvent l'endommager dans les cas extrêmes. Il provoque également des pertes par convection et contribue de façon déterminante à l'aération naturelle.

Un contrôle bien maîtrisé du climat permet donc de gérer ces paramètres et d'améliorer le fonctionnement physiologique des plantes. Parmi tous les moyens de contrôle du climat en période estivale, l'aération des serres joue un rôle essentiel, car elle permet de réguler la température dans la serre.

1.2. La modélisation de l'agro système serre :

La modélisation peut être définie comme une présentation mathématique d'un phénomène réel c.-à-d. : un établissement du modèle mathématique traduisant les

phénomènes considérés, aboutit alors à la résolution d'un système d'équations, ici par des méthodes numériques (Boulard *et al.*, 1995).

Comme la serre est un milieu confiné mettant en jeu de nombreux mécanismes physiques et biologiques, il est impossible de d'écrire avec une égale précision tous ces mécanismes. La modélisation permet de contourner l'impossibilité de traiter exactement les problèmes physiques, en tenant compte de tous ces mécanismes. Le modèle utilisé constitue un système physique fictif, pour lequel les équations générales de la physique prennent une forme relativement simple et qui permet d'approcher les propriétés du système réel (Haxaire, 1999).

1.2.1. Définition du modèle :

Deux corps à des températures différentes échangent de l'énergie sous forme de chaleur. Il existe trois modes fondamentaux d'échange de chaleur : le rayonnement, la convection et la conduction ; les échanges de chaleur et de masse doivent être bien connus au niveau du sous-système de serre (i.e. le sol, les plantes, l'air intérieur et enfin la paroi séparant l'intérieur et l'extérieur) (Ould Khaoua. S.A, 2006). Ces échanges sont (Charles. C, 2001) :

- Radiatifs : les échanges correspondent à un transfert d'énergie par des oscillations rapides de champs électromagnétiques qui ne nécessitent pas de milieu matériel pour se déplacer ;
- Convectifs : les échanges s'effectuent grâce au transport de l'énergie thermique par un fluide en mouvement ;
- Conductifs : les échanges ont lieu au sein des milieux sans mouvement, ce qui correspond à la propagation de proche en proche des énergies moléculaires internes.

1.2.1.1. Les échanges convectifs :

Les transferts qui s'opèrent entre les surfaces naturelles et l'atmosphère en mouvement, sont de type convectif. On dit qu'un transfert de chaleur ou de masse s'opère par convection lorsqu'il a lieu au sein d'un fluide en mouvement et que le transport s'effectue par déplacement du fluide : c'est le cas des transferts au-dessus des surfaces naturelles. La convection peut être libre (on dit encore naturelle) ou forcée, ou mixte, dans des configurations d'écoulements laminaires ou turbulents.

Nous allons préciser quelques définitions se rapportant à la convection :

- **Convection libre (naturelle)** : Il y a convection libre lorsque le mouvement du fluide est provoqué par des différences de densités apparaissant au sein du fluide lui-même, et dues à des différences de température.

Par exemple, au contact d'un corps chaud, la température de l'air monte ; sa masse volumique décroît et il subit alors de la part de l'air non chauffé une poussée vers le haut ; cet air chaud qui s'élève est remplacé par de l'air plus froid et le processus se poursuit, entretenant à la fois le mouvement et le transfert.

- **Convection forcée** : Il y a convection forcée lorsque le mouvement du fluide est provoqué par un champ de forces extérieures au fluide à l'échelle de l'étude : par exemple le vent qui circule d'une zone de haute pression vers une zone de basse pression.

L'écoulement d'un fluide en convection forcée est laminaire ou turbulent. Il est laminaire lorsque les couches de fluide voisines glissent les unes sur les autres sans s'interpénètrent. Il est turbulent lorsque le mouvement des particules fluides est désordonné et que les couches de fluide voisines s'interpénètrent. Expérimentalement on met en évidence le phénomène de la façon suivante : on utilise un tuyau transparent dans lequel circule un liquide et on injecte dans celui-ci un mince filet liquide coloré. Dans le cas du régime laminaire le filet reste parallèle à l'axe du tube. Dans le deuxième cas, il se forme des tourbillons et le liquide coloré se répartit dans toute la section du tube (B. A. Monteny & J. P. Lhomme, 1980).

- **Convection mixte** : c'est un régime convectif que l'on rencontre lorsque les termes de convection naturelle et de convection forcée sont du même ordre de grandeur.

Néanmoins, un écoulement de convection peut avoir des caractéristiques géométriques inconnues dont on ne peut pas toujours deviner le mouvement. Ainsi, une couche de fluide froide qui se situe au-dessus d'une couche chaude conduit à ce qu'on appelle une stratification instable dans le champ de pesanteur. Pour l'air confiné entre le sol chaud de la serre et sa toiture plus froide, des cellules -de Rayleigh Bénard- ont été identifiées par plusieurs auteurs (Mistriotis *et al.*, 1997a ; Lamrani *et al.*, 2001 ; Boulard *et al.*, 2002).

Les échanges par convection jouent un rôle important dans les serres. Par exemple, l'air à proximité des tubes de chauffage d'une serre est réchauffé par convection naturelle (Ould Khaoua. S.A, 2006).

L'air réchauffé peut à son tour réchauffer les plantes, toujours par convection naturelle. En revanche, des échanges convectifs peuvent avoir lieu entre l'air et les parois, entre l'air et les cultures, et entre l'air et le sol.

En présence du vent, l'enveloppe d'une serre échange de la chaleur par convection forcée avec l'air extérieur.

En convection, toute la difficulté consiste à déterminer le coefficient du transfert convectif qui dépend des caractéristiques du fluide et de son écoulement, des températures et de la géométrie de la surface d'échange.

Dans les serres, on exprime en général les coefficients de convection en fonction de nombres sans dimensions (encore appelés nombres adimensionnels). On détermine ainsi le régime des écoulements en convection en faisant intervenir le nombre de Reynolds pour les écoulements en convection forcée ; le nombre de Grashof pour les écoulements en convection naturelle, *i.e.* régis par des gradients de température ou encore le nombre de Richardson pour les écoulements en convection mixte.

L'hypothèse d'uniformité du climat sous serre a été largement utilisée depuis les années 80 pour modéliser les transferts de chaleur et de masse ; elle suppose une parfaite homogénéité du climat sous serre. On considère, en général, une seule température et une seule vitesse d'air, aussi bien près des parois qu'au niveau du sol ou dans le couvert végétal. Ce dernier est généralement assimilé à une grande feuille (*i.e. big leaf*) de température uniforme forte (Ould Khaoua. S.A, 2006).

❖ Approche milieu poreux :

La modélisation des quantités transportées dans un écoulement (par exemple quantité de mouvement, chaleur et vapeur en serre) est essentielle pour la compréhension et la prévision de la réponse de récolte à l'influence physique externe. La définition et la conception du domaine tridimensionnel d'intérêt est très complexe : d'où on trouve une solution à ce problème, en proposant un modèle et en considérant la végétation comme milieu poreux (Boulard *et al.*, 2002).

Un milieu poreux peut être défini en tant que matrice solide avec les pores reliés ensemble par lesquels passe le fluide. La présence d'une matrice solide dans l'écoulement mène à une augmentation considérable du transfert des quantités transportées, comme l'équilibre de quantité de mouvement qui est affecté par frottement sur la matrice solide. Le modèle le plus simple exprimant le lien entre le gradient de pression et le vecteur de vitesse en

volume de contrôle ; est la loi de Darcy (Boulard *et al.*, 2002) :

$$\text{grad}P = -\frac{\mu}{K}u \quad (1.1)$$

Le coefficient K est indépendant de la nature du fluide et dépend seulement de la géométrie du milieu poreux. Il est appelé perméabilité intrinsèque du milieu. La loi de Darcy représente l'équation de quantité de mouvement, et sa limitation est l'absence du terme inertie u^2 . Le domaine de la validité de la loi de Darcy est défini par le nombre de Reynolds modifié Re_p (Boulard *et al.*, 2002) :

$$Re_p = \frac{u}{\nu}\sqrt{K} \quad (1.2)$$

Où : u la vitesse de vent et ν la viscosité cinématique.

La loi de Darcy à été vérifiée au cours de nombreuses expérimentations. Cependant son domaine d'application, linéaire en fonction de la vitesse, suppose que la vitesse soit suffisamment faible ; c'est-à-dire que le nombre de Reynolds (Re_p) de l'écoulement, basé sur la taille typique d'un pore, soit inférieur à 1. Dans ce cas, la résistance due aux frottements est prépondérante par rapport à la résistance due aux changements de direction. Au-delà il existe un domaine de transition ($1 < Re_p < 10$). Ensuite, quand $Re_p > 10$, le gradient de la pression dépend à la fois de la vitesse et du carré de la vitesse. Ceci sans que l'écoulement au sein des pores soit devenu turbulent, mais parce que la résistance à l'écoulement due aux frottements est comparable à la résistance due à la forme des pores (qui induisent des changements de direction de l'écoulement). Il faut alors généraliser l'équation de Darcy (1.1) en la complétant par un terme qui dépend du carré de la vitesse, c'est l'équation de Darcy-Forschheimer (Haxaire, 1999) :

$$\text{grad}P = -\frac{\mu}{K}u - \frac{c_F}{\sqrt{K}}\rho u^2 \quad (1.3)$$

Où ρ est la densité du fluide et c_F est un facteur adimensionnel dépendant de la nature du milieu poreux, que l'on nomme facteur inertiel ou coefficient de perte de charge non linéaire. On croyait, dans un premier temps, que la valeur de c_F était une constante universelle de l'ordre de 0.55, mais par la suite, on a découvert qu'elle pouvait varier entre 0.1 et 0.61 selon la nature du milieu poreux.

Pour des situations de serre, où la perméabilité K de la récolte est significative, le terme visqueux est négligeable (l'ordre du grandeur de viscosité dynamique μ est de 10^{-5} pour l'air), ainsi le gradient de pression dépend seulement du terme quadratique (Boulard *et al.*, 2002) :

$$\text{grad}P \approx -\frac{c_F}{\sqrt{K}} \rho u U \quad (1.4)$$

1.2.1.2. Les échanges radiatifs :

Tous les corps ayant une température supérieure à 0 K (-273 °C) émettent de l'énergie à leur surface. Ceci se traduit par des oscillations rapides correspondent à des ondes électromagnétiques. La gamme de longueurs d'ondes (ou de fréquences) concernées est très vaste et correspond à ce que l'on appelle communément le spectre de rayonnement électromagnétique (figure 1.1) (Ould Khaoua. S.A, 2006).

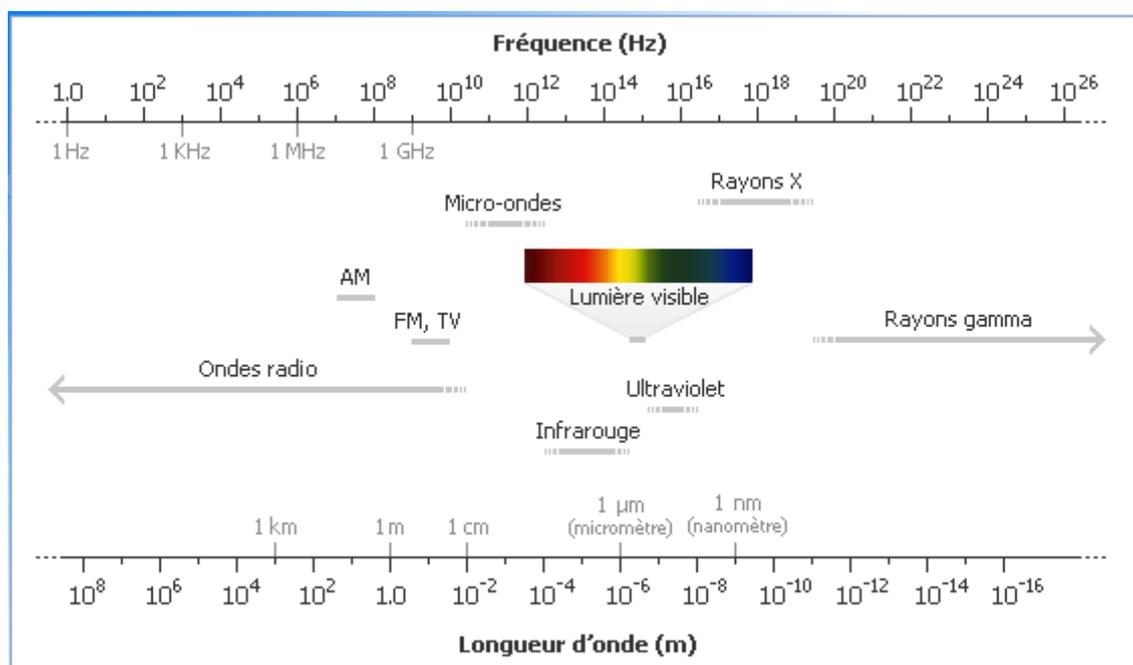


Figure 1.1 : Spectre électromagnétique.

L'énergie rayonnée se transforme en énergie thermique si elle rencontre un corps absorbant pour ces longueurs d'ondes. Ce transfert de chaleur se fait dès que deux corps à des températures différentes sont séparés par un milieu perméable. Aucun support matériel n'est requis pour cet échange qui peut se produire même dans le vide. L'énergie reçue par la surface du corps le plus froid est divisée en trois parties : une fraction est réfléchiée, une autre fraction est transmise, elle passe à travers le corps sans le réchauffer, et une dernière fraction est absorbée par le corps dont elle élève sa température. Les corps ont des propriétés de réflexion, de transmission et d'absorption du rayonnement variables en fonction des longueurs d'ondes reçues.

Lorsqu'un rayonnement atteint un élément de surface ds , une fraction ρ de la puissance incidente est réfléchiée, c'est-à-dire renvoyée sans avoir pénétré dans la paroi,

une autre fraction α est absorbée dans la masse du récepteur, constituant un apport énergétique pour ce dernier, et une troisième fraction τ peut être transmise (à travers la paroi et ressort de l'autre côté). La figure 1.2, schématise ce partage (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

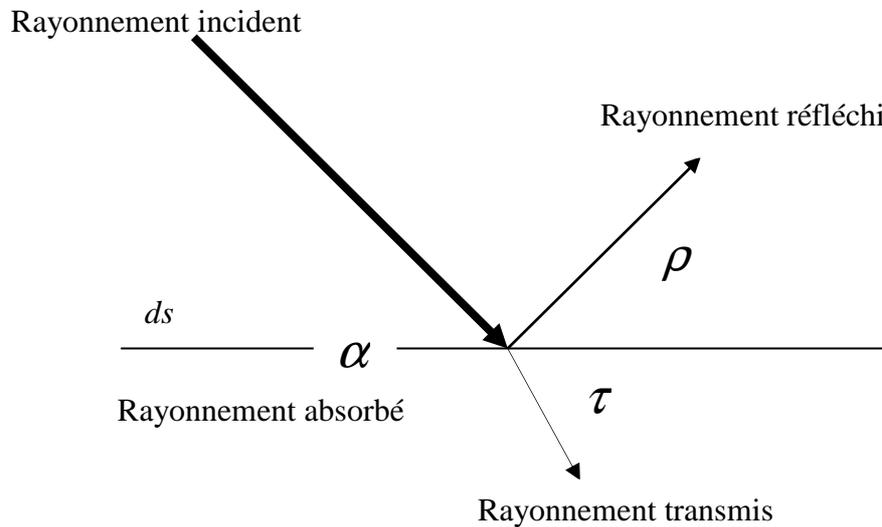


Figure 1.2 : Absorption, réflexion, transmission du rayonnement.

Ces trois grandeurs sont liées par la relation :

$$\alpha + \rho + \tau = 1 \quad (1.5)$$

Les mécanismes d'interaction de la lumière avec les plantes sont relativement complexes. La totalité du flux d'énergie solaire couvre le domaine de longueur d'onde compris entre 0.15 et 4.0 μm alors que celui de la surface terrestre est compris dans le domaine allant de 3 à 100 μm . Il n'existe qu'un très faible recouvrement entre les deux spectres. Ces deux domaines sont appelés les domaines des courtes et des grandes longueurs d'ondes. Le bilan radiatif est la somme algébrique des échanges radiatifs de courtes et de grandes longueurs d'ondes (Charles. C, 2001) :

a) Les échanges radiatifs de courte longueur d'onde :

La couverture de la serre transmet la plus grande partie du rayonnement solaire utile à la photosynthèse (entre 0.4 et 0.7 μm). C'est pourquoi les échanges radiatifs de courte longueur d'onde ont été très tôt analysés en détail (Nisen, 1969 ; Nisen et Dogniaux, 1975). Des programmes de calcul numérique ont été développés pour traiter les différents aspects de ce problème (Kozai et al., 1978).

Pour un rayonnement global incident donné au sommet d'un couvert végétal, le climat lumineux en son sein dépend de son architecture ainsi que des propriétés optiques de ses différentes composantes et du sol. Le rayonnement incident (direct et diffus) peut varier considérablement d'un point à l'autre à cause des taches de soleil, des zones d'ombre et de pénombre (Sinoquet, 1993). Ce problème a été étudié pour une culture de rosiers sous serre (Stanhill et al., 1973). D'une manière générale, il a été montré que :

- ✓ La proportion du rayonnement diffus est plus importante sous serre qu'en plein air,
- ✓ La disposition des cultures en rangs complexifie le traitement du problème (Stanhill et al., 1973 ; Tchamitchian, 1990),
- ✓ L'effet de la saison est très important sur la transmission du rayonnement sous serre.

C'est la raison pour laquelle, il est nécessaire de déterminer des valeurs moyennes, correspondant à une certaine intégration spatiale, pour décrire le profil lumineux à l'intérieur d'un couvert.

b) Les échanges radiatifs de grandes longueurs d'onde :

Les apports d'énergie correspondent au rayonnement atmosphérique. Les échanges se produisent essentiellement entre le sol, les plantes, les parois et l'extérieur. La nature de la couverture joue donc un rôle prépondérant dans ces échanges. Les matériaux utilisés pour la couverture doivent être le plus transparent possible dans le domaine du visible, afin de favoriser la photosynthèse et être opaques dans les grandes longueurs d'onde « le domaine des infrarouges thermiques » pour optimiser l'effet de serre radiatif. L'*effet de serre* peut être considéré comme ce phénomène (Charles. C, 2001) :

- ✓ Le piégeage du rayonnement de grande longueur d'onde par le matériau de couverture. Il est d'autant plus important que le matériau est plus opaque dans ce domaine. Le rayonnement solaire pénétrant dans la serre, chauffe les plantes, le sol et les structures qui à leur tour émettent un flux supplémentaire de rayonnement thermique qui est bloqué par les parois. De nombreux modèles détaillés des échanges radiatifs entre les différents constituants de la serre ont été développés (Monteil, 1985 ; Kimball , 1986).

1.3. Etude numérique sur des écoulements dans une serre :

1.3.1. Interaction de l'écoulement avec la couverture végétale :

L'interaction d'une couverture de végétale et les flux d'air excite une chute dans la quantité de mouvement et l'absorption de l'énergie solaire par les feuilles est accompagnée de la chaleur sensible, de la vapeur d'eau (transpiration) et des échanges de CO_2 (photosynthèse), de sorte que tous ces aspects doivent être considérés en même temps avec l'utilisation des CFD. Les pertes de quantité de mouvement sont dues à l'effet du terme $gradP$. Ce terme peut être exprimé au moyen d'une formule généralement utilisée (Boulard *et al.*, 2002) :

$$gradP = L_f C_v \rho u \quad (1.7)$$

Où : L_f est la surface de feuille, u est la vitesse d'air et C_v est le coefficient de frottement. Cette méthode a été combinée avec l'approche d'un milieu poreux par Haxaire (1999) et Boulard et Wang (2002a). Le facteur inertiel C_f et la perméabilité du milieu poreux K sont déduits des caractéristiques du végétal suivant la relation :

$$\frac{C_f}{\sqrt{K}} = L_f C_v \quad (1.8)$$

1.3.2. La modélisation des transferts radiatifs :

Wang & Boulard, (2000) ont utilisé un modèle informatique pour simuler la répartition spatiale du rayonnement à la surface du sol, sous serre de type tunnel, pour différentes orientations et pendant différentes périodes de l'année. Leur modèle tient compte de la position du soleil dans le ciel, de la géométrie du couvert, de la présence d'ouvertures, de la présence de structures et de petits bois et enfin de la répartition du rayonnement incident en rayonnement direct et diffus. Ils ont bien mis en évidence une forte hétérogénéité spatiale qui était liée à la forme du tunnel et surtout à la présence d'ouvrants et d'ombres portées par les structures.

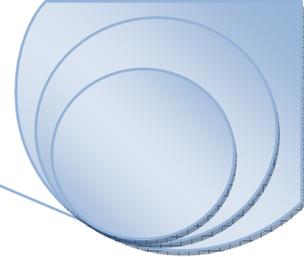
En ce qui concerne la modélisation numérique par les codes de calcul (CFD) des phénomènes radiatifs, un certain nombre d'études ont été réalisées sur cette problématique.

Mais jusqu'à présent, les effets du rayonnement ont été modélisés en imposant directement les températures d'équilibre des parois ou les flux de chaleur au niveau des parois de la serre comme paramètres d'entrée des modèles. Cette méthode induit un forçage artificiel à l'intérieur du domaine du calcul puisque la température des parois (ou les flux de chaleur qui la traversent) résulte en réalité de processus physiques associant convection et rayonnement. Les conditions aux limites ne devraient en réalité être appliquées qu'au niveau des frontières externes du domaine. *Bartzanas et al., (2002)* font partie des auteurs qu'ils ont imposé des températures de parois et du sol à partir de mesures expérimentales relevées par des sondes en platine ou des thermocouples. *Mistriotis et al., (1997a)* ont pour leur part choisi d'imposer des flux de chaleur au niveau des parois à partir d'estimation du flux solaire. *Boulard & Wang (2002b)* ont développé un modèle de distribution de rayonnement pour prédire l'hétérogénéité du rayonnement solaire à l'intérieur de la serre à partir de la position du soleil, de la géométrie de la serre, de la transmission de la couverture de la serre et les conditions de couverture nuageuse. Néanmoins, jusqu'à présent, très peu d'études sur les microclimats dans les serres ont été conduites en prenant en compte et en résolvant l'Equation de Transferts Radiatifs couplée à l'Equation de conservation de l'énergie. *Montero et al., (2005)* les seuls qu'ils ont étudié le climat de nuit d'une serre plastique non chauffée en tenant compte de l'échange du rayonnement infrarouge entre le ciel et le revêtement de la serre.

1.4. Introduction de la plante dans la modélisation du climat sous serre :

1.4.1. Influence dynamique de la végétation:

Si le modèle milieu poreux traditionnel développé par Darcy et complété par Forshheimer a été initialement développé dans le but de décrire des écoulements dans des milieux poreux de forte densité et de faible perméabilité, il peut être également utilisé pour décrire les écoulements dans la végétation, qui est pourtant un milieu à forte perméabilité (*Haxaire, 1999*).



Chapitre 2

Modèle physique

Sommaire

2.1. Equations gouvernantes.....	16
2.1.1. Equations en régime laminaire.....	16
1. Equations générales.....	16
• Equation de continuité	17
• Equation de quantité de mouvement	17
• Couplage de l'équation d'énergie (couplage des transferts convectifs et radiatifs).....	17
• Equation de Transfert Radiatif (ETR).....	19
• Conditions aux limites de rayonnement.....	19
• Grandeurs radiatives intégrales.....	20
• Forme simplifiée de l'équation de transfert radiatif (ETR).....	23
❖ En milieu transparent.....	23
❖ En milieu semi-transparent gris non diffusant.....	23
✓ Transfert radiatif pur stationnaire (équilibre radiatif).....	24
✓ Description de la méthode des ordonnées discrètes (DO).....	24
2. hypothèses de simplifications du système d'équations.....	28
3. Approximation de Boussinesq.....	29
4. Système d'équations obtenues.....	30
2.2. Modélisation de la turbulence.....	31
2.2.1. La décomposition de Reynolds.....	31
2.2.2. Equation de Reynolds.....	32
2.2.3. Le concept de viscosité turbulente (l'hypothèse de Boussinesq).....	33
2.2.4. Modèles à deux équations.....	34
2.3. Prise en compte du couvert végétal sous serre.....	36
2.4. Equation générale de conservation.....	36
2.5. Les conditions initiales et aux limites.....	37
2.5.1. Conditions initiales.....	37
2.5.2. Conditions aux limites.....	38
2.5.3. Paramètres utilisés dans le modèle milieu poreux.....	39
2.6. Couplage convectif-radiatif	40

La modélisation des écoulements fluides consiste à déterminer en tout point du domaine d'étude et à tout instant les grandeurs caractéristiques du fluide considéré (le fluide utilisé dans notre étude c'est de l'air), soit :

- Sa pression ;
- Sa température ;
- Le vecteur de vitesse.

Dans ce qui suit, on va formuler notre modèle physique, les hypothèses simplificatrices ainsi que les conditions initiales et aux limites appropriées de toute la frontière du domaine d'écoulement.

2.1. Equations gouvernantes:

2.1.1. Equations en régime laminaire :

On dit qu'un écoulement est laminaire lorsque les lignes de courant ont un aspect régulier et ordonné. Les différentes couches du fluide glissent alors les unes sur les autres sans échanger de matière. Ce sont les plus faciles à étudier car l'exploitation des symétries permet de prévoir l'orientation du champ de vitesse (Candel. S, 1995).

1. Equations générales :

Les phénomènes d'écoulements sont gouvernés par les équations de base, telles que l'équation de conservation de masse (la continuité) ; de la quantité de mouvement et d'énergie.

Pour écrire les différentes équations, on définit certaines hypothèses de base :

- Milieu continu et isotrope ;
- Pas de source ou puits de matière.

Les équations sont les suivantes :

• **Equation de continuité :**

L'équation de la loi de conservation de la masse pour un volume de contrôle matériel s'exprime mathématiquement sous la forme suivante :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho V = 0 \quad (2.1)$$

Où : ρ est la masse volumique et V est le vecteur vitesse.

• **Equation de quantité de mouvement :**

Le taux de variation de quantité de mouvement contenu dans le volume de contrôle est égal à la somme de toutes les forces extérieures qui lui sont appliquées. L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit sous la forme suivante :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \nabla V = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta V + F_i + \frac{1}{3} \nu \nabla (\nabla \cdot V) \quad (2.2)$$

Où : F_i est une force par unité de volume et ν est la viscosité cinématique.

• **Couplage de l'équation d'énergie (couplage des transferts convectifs & radiatif) :**

La variation d'énergie interne d'un élément de volume (fluide / solide), est la somme de la variation due à la conduction et à la convection, de la production d'une source interne de chaleur, de la variation d'énergie due à l'effet de compressibilité, et de l'énergie de dissipation visqueuse auxquelles s'ajoute la contribution par rayonnement à travers la matière translucide de cet élément de volume. En revanche, comparativement au stockage de l'énergie interne, le stockage de cette énergie rayonnante sous forme de photons dans l'élément de volume est couramment négligé. Ainsi aucune modification n'est apportée sur le terme transitoire de l'équation d'énergie dû à la présence d'un champ radiatif.

Dans le cas des transferts de chaleur par conduction, la contribution nette sur le bilan énergétique (équation de conservation d'énergie) est prise en compte à travers la divergence du vecteur flux conductif $\vec{q}_{cd} (q_{cd}, [Wm^{-3}])$, soit :

$$-\nabla \cdot q_{cd} = \nabla \cdot (\lambda \nabla T) \quad (2.3)$$

De la même manière, la contribution nette du rayonnement par unité de volume sur le bilan énergétique peut être exprimée par la divergence du vecteur flux radiatif total \vec{q}_r ($q_r, [Wm^{-3}]$) transcrit par un signe «-», soit : $-\nabla \cdot q_r$. Ainsi, nous soustrayons le terme q_r du terme $\lambda \nabla T$ dans l'équation d'énergie pour un fluide translucide afin de tenir compte de la convection et du rayonnement comme suit (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V \nabla T \right) = \text{div}(\lambda \nabla T - q_r) + T \beta \left(\frac{\partial p}{\partial t} + V \nabla p \right) + q + \mu \phi \quad (2.3-1)$$

Avec :

- $\rho c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + V \nabla T \right)$: La variation totale d'énergie ;
- $\text{div}(\lambda \nabla T)$: La variation d'énergie par conduction ;
- q : Puissance volumique dissipée ;
- $T \beta \left(\frac{\partial p}{\partial t} + V \nabla p \right)$: La variation d'énergie due à la compressibilité ;
- $\mu \phi$: La dissipation irréversible due au frottement visqueux ;
- Les coefficients c_p , λ et β sont respectivement, la capacité calorifique, la conductivité thermique et le coefficient de dilatation isobare du fluide.
- L'obtention de la distribution de température dans le milieu (fluide / solide), nécessite la résolution de cette dernière équation en température. Une expression en luminance du terme $-\nabla \cdot q_r$ est cependant nécessaire. Nous relierons dans un premier temps, le vecteur flux radiatifs \vec{q}_r à la luminance *monochromatique* $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ dans l'équation des transferts radiatifs. La contribution nette du rayonnement par unité de volume sur le bilan énergétique peut être exprimée par la divergence du vecteur flux radiatif total \vec{q}_r (Ould Khaoua. S.A, 2006):

$$q_{r,\lambda}(\vec{r}) = \int_{\Omega=0}^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \cdot \vec{s} d\Omega \quad (2.3-2)$$

Il est nécessaire de déterminer la distribution de la luminance $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ dans le domaine de calcul, cela nécessite la résolution de l'équation de transfert radiatif.

• **Equation de Transfert Radiatif (ETR) :**

Pour simuler l'énergie liée au rayonnement dans le bilan thermique de chaque élément du système serre (*i.e.* paroi, sol...), on résout en plus l'Equation de Transfert Radiatif (Ould Khaoua. S.A, 2006).

La variation totale de la luminance traversant normalement un milieu semi transparent d'épaisseur dS autour de la position \vec{r} dans la direction \vec{s} . Elle est obtenue en sommant les termes liés à chacun des trois phénomènes rencontrés en rayonnement que nous avons définis (absorption, émission et diffusion) :

$$dL_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}) = dL_{\lambda,a}(\vec{r}, \vec{s}) + dL_{\lambda,e}(\vec{r}, \vec{s}) + dL_{\lambda,d}(\vec{r}, \vec{s}) \quad (2.3-3)$$

En remplaçant ces termes par leurs expressions (A.6), (A.7), (A.9) et (A.11) dans l'équation (2.3-3) et en divisant par dS , on obtient **l'équation de transfert radiatif** (l'équation de la variation de la luminance), dénommée aussi **ETR** sous sa forme différentielle :

$$\underbrace{\frac{dL_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s})}{ds}}_A + \underbrace{(k_{\lambda} + \sigma_{\lambda,d})}_{B} L_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}) = \underbrace{k_{\lambda} n^2}_{C} L_{\lambda,0}(\vec{r}) + \underbrace{\frac{\sigma_{\lambda,d}}{4\pi} \int_0^{4\pi} L_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}') \Phi_{\lambda}(\vec{s}', \vec{s}) d\Omega}_{D} \quad (2.3-4)$$

Avec :

A : représente la variation de la luminance à la traversée de l'élément d'épaisseur dS ;

B : correspond à l'atténuation du rayonnement (pertes) par diffusion sortante (out-scattering) et absorption ;

C : correspond à un gain pour la luminance par émission (émission propre) à la traversée de l'élément d'épaisseur dS avec un coefficient de réfraction $n \geq 1$;

D : correspond à un gain pour la luminance par diffusion des luminances provenant des directions \vec{s}' qui sont déviées dans la direction \vec{s} (renforcement par diffusion).

La résolution de l'ETR sera apparente dans le terme source de l'équation d'énergie.

✓ **Conditions aux limites de rayonnement :**

Afin de résoudre l'équation de transfert radiatifs et ainsi de caractériser les échanges d'énergie par rayonnement, il est nécessaire de poser les conditions aux limites d'un élément de surface dS d'une paroi solide localement plane, opaque limitant le domaine de milieu semi-transparent.

Considérons un point $P(\vec{r}_w)$ à la surface de cette paroi, nous noterons $L_{\lambda,0}(\vec{r}_w)$ la luminance noire de la surface obtenue à la température T_w , de facteur d'émission (émissivité) monochromatique directionnelle \mathcal{E}_λ . On définit alors $L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s})$ la luminance émise par la surface telle que (Ould Khaoua, S.A, 2006):

$$L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}) = n^2 \mathcal{E}_\lambda(\vec{r}_w) \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \rho_\lambda(\vec{r}_w) L_{\lambda,incident}(\vec{r}_w) \quad (2.3-5)$$

Nous faisons l'hypothèse que les surfaces sont rugueuses, parfaitement dépolies et ont une réflexion diffuse (figure 2.1). La partie réfléchi est fonction de la luminance incidente totale provenant de toutes les directions \vec{s}' du demi-espace (au dessus de la surface) orienté selon la normale \vec{n} . L'équation (2.3-5) s'écrit alors :

$$L_\lambda(\vec{r}_w) = n^2 \mathcal{E}_\lambda(\vec{r}_w) \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \mathcal{E}_\lambda(\vec{r}_w)}{\pi} \int_0^{2\pi} L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}') \vec{n} \cdot \vec{s}' d\Omega' \quad (2.3-6)$$

La réflectivité peut être obtenue en posant (équation A.14 de l'Annexe A) :

$$\rho_\lambda(\vec{r}_w) = 1 - \mathcal{E}_\lambda(\vec{r}_w) \quad (2.3-7)$$

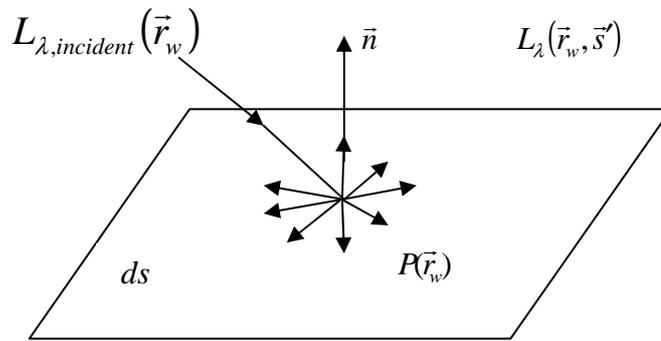


Figure 2.1 : Schématisation de la réflexion pouvant avoir lieu sur une surface rugueuse et parfaitement dépolie.

✓ Grandeurs radiatives intégrales :

La luminance $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ rayonnée en un point $P(\vec{r})$ est une grandeur fonction de la position \vec{r} et de la direction de propagation dans l'espace \vec{s} (figure 2.2), alors que nous avons besoin de définir des grandeurs radiatives intégrales afin d'arriver au couplage des transferts radiatifs avec les autres modes de transfert d'énergie (*i.e.* conduction et convection). Nous introduisons donc dans cette partie les grandeurs radiatives issues

d'intégrale sur l'angle solide 4π au point $P(\vec{r})$ de l'espace. Les plus courantes sont (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

➤ *Le vecteur flux radiatif :*

Le flux *monochromatique* (ou *Emittance monochromatique*) émis par la source dS , dans l'ensemble des directions de l'espace est donné par l'intégration de la luminance $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ sur l'angle solide 4π , soit :

$$q_{r,\lambda} = \int_0^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s} \cdot \vec{n} d\Omega \quad (2.3-8)$$

La direction \vec{s} est repérée par son angle θ avec la normale locale à la surface et un azimut φ . L'équation (2.3-8) peut être réécrite en coordonnées sphériques sous la forme :

$$q_{r,\lambda} = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{2\pi} L_\lambda(\theta, \varphi) \cos \theta \sin \varphi d\theta d\varphi \quad (2.3-9)$$

Le vecteur flux radiatif $\vec{q}_{r,\lambda}(\vec{r})$ *monochromatique* en un point $p(\vec{r})$ dans un repère orthonormé $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ est ainsi donné par :

$$\vec{q}_{r,\lambda}(\vec{r}) = \int_0^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s} d\Omega \quad (2.3-10)$$

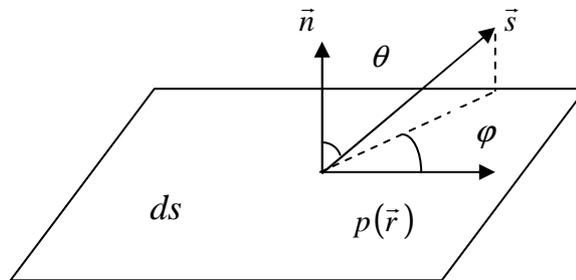


Figure 2.2 : *Système de coordonnées pour le flux radiatif.*

➤ *L'éclairement surfacique :*

On désigne par H_λ , le flux reçu par unité de surface réceptrice, provenant de l'ensemble des directions \vec{s}' . L'éclairement surfacique *monochromatique* en un point $p(\vec{r})$ à la paroi est donné par :

$$H_\lambda(\vec{r}_w) = \int_0^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}') |\vec{n} \cdot \vec{s}'| d\Omega' \quad (2.3-11)$$

Donc on peut écrire l'équation (2.3-6) pour des surfaces opaques, grises et diffuses (surface à émission et diffusion isotropes) sous la forme :

$$L_\lambda(\vec{r}_w) = n^2 \mathcal{E}_{\lambda,w} \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \mathcal{E}_{\lambda,w}}{\pi} \int_{\vec{n} \cdot \vec{s}' < 0} L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}') |\vec{n} \cdot \vec{s}'| d\Omega' = n^2 \mathcal{E}_{\lambda,w} \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \mathcal{E}_{\lambda,w}}{\pi} H_\lambda(\vec{r}_w) \quad (2.3-12)$$

➤ *Divergence du vecteur flux radiatif :*

Reprenons l'équation de transfert radiatif (2.3-4) pour un milieu semi-transparent : le premier terme $\frac{dL_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{ds}$ peut être exprimé en fonction du vecteur direction \vec{s} comme suit (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\frac{dL_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = \frac{\partial L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{\partial x} \frac{dx}{ds} + \frac{\partial L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{\partial y} \frac{dy}{ds} + \frac{\partial L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{\partial z} \frac{dz}{ds} \quad (2.3-13)$$

Dans un repère orthonormé $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, $\frac{dx}{ds}$, $\frac{dy}{ds}$ et $\frac{dz}{ds}$, et représentent les cosinus directeurs du vecteur \vec{s} ou projections de celui-ci sur les axes du repère cartésien, soit :

$$\vec{s} = s_x \vec{i} + s_y \vec{j} + s_z \vec{k} \quad (2.3-14)$$

Ainsi l'équation (2.3-13) peut être exprimée en fonction du vecteur direction \vec{s} soit :

$$\frac{dL_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = \nabla \cdot [L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s}] \quad (2.3-15)$$

Par intégration de l'équation (2.3-4) sur tout l'hémisphère (angle solide $\Omega = 4\pi$), on obtient :

$$\int_{\Omega=0}^{4\pi} \frac{dL_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{ds} d\Omega = - \int_{\Omega=0}^{4\pi} (k_\lambda + \sigma_{\lambda,d}) L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega + n^2 4\pi k_\lambda L_{\lambda,0}(\vec{r}) + \frac{1}{4\pi} \int_{\Omega=0}^{4\pi} \int_{\Omega'=0}^{4\pi} \sigma_{\lambda,d} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}') \Phi_\lambda(\vec{s}', \vec{s}) d\Omega' d\Omega \quad (2.3-16)$$

En remplaçant l'équation (2.3-15) dans l'équation (2.3-16) et en tenant compte de la relation de normalisation (A.12), on accède à la divergence du vecteur flux radiatif *monochromatique*, soit :

$$\nabla \cdot q_{r,\lambda}(\vec{r}) = \nabla \cdot \left[\int_{\Omega=0}^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s} d\Omega \right] = k_\lambda \left[n^2 4\pi L_{\lambda,0}(\vec{r}) - \int_{\Omega=0}^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\Omega \right] \quad (2.3-17)$$

Si on définit maintenant le rayonnement incident *monochromatique* $G_{r,\lambda}(\vec{r})$ en provenance de toutes les directions \vec{s}' en un point $p(\vec{r}_w)$ de la surface comme :

$$G_{r,\lambda}(\vec{r}) = \int_0^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}') d\Omega' \quad (2.3-18)$$

En remplaçant le rayonnement incident $G_{r,\lambda}(\vec{r})$ par son expression (2.3-18), le terme source *monochromatique* $\nabla \cdot q_{r,\lambda}(\vec{r})$ devient :

$$\nabla \cdot q_{r,\lambda}(\vec{r}) = k_\lambda [n^2 4\pi L_{\lambda,0}(\vec{r}) - G_{r,\lambda}(\vec{r})] \quad (2.3-19)$$

Enfin, le terme source radiatif $\nabla \cdot q_r$ dans l'équation d'énergie (2.3-1) s'obtient par intégration de l'équation (2.3-19) sur tout le spectre (Ould Khaoua. S.A, 2006), soit :

$$\nabla \cdot q_r = \int_{\lambda=0}^{\infty} k_\lambda [n^2 4\pi L_{\lambda,0}(\vec{r}) - G_{r,\lambda}(\vec{r})] d\lambda \quad (2.3-20)$$

La dépendance angulaire est une difficulté uniquement attachée à la résolution de l'ETR dans une direction de propagation donnée. Le terme source $\nabla \cdot q_r$ dans l'équation d'énergie représente un bilan énergétique global en un point. Les grandeurs intégrales sont donc les seules qui puissent présenter un intérêt pour prendre en compte le rayonnement en aération naturelle.

✓ *Forme simplifiée de l'équation de Transfert Radiatif (ETR) :*

❖ *En milieu transparent :*

Dans ce cas, l'ETR (2.3-4) se limite à :

$$\frac{dL_\lambda(\vec{r}, \vec{s})}{ds} = 0 \quad (2.3-21)$$

La luminance monochromatique directionnelle se conserve dans un milieu transparent.

❖ *En milieu semi-transparent gris non diffusant :*

Si le milieu est supposé gris, de sorte que le coefficient d'absorption ne varie pas en fonction de la longueur d'onde. Le terme source radiatif $\nabla \cdot q_r$ dans l'équation d'énergie (2.3-1) se réduit à :

$$\nabla \cdot q_{r,\lambda}(\vec{r}) = k(\vec{r}) \left[n^2 4\sigma T^4(\vec{r}) - \int_0^{4\pi} L(\vec{r}, \vec{s}') d\Omega' \right] \quad (2.3-22)$$

Où : $L(\vec{r}, \vec{s}')$ est la luminance totale au point \vec{r} dans la direction \vec{s}' , et $n^2 4k(\vec{r})\sigma T^4(\vec{r})$ représente l'énergie totale émise par un milieu dans toute les directions de l'espace à partir du point \vec{r} .

✓ **Transfert radiatif pur stationnaire (équilibre radiatif) :**

Dans le milieu semi-transparent, on suppose que les échanges locaux d'énergie ne se font que par absorption et émission de rayonnement. Le système est alors en équilibre si l'énergie émise localement est égale à l'énergie absorbée. Dans le cas d'un milieu semi-transparent gris, l'équilibre radiatif s'écrit (Belkacemi, Z, 2004):

$$k(\vec{r}) \left[n^2 4\sigma T(\vec{r})^4 - \int_0^{4\pi} L(\vec{r}, \vec{s}') d\Omega' \right] = 0 \quad (2.3-23)$$

d'où la température locale :

$$T(\vec{r}) = \left[\frac{\int_0^{4\pi} L(\vec{r}, \vec{s}')}{n^2 4\sigma} \right]^{1/4} \quad (2.3-24)$$

Il est par conséquent nécessaire de connaître le champ de luminance totale directionnelle au sein du milieu.

✓ **Description de la méthode des ordonnées discrètes (DOM) :**

Notre objectif étant de définir le terme source radiatif $\nabla \cdot q_{r,\lambda}(\vec{r})$ ou $\nabla \cdot q_r$, nous recherchons à résoudre l'équation (2.3-20). Cela nécessite la détermination de la luminance $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ (Ould Khaoua, S.A, 2006) :

Considérons donc un milieu absorbant, émettant et diffusant. La variation de la luminance le long d'un axe de propagation est donnée par l'ETR (2.3-4), en fonction de la luminance noir *monochromatique* $L_{\lambda,0}(\vec{r})$ donnée par la fonction de Planck (A.4), du coefficient d'absorption *monochromatique* k_λ et du coefficient de diffusion correspondant $\sigma_{\lambda,d}$, soit :

$$\nabla \cdot [L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s}] + (k_\lambda + \sigma_{\lambda,d}) L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) = k_\lambda n^2 L_{\lambda,0}(\vec{r}) + \frac{\sigma_{\lambda,d}}{4\pi} \int_0^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}', \vec{s}) d\Omega' \quad (2.3-25)$$

Les conditions aux limites, qui sont celles de surfaces opaques, grises et diffuses (surface à émission et diffusion isotropes), sont obtenues à partir de la relation (2.3-6) :

$$L_\lambda(\vec{r}_w) = n^2 \mathcal{E}_{\lambda,w} L_{\lambda,0}(\vec{r}_w) + \frac{1 - \mathcal{E}_{\lambda,w}}{\pi} \int_{\vec{n} \cdot \vec{s}' < 0} L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}') |\vec{n} \cdot \vec{s}'| d\Omega' = n^2 \mathcal{E}_{\lambda,w} L_{\lambda,0}(\vec{r}_w) + \frac{1 - \mathcal{E}_{\lambda,w}}{\pi} H_\lambda(\vec{r}_w) \quad (2.3-26)$$

Nous résumerons la méthode aux ordonnées discrètes (DOM) par les deux approximations suivantes :

- ❖ Toute intégration faite sur l'espace des angles solides 4π est remplacée par une quadrature angulaire numérique représentée par un nombre N de directions orientées selon les vecteurs unitaires \vec{s}_i (ou ordonnées discrètes) sur lesquelles l'ETR est résolue.
- ❖ La résolution spatiale de l'équation pour une direction \vec{s}_i donnée est faite sur un maillage par une méthode de type volumes finis. Elle est similaire à celle utilisée pour résoudre les équations de l'écoulement fluide et d'énergie.

Nous aborderons dans ce qui suit la façon dont on traite la dépendance angulaire du rayonnement.

➤ *Discrétisation angulaire :*

L'application d'une quadrature angulaire permet de remplacer toute intégrale sur l'espace des angles solides par une sommation pondérée sur N directions discrètes. On considère que pour toute fonction $f(\vec{s})$ de la luminance, on peut faire l'approximation suivante (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\int_0^{4\pi} f(\vec{s}) d\Omega = \sum_{i=1}^N w_i f(\vec{s}_i) \quad (2.3-27)$$

A chaque direction discrète \vec{s}_i est associé un point w_i correspondant à un angle solide défini autour de cette direction. Ces poids représentent des coefficients réels positifs non nuls. En effet, la luminance intégrée sur un angle solide $d\Omega_i$ autour de la direction \vec{s}_i ne peut en aucun cas être négative. L'ensemble des directions discrètes \vec{s}_i , de poids w_i - appelé aussi angle de contrôle - constitue le jeu de quadrature, elles doivent être correctement définies.

Chaque direction discrète \vec{s}_i peut s'écrire dans le repère cartésien $R(0, \vec{i}, \vec{j}, \vec{k})$ sous la forme (Joseph. D, 2004) :

$$\vec{s}_i = \mu_i \vec{i} + \eta_i \vec{j} + \xi_i \vec{k} \quad (2.3-28)$$

Où μ_i, η_i et ξ_i sont les cosinus directeurs de \vec{s}_i ou projections de celui-ci sur les axes du repère cartésien.

Les vecteurs directions discrètes s_i étant des vecteurs unitaires :

$$\mu_i^2 + \eta_i^2 + \xi_i^2 = 1 \quad (2.3-29)$$

De l'application de cette approche à l'équation du transport radiatif pour un milieu semi-transparent gris non diffusant découle un jeu de N équations différentielles identiques définies suivant \vec{s}_i (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\nabla \cdot [L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}_i) \vec{s}_i] = -k_\lambda L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}_i) + k_\lambda n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (2.3-30)$$

D'où un système couplé de N équations différentielles linéaires du premier ordre.

Pour la fonction unité $f(\vec{s})=1$, l'équation (2.3-27) se ramène à la principale condition nécessaire sur les poids :

$$\sum_{i=1}^N w_i = 4\pi \quad (2.3-31)$$

En remplaçant dans l'équation (2.3-27) la fonction $f(\vec{s})$ de façon adéquate, on peut récrire les équations (2.3-10) et (2.3-11). Le vecteur flux radiatif *monochromatique* $\vec{q}_{r,\lambda}(\vec{r}_w)$ en un point $p(\vec{r}_w)$ devient :

$$q_{r,\lambda}(\vec{r}) = \int_0^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \vec{s} d\Omega = \sum_{i=1}^N w_i L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}_i) \vec{s}_i \quad (2.3-32)$$

Et l'éclairement surfacique *monochromatique* $H_\lambda(\vec{r}_w)$ en un point $p(\vec{r}_w)$ (le flux parvenu à la surface de toutes les directions):

$$H_\lambda(\vec{r}_w) = \int_{\vec{n} \cdot \vec{s}' > 0} L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}') |\vec{n} \cdot \vec{s}'| d\Omega' = \sum_{i=1}^N w_i L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}_i) |\vec{n} \cdot \vec{s}_i| \quad (2.3-33)$$

Pour les parois opaques, grises et diffuses, la discrétisation de la condition aux limites (2.3-12) est directement obtenue on posant (le flux radiatif net quittant la surface):

$$L_\lambda(\vec{r}_w) = n^2 \varepsilon_{\lambda,w} \frac{\sigma T_w^4}{\pi} + \frac{1 - \varepsilon_{\lambda,w}}{\pi} \sum_{i=1}^N w_i L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}_i) |\vec{n} \cdot \vec{s}_i| \quad (2.3-34)$$

et la divergence du vecteur flux radiatif *monochromatique*, devient :

$$\nabla \cdot q_{r,\lambda}(\vec{r}) = k_\lambda \left[4n^2 \sigma T_w^4 - \sum_{i=1}^N w_i L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}_i) \right] \quad (2.3-35)$$

Il apparaît donc que seule la détermination de $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}_i)$ au centre des mailles du système et de $L_\lambda(\vec{r}_w, \vec{s}_i)$ au centre des faces coïncidant avec les surfaces, pour chaque

direction discrète \vec{s}_i imposée, est nécessaire et permet de définir le terme source radiatif $\nabla \cdot q_{r,\lambda}(\vec{r})$ et le flux radiatif incident aux parois $H_\lambda(\vec{r}_w)$.

Une telle méthode d'approximation de l'intégration angulaire nécessite, comme première optimisation, la recherche d'ordonnées discrètes associées aux directions permettant une bonne couverture de l'espace par une quadrature numérique précise et fiable.

Différentes quadratures angulaires, que l'on rencontre dans la littérature, peuvent être utilisées. Les quadratures angulaires les plus souvent utilisées sont les quadratures s_N . Certains parleront souvent de « Méthodes s_N » pour désigner la méthode **DO**. Plus généralement, le type de quadrature donne son nom à la méthode **DO** qu'il utilise (certains auteurs mentionneront donc l'utilisation de méthode T_N, \dots etc.). Nous ne développerons ici que les quadratures de type polaire / azimutale plus typiques des méthodes de volumes finis, que se soit pour un maillage structuré ou non structuré (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

➤ *Quadrature polaire / azimutale :*

Pour créer ce type de jeu de quadrature on discrétise l'octant d'un angle d'espace 4π en $N = N_\theta \times N_\varphi$ angles de contrôle solides d'un poids w_i chacun. On note $(0, \vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$ le repère orthonormé (Figure 2.3), θ l'angle polaire, et φ l'angle azimutal, tous deux compris dans l'intervalle $\left]0, \frac{\pi}{2}\right[$. On divise l'angle polaire $\frac{\pi}{2}$ en N_θ angles égaux de valeur $\Delta\theta$ et l'angle azimutal en N_φ angles égaux de valeur $\Delta\varphi$.

On prendra comme directions discrètes, les valeurs $\vec{s}_i = \vec{s}_{p,q}$ passant par les centres des angles solides $w_{p,q}$ que l'on définit par les angles θ_p et φ_q de telle sorte que (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\begin{cases} w_{p,q} = \int \Delta\varphi \int \Delta\theta \sin\theta d\theta d\varphi = 2 \sin\theta_p \sin\left(\frac{\Delta\theta}{2}\right) \Delta\varphi \\ \vec{s}_{p,q} = \sin\theta_p \sin\varphi_q \vec{i} + \sin\theta_p \cos\varphi_q \vec{j} + \cos\theta_p \vec{k} \end{cases} \quad (2.3-36)$$

Où : θ_p prend les valeurs $(p-1/2)\Delta\theta$ avec $p=1, N_\theta$, et φ_q prend les valeurs $(q-1/2)\Delta\varphi$ avec $q=1, N_\varphi$.

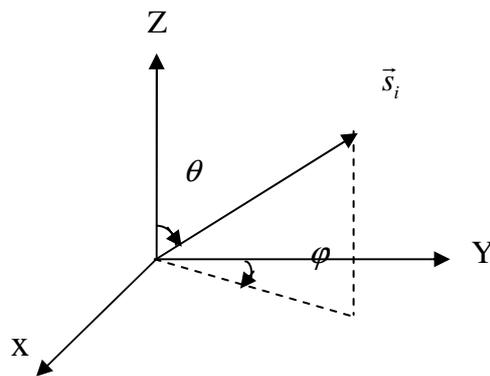


Figure 2.3: Système de coordonnées pour quadrature angulaire.

2. Hypothèses de simplifications du système d'équations :

Pour simplifier la résolution du système d'équations qui régit l'écoulement du fluide, un certain nombre d'hypothèses « simplificatrices » sont introduites :

- L'air est considéré comme un fluide visqueux Newtonien (la loi de comportement reliant contraintes et déformations est linéaire et isotrope) ;
- Les forces volumiques F_i sont dues uniquement à la pesanteur ;
- Les propriétés physiques du fluide sont supposées constantes hormis sa masse volumique ρ dont la variation est fonction de la température ;
- Les vitesses mises en jeu sont faibles. On considère l'air comme un fluide incompressible ;
- La production interne de chaleur est négligeable : $q = 0$;
- Le flux de dissipation visqueuse de la chaleur est négligeable car les écarts de température ΔT sont faibles et les vitesses mises en jeu aussi : $\phi = 0$;
- Le terme $T\beta(\frac{\partial p}{\partial t} + V\nabla p)$ (la variation d'énergie due à la compressibilité) est négligeable en raison des faibles vitesses mises en jeu.
- Les propriétés thermophysiques de l'air sont indépendantes de la température ;
- Le fluide est considéré comme un milieu complètement transparent, ce qui permet de négliger l'absorption de rayonnement (pas d'échange par rayonnement au sein du fluide).

3. Approximation de Boussinesq :

Dans un certain nombre de situation, l'hypothèse d'un fluide incompressible n'est pas justifiée et il faut prendre en compte les très faibles variations de densité produites par un gradient de température ou de pression. Dans la convection naturelle, la force motrice est due à la différence de densité du fluide due aux gradients de températures au sein même du fluide (Ould Khaoua. S.A, 2006). Pour des configurations d'écoulements dans une serre, la résultante des forces externes est limitée aux forces gravitationnelles de sorte que l'influence de la convection naturelle provoquée par des gradients de la température soit évidente. Quand les forces de flottabilité se produisent dans l'écoulement, la conception des propriétés physiques fixes n'assortit plus le comportement de l'écoulement du fluide (Boulard et al, 2002). L'effet de la convection naturelle est pris en considération dans l'équation de quantité de mouvement par la variation de la masse volumique.

Une approximation a été proposée par Oberbeck (1879) et Boussinesq (1903). Elle consiste à négliger les variations de la masse volumique dans les équations de conservation (2.2) et (2.3-1) (ρ peut être considérée comme constante ($\rho = \rho_0$)), sauf dans le terme qui correspond à la force volumique F_i dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Ould Khaoua. S.A, 2006). Si en prenant un état thermodynamique de référence (masse volumique ρ_0 et une température T_0), l'équation d'état pour la masse volumique ρ devient, en se limitant à un développement de premier ordre (Haxaire, 1999) :

$$\rho = \rho_0(1 - \beta(T - T_0)) \quad (2.4)$$

Avec :

ρ_0 : est la masse volumique de référence, loin des parois chaudes à la température T_0 ;

ρ : est la masse volumique d'une particule fluide située au voisinage d'une paroi d'échange.

Le terme β de l'équation (2.4) est le coefficient d'expansion volumique du fluide à pression constante, soit :

$$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{p=cste} \quad (2.5)$$

Compte tenu de cette approximation (appelée approximation de Boussinesq), on peut exprimer la force volumique F_i , moteur de la convection naturelle par (Haxaire, 1999):

$$F_i = g\beta(T - T_0) \quad (2.6)$$

4. Système d'équations obtenues :

En tenant compte des hypothèses faites, on obtient les équations suivantes qui décrivent le phénomène de la convection naturelle à l'intérieur de la serre :

- Equation de continuité : $\nabla \cdot V = 0$ (2.7)

- Equation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial V}{\partial t} + V \nabla V = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \Delta V + g\beta(T - T_0) \quad (2.8)$$

- Equation d'énergie (Ould Khaoua. S.A, 2006):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + V \nabla T = a(\Delta T) - \frac{1}{\rho c_p} \nabla \cdot q_r \quad (2.9)$$

Où : $\nu = \frac{\mu}{\rho}$ est la viscosité cinématique, $a = \frac{\lambda}{\rho c_p}$ est la diffusivité thermique du fluide.

Dans le cas d'un écoulement stationnaire, incompressible et bidimensionnel, le système d'équations relativement à un système de coordonnées cartésiennes s'exprime (Sacadura, 1980) :

- Equation de continuité:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.10)$$

- Equation de quantité de mouvement suivant x:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (2.11)$$

- Equation de quantité de mouvement suivant y:

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - g\beta(T - T_0) \quad (2.12)$$

- Equation d'énergie (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \left(a \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) - \frac{1}{\rho c_p} \nabla \cdot q_r \right) \quad (2.13)$$

Les équations différentielles de la continuité, de la quantité de mouvement et de l'énergie forment le modèle mathématique de l'écoulement laminaire.

2.2. Modélisation de la turbulence :

La turbulence fait intervenir un écoulement où le champ de vitesse varie de façon compliquée dans l'espace et dans le temps par suite d'instabilités se superposant et conduisant à des fluctuations aléatoires créées par la présence dans l'écoulement de nombreux tourbillons de tailles très différentes (Piquet. J, 1983).

Le mouvement de turbulence est toujours désordonné et instationnaire. Pour résoudre les équations du mouvement il faut spécifier les conditions initiales (valeurs moyennes à un instant donné) des variables du mouvement (la vitesse et la température de fluide) en tout point et en chaque instant. Cela nécessite un stockage très important d'informations, mais cela n'est pas possible en pratique.

Même s'il s'avère que les équations présentées précédemment restent représentatives des mouvements instantanés en régime turbulent, les moyens de calculs actuels ainsi que les modes de présentation des résultats ne permettent pas encore une simulation directe de la turbulence. Le mode de résolution discret utilisé pose aussi un problème majeur : il est en effet impossible de simuler des tourbillons dont la taille est inférieure à quelques mailles. Pour ces raisons, on adopte alors une statistique et on s'intéresse à des quantités moyennes. Cela permet de décomposer la valeur moyenne et une fluctuation (Haxaire, 1999).

2.2.1. La décomposition de Reynolds :

L'analyse et la modélisation des phénomènes turbulents reposent principalement sur la décomposition de l'écoulement en un champ moyen et un champ fluctuant autour de ce champ moyen. On décrit un écoulement moyen par des lois de conservation obtenues à l'aide de la décomposition dite de Reynolds : toute grandeur physique est une fonction aléatoire de l'espace et du temps dont on décompose les valeurs instantanées en une composante moyenne et une fluctuante (Ould Khaoua. S.A, 2006).

Chaque grandeur ϕ est décomposée en une valeur moyenne $\bar{\phi}$ et une fluctuation ϕ' autour de cette valeur moyenne :

$$\phi(t) = \bar{\phi} + \phi'(t) \quad (2.14)$$

Pour un écoulement permanent en moyenne, la valeur $\bar{\phi}$ est égale à la moyenne temporelle prise sur une seule expérience mais sur un temps très long devant les échelles de temps de turbulence (Chassaing. P, 2000) :

$$\bar{\phi} = \lim_{\tau \rightarrow \infty} \frac{1}{2\tau} \int_{-\tau}^{+\tau} \phi(s) ds \quad (2.15)$$

Les propriétés usuelles de la moyenne sont vérifiées par les relations suivantes :

$$\begin{aligned} \overline{\phi + \Psi} &= \bar{\phi} + \bar{\Psi} \\ \overline{\alpha \cdot \phi} &= \alpha \cdot \bar{\phi} \\ \overline{\overline{\phi}} &= \bar{\phi} \\ \overline{\phi \cdot \Psi} &= \bar{\phi} \cdot \bar{\Psi} \\ \overline{\phi'} &= 0 \\ \overline{\phi \cdot \Psi} &= \bar{\phi} \cdot \bar{\Psi} + \overline{\phi' \cdot \Psi'} \\ \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} &= \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial t} \quad \text{et} \quad \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} = \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Où : ϕ et Ψ sont des variables quelconques (vitesse, pression, température...) et α est une constante.

2.2.2. Equations de Reynolds :

En introduisant la décomposition de Reynolds dans les équations de bilan de masse (2.7), de quantité de mouvement (2.8) et d'énergie (2.9), puis en prenant la moyenne, on obtient en définitive les équations de Reynolds dans lesquelles apparaissent un tenseur des fluctuations des vitesses de second ordre ($R_{ij} = \overline{v'_j v'_i}$) appelé tenseur de Reynolds (Haxaire, 1999) :

- Equation de continuité:

$$\frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2.17)$$

- Equation de quantité de mouvement:

$$\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial t} + \bar{v}_j \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu \frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} - \overline{v'_i v'_j} \right) + g_i \beta (\bar{T} - T_0) \quad (2.18)$$

- Equation d'énergie (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\frac{\partial \bar{T}}{\partial t} + \overline{v_j} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(a \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} - \overline{v'_j T'} \right) - \frac{q_r}{\rho c_p} \quad (2.19)$$

La décomposition de Reynolds introduit des inconnues supplémentaires. Le nombre d'inconnues est toujours supérieur aux nombres d'équations disponibles. Il s'agit du problème de fermeture le système d'équations, il est donc nécessaire de modéliser les inconnues supplémentaires à l'aide des lois complémentaires n'introduisant pas de nouvelles inconnues : modèles de fermeture. Nous décrivons dans ce qui suit le modèle de fermeture ($k - \varepsilon$) standard choisi dans cette étude.

Il existe une grande variété de modèle de la turbulence, on parlera donc de :

- Modèles à zéro équation ;
- Modèles à une équation ;
- Modèles à deux équations.

2.2.3. Le concept de viscosité turbulente

(l'hypothèse de Boussinesq) :

Le système d'équation (2.17), (2.18) et (2.19) comporte plus d'inconnues que d'équations. Le problème posé par le traitement de la turbulence est donc la fermeture de ce système. Dans la gamme de vitesse qui concerne cette étude, on utilise le plus fréquemment le concept de viscosité turbulente. Les équations sont établies de la même manière que les équations générales de conservation (2.7), (2.8) et (2.9), en s'appuyant sur les relations de Boussinesq suivantes (Haxaire, 1999) :

$$\overline{v'_i v'_j} = -\nu_t \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \delta_{ij} k \quad (2.20)$$

$$\overline{v'_j T'} = -a_t \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} = -\frac{\nu_t}{\text{Pr}_t} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_j} \quad (2.21)$$

Avec :

ν_t est la viscosité cinématique turbulente ;

k est l'énergie cinétique turbulente : $k = \frac{\overline{(v'_i)^2}}{2}$

δ_{ij} est le symbole de Kronecker : $\delta_{ij} = 1$ si $i = j$ et $\delta_{ij} = 0$ si $i \neq j$.

En règle générale, on admet que le nombre de Prandtl turbulent $Pr_t=1$. Le problème se résume alors à la détermination de la viscosité turbulente. Si la viscosité moléculaire est une propriété intrinsèque du fluide, il faut cependant noter que la viscosité turbulente est une propriété de l'écoulement. Le problème se résume alors à la détermination de la viscosité turbulente.

On recense dans la littérature plusieurs modèles qui déterminent la viscosité turbulente ν_t , modèle à zéro équation, modèle à une équation et à deux équations de transport ($k - \varepsilon$).

2.2.4. Modèles à deux équations :

Cette classe de modèles est la plus utilisée actuellement. Dans le but de s'affranchir de la nécessité de spécifier une grandeur géométrique caractéristique de la turbulence, une seconde équation est introduite (Haxaire, 1999). Dans l'hypothèse de Boussinesq (2.20), on a :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} \right) \quad (2.22)$$

On peut considérer que le terme S_{ij} représente l'inverse de l'échelle des temps (soit $\frac{k^{1/2}}{l}$),

où l : une longueur caractéristique de la turbulence.

D'autre part, on admet que le terme de fluctuation double représente le carré de l'échelle de vitesse (soit k). La viscosité turbulente est exprimée par la relation de Prandtl-Kolmogorov devient alors (Haxaire, 1999) :

$$\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (2.23)$$

où C_μ est un coefficient sans dimension qui doit être évalué expérimentalement.

Cette nouvelle définition de la viscosité turbulente présente un degré de généralité plus élevé que les modélisations présentées ci-dessus (Chassaing. P, 2000). Après la relation (2.23), il est nécessaire d'utiliser deux équations supplémentaires vérifiées par l'énergie cinétique turbulente k et la dissipation visqueuse ε .

Dans l'équation de l'énergie cinétique turbulente (Azil. F.Z, 2005) apparaît un terme que l'on assimile au taux de dissipation :

$$\varepsilon = \nu \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \frac{\partial v'_i}{\partial x_j} \quad (2.24)$$

Le modèle $k - \varepsilon$ est de loin le plus répandu depuis le milieu des années 70 et initialement établi en 1974 par Launder et Spalding, reprend l'équation réduite de conservation de l'énergie cinétique turbulente (Azil. F.Z, 2005). La deuxième équation est l'équation de conservation du taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente ε . Le travail de modélisation à effectuer sur l'équation ε est assez conséquent et comporte de nombreuses hypothèses plus ou moins justifiables. L'équation modèle la plus utilisée est de la forme (Christophe et Geneviève, 2003) :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \overline{v_i} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_t - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \quad (2.25)$$

où :
$$P_t = -\overline{v_i' v_j'} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} = \nu_t \left[\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right] \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} \quad (2.26)$$

Les valeurs constantes empiriques du modèle $k - \varepsilon$ prennent les valeurs présentées dans le tableau 2.1, dit "valeurs standards" :

C_μ	$C_{\varepsilon 1}$	$C_{\varepsilon 2}$	σ_k	σ_ε
0.09	1.44	1.92	1.0	1.3

Tableau 2.1. Les constantes usuelles du modèle $k - \varepsilon$ standard.

Ce type de modèle présente une amélioration quant à la qualité de la fermeture des équations de bilan. Néanmoins, le modèle ($k - \varepsilon$) permet d'étudier de façon satisfaisante un certain nombre d'écoulements mais n'est applicable qu'assez loin des parois. C'est pourquoi, il est souvent associé à une "loi de paroi" qui permet de ne pas mener la résolution des équations de bilan jusqu'à cette paroi (Chassaing, 2000).

2.3. Prise en compte du couvert végétal sous serre :

L'assimilation du couvert végétal à un milieu poreux est une des rares approches disponibles permettant de prendre en compte l'influence des plantes sur l'écoulement. La loi de Darcy permet de relier la perméabilité K du milieu et la vitesse moyenne u à travers les pores avec les pertes de charge ΔP mesurées le long du système selon la relation :

$$u = -\frac{K}{\mu} \frac{\partial P}{\partial x} \quad (2.27)$$

Où : μ est la viscosité dynamique.

L'application de cette équation est limitée pour des nombres de Reynolds ($Re_p = \frac{\rho u K^{0.5}}{\mu}$) inférieurs à 1. Pour des nombres de Reynolds élevés, il a été démontré expérimentalement l'existence d'un régime d'écoulement non linéaire. Pour cela, Forshheimer a modifié l'équation (2.27) de départ en ajoutant un terme contenant le carré de la vitesse (Haxaire, 1999) :

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\mu}{K} u - \rho \left(\frac{C_F}{\sqrt{K}} \right) u^2 \quad (2.28)$$

Où : ρ est la densité du fluide et C_F est le coefficient de perte de charge non linéaire sans dimensions.

2.4. Equation générale de conservation :

Toutes les équations qui gouvernent notre problème peuvent s'écrire sous la même forme conservative suivante (équation de transport):

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{\partial(u\phi)}{\partial x} + \frac{\partial(v\phi)}{\partial y} = \Gamma_\phi \nabla^2 \phi + S_\phi \quad (2.29)$$

Où : ϕ est la propriété transportée, Γ_ϕ le coefficient de diffusion et S_ϕ le terme source de la grandeur considérée.

Le système suivant donne chaque terme de l'équation (2.29) pour les différentes grandeurs calculées dans le cas de la convection naturelle en régime turbulent :

$$\phi = \left\{ \begin{array}{c} 1 \\ \bar{v}_i \\ \bar{T} \\ k \\ \varepsilon \end{array} \right\} \quad \Gamma_\phi = \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ \nu \\ a + \frac{\nu_t}{Pr_t} \\ \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k} \\ \nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon} \end{array} \right\} \quad S_\phi = \left\{ \begin{array}{c} 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{v'_i v'_j}) + g_i \beta (\bar{T} - T_0) \\ -\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{q_r}{\rho c_p} \right) \\ P_t - \varepsilon \\ \frac{\varepsilon}{k} (C_{\varepsilon 1} P_t - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \end{array} \right\}$$

Ici, chaque terme ϕ permet de décrire respectivement les équations de conservation de :

- L'équation de continuité moyennée (2.17) ;
- L'équation de conservation de la quantité de mouvement moyennée (2.18) ;
- L'équation de conservation de l'énergie moyennée (2.19) ;
- L'équation de conservation de l'énergie cinétique turbulente (Azil, F.Z, 2005) ;
- L'équation de conservation du taux de dissipation de la turbulence (2.25).

2.5. Les conditions initiales et aux limites :

2.5.1. Conditions initiales :

Afin de ne pas être gêné par des problèmes de divergence, nous devons partir d'un état initial proche de la réalité. A l'instant $t = 0$, les grandeurs physiques sont prises comme suit :

- la pression $P = P_0 = 0$;
- la vitesse longitudinale $u = 0$;
- la vitesse transversale $v = 0$;
- l'énergie cinétique turbulente $k = 0.1 \text{ m}^2/\text{s}^2$;
- taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente $\varepsilon = 0.1 \text{ m}^2/\text{s}^3$;
- la température $T_0 = 300\text{K}$.

2.5.2. Conditions aux limites :

Afin de faciliter l'étude, on a essayé de déterminer le champ de vitesse et de température dans une serre maquette d'échelle `1/2`. Le choix de cette maquette réside dans le fait qu'on peut l'assimiler à une boîte ou ce genre d'étude existe dans la théorie et la facilité d'étude dans un domaine réduit que de travailler dans un domaine en vraie grandeur (dimensions importantes). La projection des résultats obtenus au cas d'une serre en vraie grandeur, nécessite la satisfaction des conditions de similitude.

Après étude de similitude, les dimensions de cette maquette sont données dans la figure suivante :

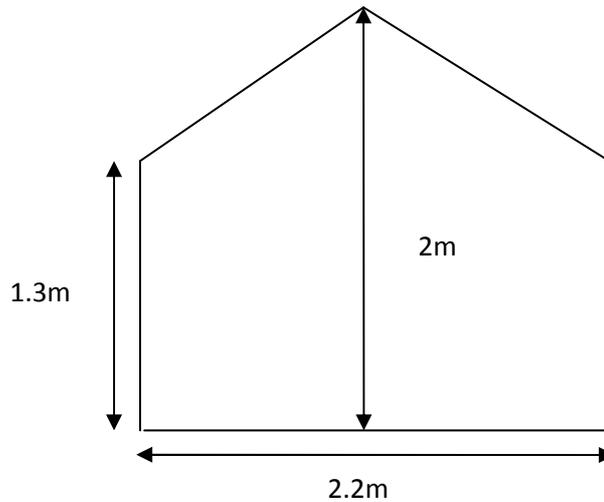


Figure 2.4 : Dimensions de la maquette de serre.

1/. Conditions aux limites sur les parois :

- ✓ Sur les parois verticales et la paroi horizontale (plancher), on a :
 - Pour la vitesse $u = v = 0$ (conditions de non glissement du fluide),
 - Pour la température : les parois verticales $\frac{\partial T}{\partial x} = 0$ (parois adiabatiques), la paroi horizontale (plancher) $\frac{\partial T}{\partial y} = 0$ (paroi adiabatique).
- ✓ Sur le toit, on a :
 - Pour la vitesse $u = v = 0$ (conditions de non glissement du fluide),
 - **Première configuration** : la température $T = T_w = 300 K$,
 - **Deuxième configuration** : une condition de flux $q = h(T - T_0)$; ou T_0 est la température de l'ambiance prise égale à 300K, et le coefficient du transfert de la chaleur par convection $h = 5 w/m^2 K$; $h = 10 w/m^2 K$.

2/. Conditions aux limites pour les forces de flottabilité :

Sur l'ensemble du domaine, nous avons appliqué des forces de flottabilité (moteur de la convection naturelle) conformément à l'hypothèse de Boussinesq (2.7), on donne l'accélération de pesanteur $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ et une température de référence $T_0 = 300K$.

3/. Conditions aux limites pour les dispositifs du chauffage :

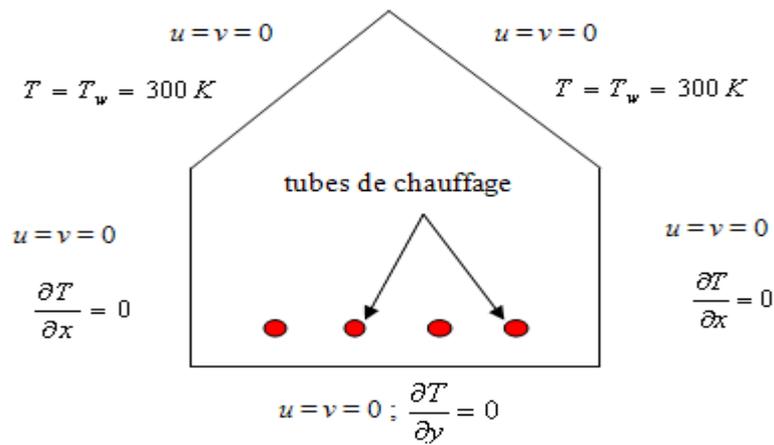
L'échauffement de la serre est réalisé par la circulation de l'eau chaude dans quatre tubes de chauffage se trouvant près de la surface du sol. La densité du flux de chaque tube atteint $q_c = 100W/m^2$.

2.5.3. Paramètres utilisés dans le modèle milieu

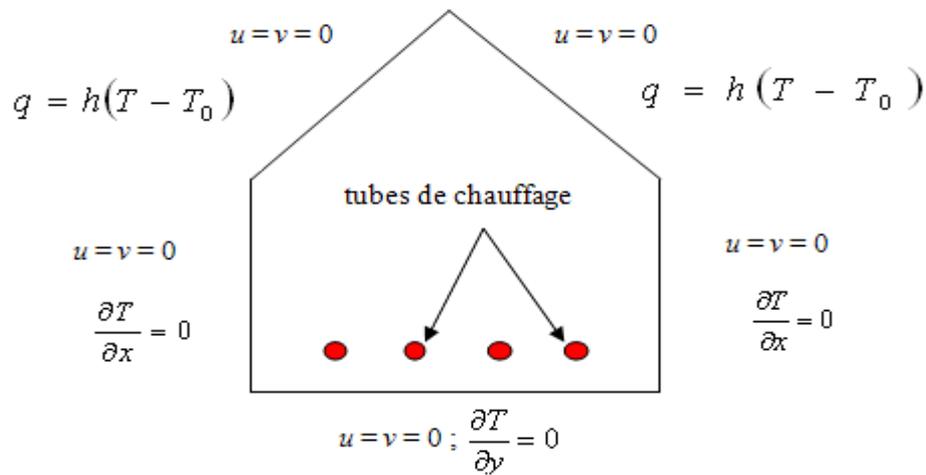
poreux :

On se propose d'assimiler les plantes à un milieu poreux. Par ailleurs, le logiciel de résolution des équations de la dynamique des fluides que nous utilisons (**Fluent**) prend en compte de façon standard l'approche de type milieu poreux avec la discrétisation des équations de Darcy et Forshheimer. Dans notre étude, Le couvert végétal sous serre se compose d'une rangée de jeune plante de la tomate située dans le centre de la serre entre les tubes chauffants. La hauteur de chaque plante est 1.3 m. On donne la perméabilité intrinsèque du milieu poreux $K = 0.884m^2$ et le coefficient de perte de charge non linéaire $C_F = 1$. Ces paramètres sont déterminés expérimentalement sur des plants de tomate par (Haxaire, 1999).

On peut résumer les conditions aux limites pour le cas d'une serre fermée et chauffée dans les schémas suivants :



a) Première configuration



b) Deuxième configuration

Figure 2.5 : Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

2.6. Couplage convectif-radiatif :

Jusqu'à présent très peu d'études prennent en compte le couplage convectif-radiatif via la résolution de l'équation de transferts radiatifs par des codes de champs **CFD** (*Fluent,...*). Ainsi utiliser la méthode **DO** pour la résolution de l'ETR.

La méthode des ordonnées discrètes (**DOM**) est un outil pour transformer l'équation du transfert radiatif (pour un milieu gris) en un ensemble simultané d'équations aux dérivées partielles (Belkacemi. Z, 2004). Un de nos principaux objectifs est de modéliser finement l'écoulement d'air dans les serres associées au transfert de chaleur par convection et

rayonnement. Le recours à un code de champ (CFD) impose que la résolution de l'ensemble des équations régissant l'écoulement (équation de Navier-Stokes, équation d'énergie, équation de transfert radiatif...) soit menée sur une même grille. Parmi toutes les méthodes proposées par l'outil *Fluent*, la méthode aux ordonnées discrètes (DOM) offre un bon compromis entre précision, coût de calculs et flexibilité. Pour cette raison, notre choix s'est porté sur cette dernière méthode.

Pour ce cas on applique les mêmes conditions initiales et aux limites qu'avant sauf sur le toit, on a :

- Pour la vitesse $u = v = 0$ (conditions de non glissement du fluide),
- La condition de température au toit sera remplacée par une condition de flux :
 $q = h(T - T_0) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ ou : $T_0 = 300K$ est la température de l'ambiance ; $\varepsilon = 0.9$ le coefficient d'émission ;
 $\sigma = 5.672 \times 10^{-8} W \cdot m^{-2} \cdot K^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann ;
 $h = 5 W m^{-2} \cdot K^{-1}$.
- Au niveau du sol : $q_c = 100 W/m^2$.

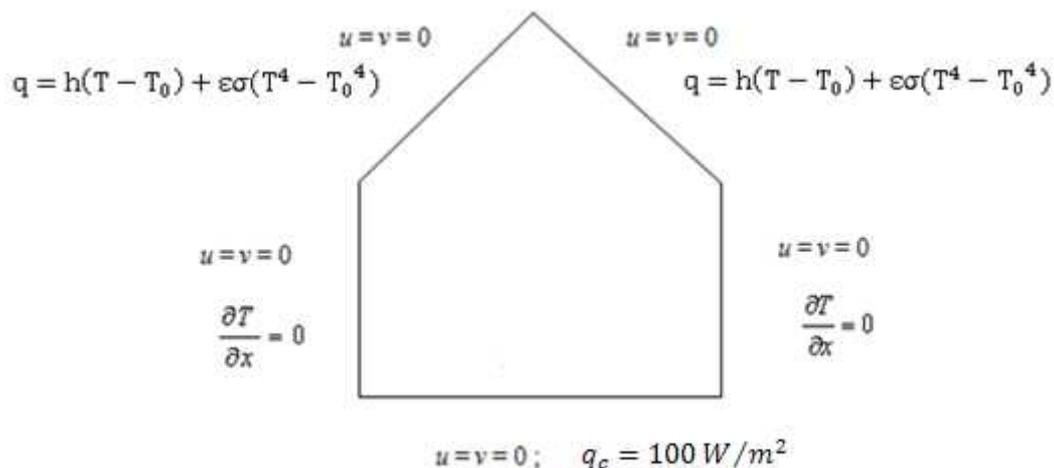


Figure 2.6: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

➤ *Hypothèses simplificatrices pour l'utilisation de la méthode DO :*

Dans ce travail plusieurs hypothèses ont été introduites :

- La serre contient par considération un milieu transparent.
- Dans les calculs d'échanges radiatifs, l'évolution des propriétés radiatives (*i.e.* absorptivité, émissivité, transmissibilité, réflectivité...) *monochromatique* des matériaux, est difficile. Par conséquent, nous faisons l'hypothèse que toutes les surfaces en présence sont grises, c'est-à-dire non sélectives vis-à-vis de la longueur d'onde du rayonnement. Donc, pour chaque surface on a (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$k_\lambda = k, \mathcal{E}_\lambda = \mathcal{E}, \tau_\lambda = \tau, \rho_\lambda = \rho \quad (2.30)$$

- Les parois de la serre ont une émission et une réflexion diffuse (*i.e.* fraction diffuse égale à 1) et isotrope, c'est-à-dire qu'elles répartissent dans l'espace le rayonnement émis ou réfléchi de manière constante et isotrope dans toutes les directions (Ould Khaoua. S.A, 2006).

✓ **Le modèle Bi-bandes :**

Pour certains matériaux semi-transparents de couverture des serres horticoles (*i.e.* verre), il est nécessaire, sans descendre toutefois au niveau des grandeurs *monochromatiques* de considérer séparément dans le domaine spectral total ($\lambda \in [0.1-100\mu m]$) deux bandes spectrales : l'une correspond au rayonnement d'origine solaire ou de courtes longueurs d'ondes ($\lambda \in [0.1-3\mu m]$) et l'autre au rayonnement de grandes longueurs d'ondes ($\lambda \in [3-100\mu m]$). A chacune de ces bandes spectrales, sont affectées une absorptivité, une émissivité, une transmissibilité, et une réflectivité.

L'implémentation dans Fluent, du modèle **DO** nous permet de mettre en action la division du spectre total en deux bandes $[0.1-3\mu m]$ et $[3-100\mu m]$. L'ETR (2.3-35) est donc intégrée sur chacun des deux intervalles soit (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \nabla \cdot [L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) \cdot \vec{s}] d\lambda + \left(k \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} + \sigma_d \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} \right) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}) d\lambda = k \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} (F_{0 \rightarrow \lambda_2} - F_{0 \rightarrow \lambda_1}) n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} + \frac{\sigma_d}{4\pi} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_0^{4\pi} L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}') \Phi(\vec{s}', \vec{s}) d\Omega' d\lambda \quad (2.31)$$

Avec :

- λ_1, λ_2 : les deux bornes de l'intervalle spectral, soit :

$$\lambda_1 = \begin{cases} 0.1, & 0.1 \leq \lambda \leq 3 \mu m \\ 3, & 3 \leq \lambda \leq 100 \mu m \end{cases}, \quad \lambda_2 = \begin{cases} 3, & 0.1 \leq \lambda \leq 3 \mu m \\ 100, & 3 \leq \lambda \leq 100 \mu m \end{cases}$$

- $k \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2}$: coefficient de diffusion *totale* pour toute longueur d'onde telle que : $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$.

Dans le modèle bi-bandes, nous devons évaluer à une température donnée T , la fraction d'énergie (luminance) émise par l'élément de surface ds , telle est donnée par :

$$F_{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda}{\int_0^{\infty} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda} = \frac{\pi \left(\int_0^{\lambda_2} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda - \int_0^{\lambda_1} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda \right)}{\sigma T^4} \quad (2.32)$$

D'où :

$$F_{\lambda_1-\lambda_2} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda}{\sigma T^4 / \pi} = \frac{(F_{0 \rightarrow \lambda_2} - F_{0 \rightarrow \lambda_1})}{\sigma T^4 / \pi} \quad (2.33)$$

Dans l'équation (2.33), $F_{0 \rightarrow \lambda}$ représente la fraction de la luminance du corps noir correspondant aux longueurs d'ondes inférieures à une valeur λ , pour chaque température donnée T .

De l'équation (2.33), le gain de la luminance par émission $\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n^2 k_{\lambda} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda$ dans l'équation (2.31), prend la forme :

$$\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n^2 k_{\lambda} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda = k \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} (F_{0 \rightarrow \lambda_2} - F_{0 \rightarrow \lambda_1}) n^2 \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (2.34)$$

Et les conditions aux limites, associées à l'ETR (2.31) deviennent ainsi :

$$\begin{aligned}
 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} n^2 k_{\lambda} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda &= \mathcal{E}_w \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} (F_{0 \rightarrow \lambda_2} - F_{0 \rightarrow \lambda_1}) n^2 \frac{\sigma_w^4}{\pi} + \frac{1 - \mathcal{E}_w}{\pi} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\vec{n} \cdot \vec{s}' < 0} L_{\lambda}(\vec{r}_w, \vec{s}') |\vec{n} \cdot \vec{s}'| d\Omega' d\lambda \\
 &= \mathcal{E}_w \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} (F_{0 \rightarrow \lambda_2} - F_{0 \rightarrow \lambda_1}) n^2 \frac{\sigma_w^4}{\pi} + \frac{1 - \mathcal{E}_w}{\pi} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} H_{\lambda}(\vec{r}_w) d\lambda
 \end{aligned} \tag{2.35}$$

Où encore en terme de flux, on exprimera le flux radiatif net quittant la surface dans le spectre $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ par :

$$q_{out} = \mathcal{E}_w \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} (F_{0 \rightarrow \lambda_2} - F_{0 \rightarrow \lambda_1}) n^2 \sigma_w^4 + \left(1 - \mathcal{E}_w \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2}\right) q_{in} \tag{2.36}$$

q_{in} est le flux parvenu à la surface de toutes les directions dans le spectre $\Delta\lambda$:

$$q_{in} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\vec{n} \cdot \vec{s}' < 0} L_{\lambda}(\vec{r}_w, \vec{s}') |\vec{n} \cdot \vec{s}'| d\Omega' d\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} H_{\lambda}(\vec{r}_w) d\lambda \tag{2.37}$$

Enfin, des procédures de discrétisation similaires à celles utilisées pour un modèle à une seule bande spectrale seront appliquées à l'ETR (2.31).

✓ *Traitement des conditions aux limites pour une surface semi-transparente :*

Outre la réflexion et l'absorption du rayonnement atteignant une surface d'une paroi semi-transparente, une troisième fraction \mathcal{T} est transmise à travers la surface de la paroi. Cependant, de part et d'autre d'une paroi semi-transparente, le coefficient de réflexion dépend des indices de réfraction des deux milieux contigus à la paroi.

Considérons un rayon traversant un milieu semi-transparent **a** d'indice de réfraction n_a puis un autre milieu semi-transparent **b** d'indice de réfraction n_b dans toutes les directions (\vec{s}) (Figure 2.7). Nous distinguons la luminance *monochromatique* $L_{\lambda,a}(\vec{r}_w, \vec{s})$ incidente sur la face **a** de celle qui correspond à la face **b**, $L_{\lambda,a}(\vec{r}_w, \vec{s})$.

Une partie de cette énergie incidente sur l'interface est transmise, le reste est donc réfléchi. Cependant, pour chacune des surfaces, la réflexion est purement diffuse (la plupart des surfaces rencontrées dans les problèmes d'ingénierie ont une réflexion diffuse), et le coefficient de réflexion inter-faciale $\rho(\vec{s})$ est indépendant de la direction \vec{s} , et égal à la moyenne hémisphérique des réflexions directionnelles du demi-espace.

Pour $n = n_a/n_b > 1$, les réflectivités des faces **a** et **b** sont respectivement données par (Ould Khaoua. S.A, 2006) :

$$\rho_a = 1 - \frac{(1 - \rho_b)}{n^2} \quad (2.38)$$

Avec :

ρ_a et ρ_b : les réflectivités inter-faciales des côtés **a** et **b** respectivement.

Cependant les conditions aux limites associées à l'ETR (2.31) en termes de flux radiatif net quittant les deux faces dans le spectre $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$, deviennent :

$$\begin{cases} q_{out,a} = \rho_{w,a} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} q_{in,a} + \tau_{w,b} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} q_{in,b} \\ q_{out,b} = \rho_{w,b} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} q_{in,b} + \tau_{w,a} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} q_{in,a} \end{cases} \quad (2.39)$$

- $\left\{ \rho_{w,a} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2}, \rho_{w,b} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} \right.$: coefficient de réflexion totale des faces **a** et **b**, pour toute longueur d'onde telle que : $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$;
- $\left\{ \tau_{w,a} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2}, \tau_{w,b} \Big|_{\lambda_1}^{\lambda_2} \right.$: coefficient de transmission totale des faces a et b, pour toute longueur d'onde telle que : $\lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2$;
- $q_{in,a}$ et $q_{in,b}$: représentent les flux parvenus respectivement à la face **a** et **b** de toutes les directions dans la gamme de longueurs d'ondes :

$$\begin{cases} q_{in,a} = - \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{4\pi} L_{\lambda,a}(\vec{r}_w, \vec{s}) \vec{n} \cdot \vec{s} d\Omega d\lambda, \vec{n} \cdot \vec{s} < 0 \\ q_{in,b} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{4\pi} L_{\lambda,b}(\vec{r}_w, \vec{s}) \vec{n} \cdot \vec{s} d\Omega d\lambda, \vec{n} \cdot \vec{s} \geq 0 \end{cases} \quad (2.40)$$

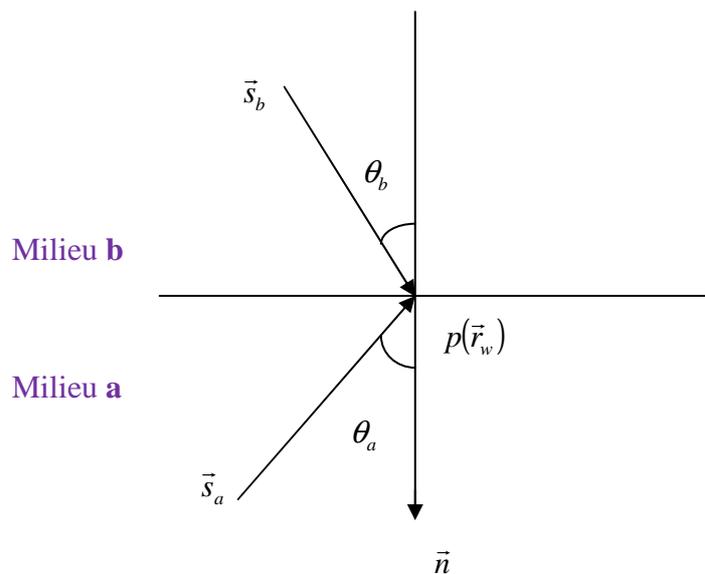


Figure 2.7 : *Paroi semi-transparent séparant deux milieux semi-transparentes.*

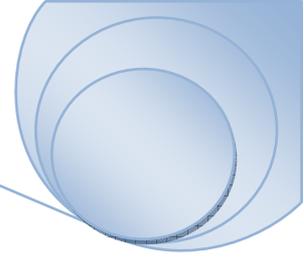
Après avoir développé les équations dynamiques, thermiques et massiques, ainsi que les conditions aux limites associées à nos configurations, on va modéliser numériquement le problème. L'utilisation des méthodes numériques s'avère indispensable pour la résolution des équations de bilan. Le logiciel **Fluent**, qu'on a utilisé dans notre étude est basé sur la méthode des volumes finis pour résoudre les différentes équations. Pour cela la méthode des volumes finis a été choisie pour la discrétisation des équations gouvernantes.

Chapitre 3

Résultats numériques et discussions

Sommaire

3.1. Similitude	47
3.2. Maquette.....	49
3.3. Simulations.....	50
3.3.1. Modélisation mathématique du problème.....	50
3.3.2. Propriétés de l'air et de la vitre.....	51
3.4. Le choix du maillage.....	51
3.5. Simulation des flux d'air dans une serre sans culture.....	52
a) Définition du maillage.....	52
b) Conditions initiales.....	52
c) Conditions aux limites.....	53
3.5.1. Cas d'une serre mono chapelle fermée avec quatre tubes de chauffage au plancher.....	53
✓ Première configuration	54
• Le cas stationnaire.....	54
A) Lignes de courant	54
B) Champ de vitesse	55
C) Contours de la température.....	57
• Le cas instationnaire.....	59
A) Lignes de courant	59
B) Champ de vitesse	61
C) Contours de la température.....	62
✓ Deuxième configuration	63
a)	
• Le cas stationnaire.....	64
A) Lignes de courant	64
B) Champ de vitesse	65
C) Contours de la température	67
• Le cas instationnaire.....	68
A) Lignes de courant.....	68
B) Champ de vitesse.....	72
C) Contours de la température.....	75
b)	
A) Lignes de courant	80
B) Champ de vitesse	80
C) Contours de la température	83
c)	
A) Lignes de courant	85
B) Champ de vitesse.....	86
C) Contours de la température.....	88
3.5.2. Cas d'une serre mono chapelle fermée ou le sol uniformément chauffé	90
✓ Première configuration	90
A) Lignes de courant	90
B) Champ de vitesse	91
C) Contours de la température	93
✓ Deuxième configuration	94
a)	
A) Lignes de courant	95
B) Champ de vitesse.....	95
C) Contours de la température	97



b)	
A) Lignes de courant	99
B) Champ de vitesse	100
C) Contours de la température.....	102
c)	
A) Lignes de courant	104
B) Champ de vitesse	104
C) Contours de la température	106
• Cas avec le modèle radiatif (DO)	108
A) Lignes de courant	109
B) Champ de vitesse	110
C) Contours de la température	112
3.5.3. Cas d'une serre mono chapelle ouverte.....	114
a) Cas d'une serre avec un ouvrant ouvert en faitage	114
✓ Première configuration	115
A) Champ de vitesse	115
B) Contours de la température.....	117
b) Cas d'une serre avec deux ouvrants ouverts en faitage	119
✓ Première configuration	120
A) Champ de vitesse	120
B) Contours de la température.....	122
3.6. Simulation des flux d'air dans une serre en présence du couvert végétal.....	124
3.6.1 Simulation des flux d'air dans une serre en présence du couvert végétal avec deux tubes de chauffage au plancher.....	124
1. Les conditions aux limites.....	125
2. Le maillage.....	125
✓ Première configuration	126
A) Champ de vitesse	127
B) Contours de la température.....	129
✓ Deuxième configuration	130
a)	
A) Champ de vitesse	131
B) Contours de la température	133

Résultats numériques et discussions

Pour mener notre étude par simulation numérique, on a utilisé le logiciel commercial *Fluent*, qui est l'un des codes de calcul, basé sur la méthode des volumes finis, parmi les plus utilisés dans le monde.

Après la simulation numérique, les principaux résultats obtenus reflétant le comportement des champs dynamiques et thermiques au sein d'une serre mono chapelle chauffée, fermée et aérée (avec un ou deux ouvrants situés sur le toit) sans et en présence de culture sous deux configurations différentes avec et sans considération du rayonnement, sont exposés dans ce chapitre. Pour valider les résultats de la simulation sans considération du rayonnement on les a comparés à des résultats expérimentaux réalisés par *Roy et al.*, (2000b).

3.1. Similitude :

Pour arriver à réaliser une similitude entre la maquette et le prototype, il faut satisfaire les conditions de similitude qui nécessitent l'égalité des groupements adimensionnels qui régissent cet écoulement entre la maquette et le prototype et de projeter directement les résultats obtenus sur le prototype.

Comme il est difficile de satisfaire l'égalité de tous les nombres adimensionnels, donc on se limite à une similitude partielle. Dans ce cas le nombre adimensionnel le plus important est le nombre de Rayleigh.

Lorsque la convection naturelle est le moteur de la convection, la condition de similitude entre la serre d'échelle réduite (maquette) (m) est une serre en pleine échelle (prototype) (p) est la conservation du nombre de Rayleigh '' Ra '' . L'expression mathématique du nombre de Rayleigh relativement à une serre chauffée de hauteur H et dont l'écart de la température ΔT entre les surfaces chaude et froide est :

$$Ra_m = Ra_p = \frac{g\beta\Delta TH^3}{\nu\alpha} \quad (3.1)$$

Où : g est l'accélération de la pesanteur, β le coefficient de dilatation volumique de l'air, ν la viscosité cinématique de l'air et a sa diffusivité thermique.

Le nombre de Rayleigh modifié Ra^* , qui est applicable aux conditions avec flux constant q de chaleur libérée par le sol, au lieu de l'écart constant de température ΔT , peut être défini comme suit :

$$Ra_m^* = Ra_p^* = \frac{g\beta H^4 q}{\nu\lambda a} \quad (3.2)$$

Où : λ est la conductivité thermique de l'air.

La correspondance entre q et ΔT est basée sur l'équation $q = \lambda(\Delta T/H)$, qui suppose la conduction thermique pure. Ceci néglige l'existence du transport de la chaleur par la convection naturelle et implique donc, que l'interprétation de Ra^* sera différente de celle de Ra .

L'égalité des nombres de Rayleigh modifiés d'après la relation (3.2) donne les facteurs géométriques d'échelle lorsque en augmentant q :

$$\frac{H_p}{H_m} = \left(\frac{q_m}{q_p} \right)^{0.25} \quad (3.3)$$

On obtient la relation entre les caractéristiques géométriques et thermiques si on considère l'égalité des nombres de Rayleigh donnés par la relation (3.1) et garder l'air comme un milieu fluide :

$$\frac{H_p}{H_m} = \left(\frac{\Delta T_m}{\Delta T_p} \right)^{0.33} \quad (3.4)$$

Il est nécessaire de garder l'air comme fluide aux études de ventilation. Étant donné un changement modéré d'échelle ($H_m/H_p = 1/2$), l'équation (3.3) donne le nouveau flux de la chaleur exigé sur la surface du sol.

On observe typiquement un écart de température de l'air de 2°C entre l'intérieur et l'extérieur de la serre, alors un écart de température 16°C en serre réduite et exigé (d'après l'équation (3.4)), pour reproduire le vrai modèle de convection.

3.2. Maquette :

La maquette de la serre mono chapelle à l'échelle réduite sont 2.2 m de longueur, 2m de largeur et 1.5 m de profondeur (figure (3.1)). L'écoulement est induit par des forces de flottabilité à l'intérieur d'une serre fermée et aérée avec la simulation de l'absorption solaire au niveau du sol. La toiture et les parois latérales sont constituées d'un matériau semi-transparent (verre de 4mm d'épaisseur) afin de minimiser l'absorption, du rayonnement thermique en provenance du sol et des différents éléments de la serre. Les parois de la toiture sont articulées et peuvent reproduire l'ouverture d'une serre réelle à ouvrants continus. Les ouvrants (1.5 m de long sur 0.65 m de large) sont localisés sur la moitié supérieure des pentes du toit donnent la ventilation de la serre. L'échauffement de la serre est réalisé par la circulation de l'eau chaude dans quatre tubes (32 mm de diamètre) se trouvant près de la surface du sol (60 mm entre le centre du tube et le sol).

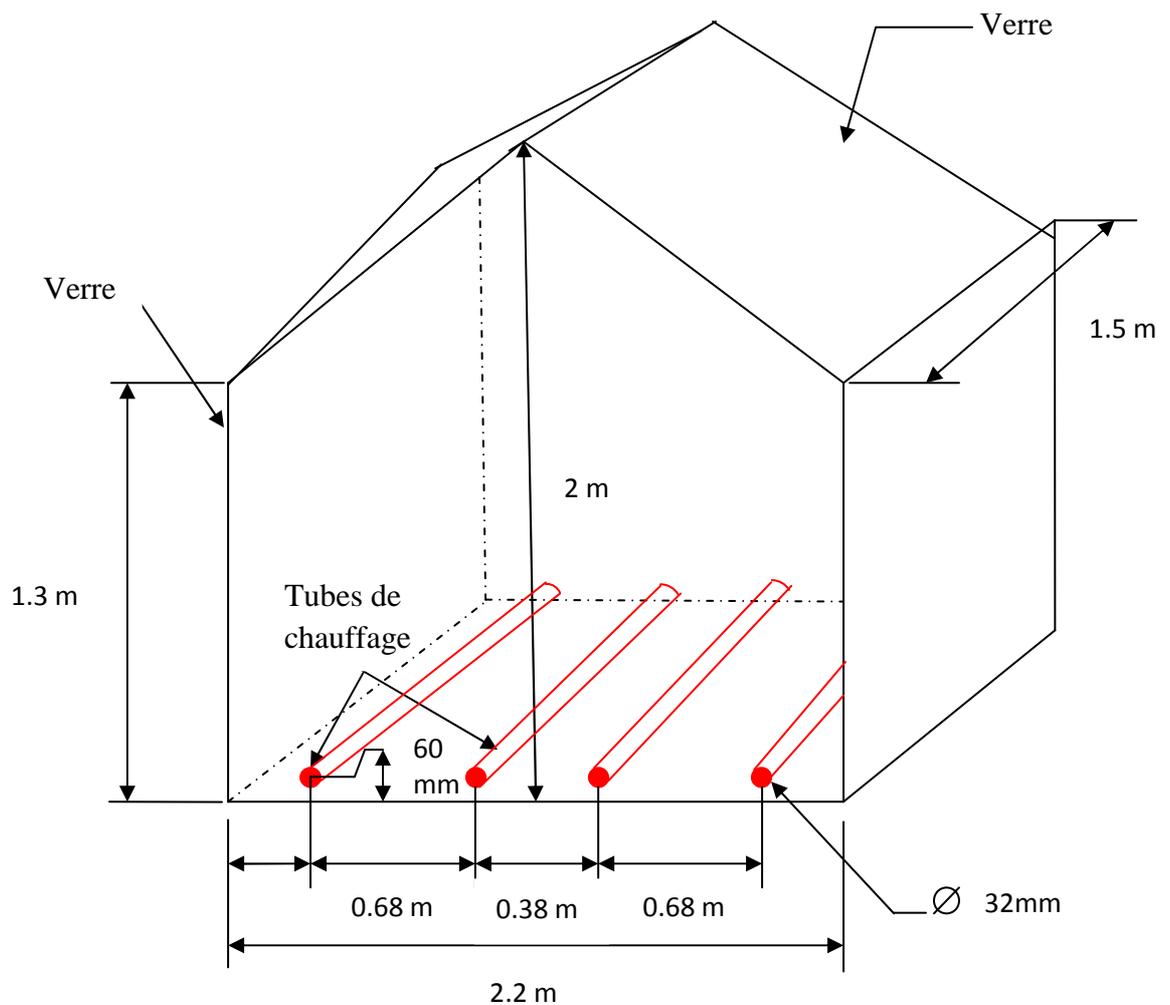


Figure 3.1: Schéma de la maquette de serre et de ses dimensions.

La maquette de serre était équipée de deux ouvrants en toiture permettant de tester deux dispositions d'ouverture:

- Un ouvrant ouvert situé en faîtage (figure 3.2.a) ;
- Deux ouvrants ouverts situés en faîtage (figure 3.2.b).



Figure 3.2: Maquette de différentes configurations d'ouvertures.

3.3. Simulations :

La simulation a été réalisée en deux étapes sans et avec considération de rayonnement, la première traite le cas d'une serre non implantée fermée et ouverte, la deuxième a été faite dans le cas d'une serre plantée. La rangée de plants se trouve au centre de la serre avec deux tubes de chauffage.

La prise en compte des transferts de chaleur par rayonnement dans le modèle de climat distribué c'est-à-dire un couplage entre le transfert radiatif et les autres phénomènes physiques, tels que la convection, l'écoulement du fluide, requiert la résolution de l'équation des transferts radiatifs (ETR). La luminance (ou l'intensité du rayonnement) est donc calculée dans toutes les directions, on considérant un milieu gris non diffusant et en employant la méthode des ordonnées discrètes (DOM).

Une résolution numérique bidimensionnelle des équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et de la chaleur a été mise en œuvre pour simuler la circulation de l'air et le champ de température dans la maquette. La résolution est effectuée par le logiciel Fluent basé sur la méthode des volumes finis.

3.3.1. Modélisation mathématique du problème :

Dans notre étude, nous avons choisi de considérer un écoulement bidimensionnel ; incompressible (avec l'approximation de Boussinesq) ; turbulent avec transfert de chaleur, sous deux configurations.

3.3.2. Propriétés de l'air et de la vitre :

Pour notre étude, nous avons considéré l'air comme gaz idéal (300 K ,1 atm) et milieu complètement transparent, son indice de réfraction est égal à 1 ($n_{air} = 1$), les propriétés du fluide et du verre sont représentées dans les tableaux suivants:

propriétés fluide	ρ [kg/m ³]	c_p [J/kg.K]	μ [kg/m.s]	λ [W/m.K]	β [1/K]	Pr
air	1.177	1004	1.85x10 ⁻⁵	0.0262	3.333x10 ⁻³	0.707

Tableau 3.1-a: Propriétés thermophysiques de l'air.

propriétés solide	ρ [kg/m ³]	c_p [J/kg.K]	λ [W/m.K]
verre	2700	840	0.85

Tableau 3.1-b: Propriétés thermophysiques de la vitre (K. Mesmoudi et al., 2008).

	Coefficient d'absorption K_λ, m^{-1}	Absorptivité α	Réflectivité ρ	Transmittivité τ	Emissivité ϵ	Indice de réfraction n
[0.1, 3[30	0.15	0.1	0.75	0	1.52
]3, 100]	10 ⁴	0.9	0.1	0	0.9	

Tableau 3.1-c: Propriétés optiques de la couverture de la serre, verre ordinaire de 4 mm d'épaisseur, dans les deux bandes spectrales ; courtes et grandes longueurs d'ondes (Ould Khaoua. S.A, 2006).

3.4. Le choix du maillage :

Pour choisir le meilleur maillage qui permet d'avoir les résultats les plus exacts possibles, on a étudié par exemple l'influence de la taille et la répartition des nœuds sur la température et la vitesse moyenne. Les résultats de cette étude sont présentés dans le tableau ci-dessous. On' a considéré le cas où la température au toit est $T_w = 300K$ où la serre munie de quatre tubes de chauffage. A partir de ce tableau il apparaît que la

température et la vitesse moyenne devient insensible au nombre de nœuds à partir de la grille 100 x 100. Dans la suite de notre travail ; on adoptera donc pour des raisons de compromis précision / temps de calcul / espace mémoire un maillage de 100 x 100.

maillage	50 x 50	100 x 100	150 x 150
Température moyenne (K)	307	306	306
Vitesse moyenne (m/s)	0.1760	0.1432	0.1430

Tableau 3.2 : *Le choix de maillage.*

3.5. Simulation des flux d'air dans une serre sans culture :

a) Définition du maillage :

Pour un procédé numérique de solution ces équations sont habituellement transformées directement aux équations de volume fini à l'aide d'un schéma approprié. Mais pour expliquer les couches limites verticales près des murs latéraux, on devrait introduire une grille à forte densité qui mène à un énorme nombre d'équations algébriques à résoudre.

Le maillage retenu est de type quadratique non-structuré BFC (Body Fitted Coordinates en Anglais). Il suit étroitement le contour des parois, notamment les formes anguleuses que l'on retrouve au niveau de pignon.

Comme le cas d'une serre mono chapelle, le maillage retenu est de type BFC. Il suit strictement la forme des parois de la serre. Les mailles sont irrégulières suivant les deux axes, ce qui permet d'augmenter la densité du maillage et ainsi de raffiner les calculs dans les parties critiques de l'écoulement où les gradients de vitesse et de température sont importants, comme c'est le cas le long des parois et dans les ouvrants (Ould Khaoua. S.A, 2006).

b) Conditions initiales :

Il faut fournir au modèle numérique des conditions initiales qui représentent l'état de base du modèle à l'instant où commence la simulation. Si les variables possèdent des valeurs initiales constantes, il est possible de les livrer de manière directe au logiciel. Afin

de ne pas être gêné par des problèmes de divergence, nous devons constituer un état initial qui s'éloigne le moins possible d'une certaine réalité.

e) Conditions aux limites :

Afin de limiter le domaine de calcul, nous avons réduit l'espace à prendre en compte autour de la serre proprement dite. Nous avons utilisé pour cela des conditions aux limites en pression du type $gradP = 0$ aux limites du domaine de calcul ; dans notre cas il s'agit d'une serre ouverte. Ce type de conditions aux limites permet de recalculer le champ de vitesses pour satisfaire l'équation de continuité. Aux parois nous avons utilisé la condition de non glissement (vitesse tangentielle nulle). Pour les parois latérales et le sol de la maquette, le flux de chaleur est supposé nul. Au niveau du toit, nous avons imposé tantôt une température fixe $T = T_w = 300K$ tantôt une condition de flux : $q = h(T - T_0)$ ou : $T_0 = 300K$ est la température de l'ambiance. La condition de température au toit se change par une condition de flux : $q = h(T - T_0) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ ou : $\varepsilon = 0.9$ le coefficient d'émission; $\sigma = 5.672 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann ; $h = 5W.m^{-2}.K^{-1}$, sans et avec l'utilisation du modèle radiatif (DO). Sur l'ensemble du domaine, nous avons imposé aussi des forces de flottabilité (moteur de la convection naturelle) conformément à l'hypothèse de Boussinesq. Par ailleurs, nous avons déterminé le flux de chaleur dû au chauffage des tubes. Il est équivalent à une densité de flux de $100W/m^2$ (flux par unité de surface du sol).

3.5.1. Cas d'une serre mono chapelle fermée avec quatre tubes de chauffage au plancher :

Les calculs numériques ont été conduits en utilisant un maillage de 100 sur 100 mailles, avec un raffinement du maillage près des parois et des tubes de chauffage (figure 3.3).

- Le maillage est illustré par la figure suivante :

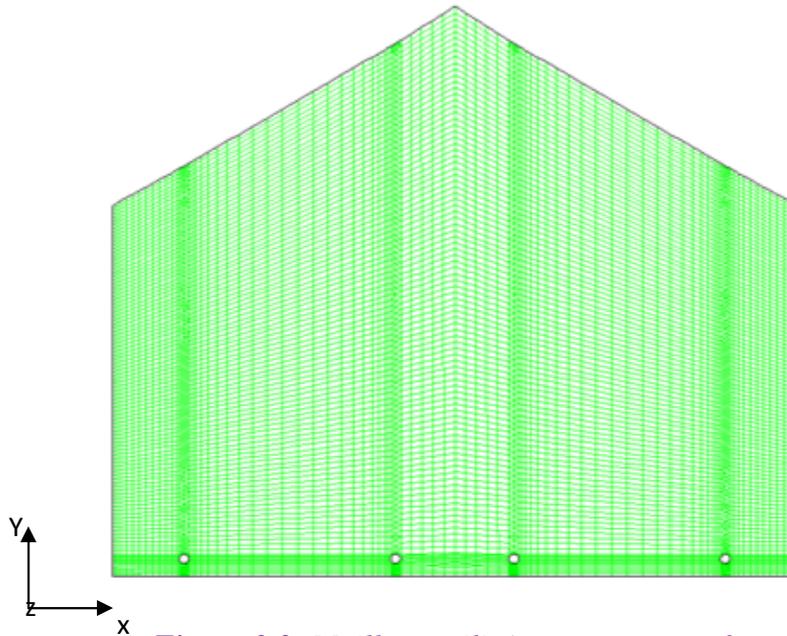


Figure 3.3: Maillage utilisé pour une serre fermée.

✓ **Première configuration :**

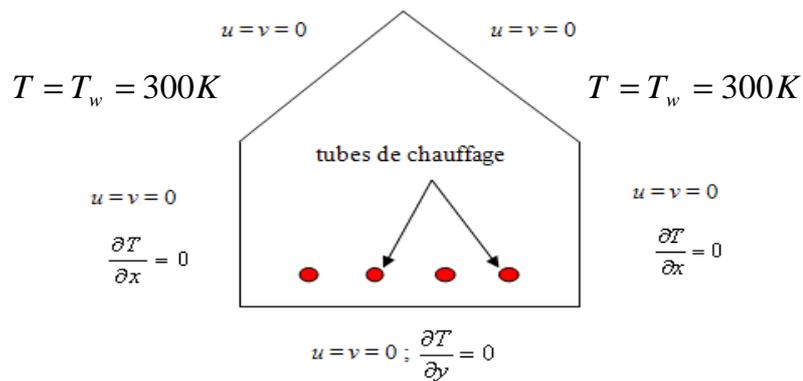


Figure 3.4: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

• **Le cas stationnaire :**

A) Lignes de courant :

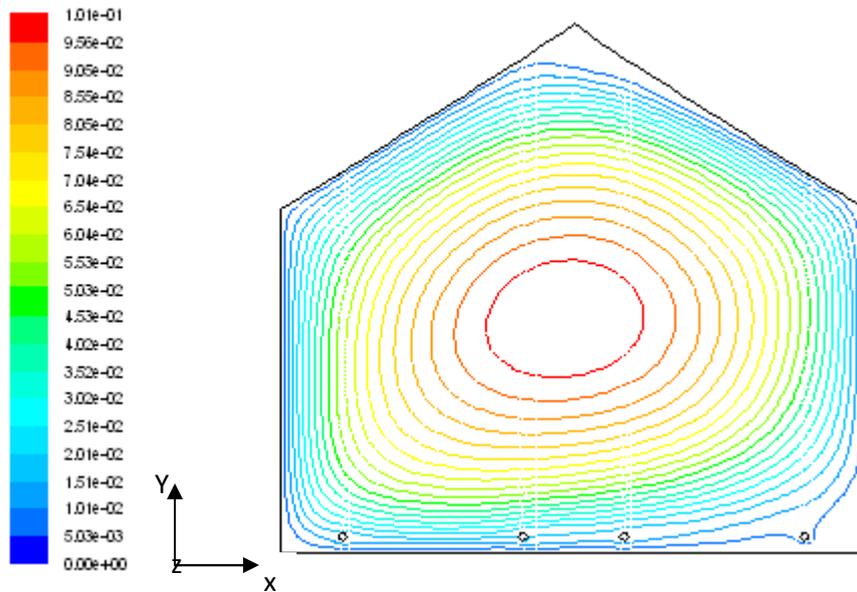


Figure 3.5: Lignes de courant.

- Une seule cellule de recirculation parce que le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

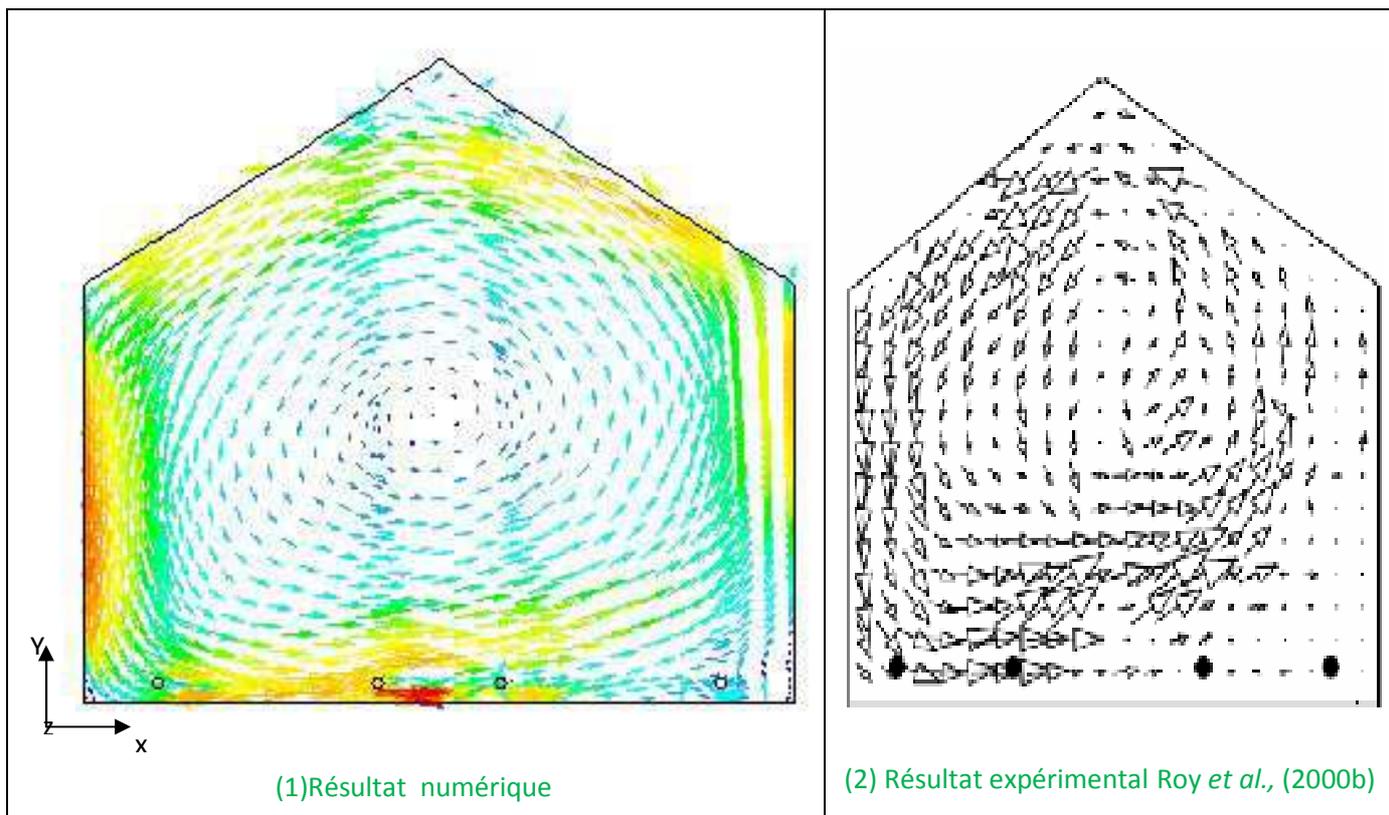


Figure 3.6-a: Le champ de vecteur vitesse.

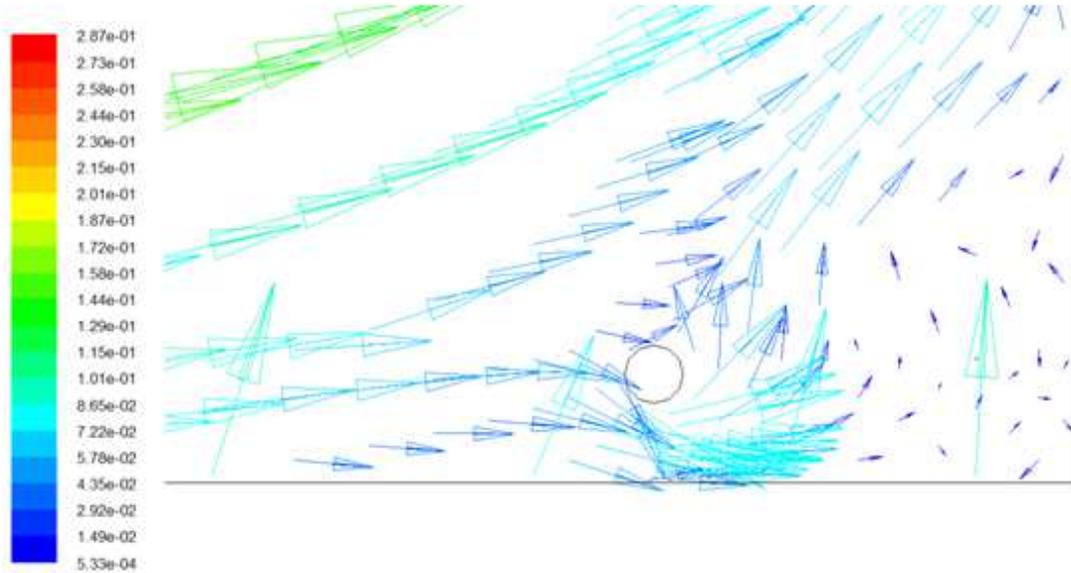


Figure 3.6-b: Zoom au côté inférieure droit du champ de vecteur vitesse.

- Une discontinuité de l'écoulement dans la partie inférieure droite de la serre est observée ; on observe que les vecteurs vitesses décrivent une circulation constituée de deux cellules, l'une est grosse située au centre de la serre et l'autre est petite située dans la partie inférieure droite de la serre (figure 3.6-b). L'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.14m/s.

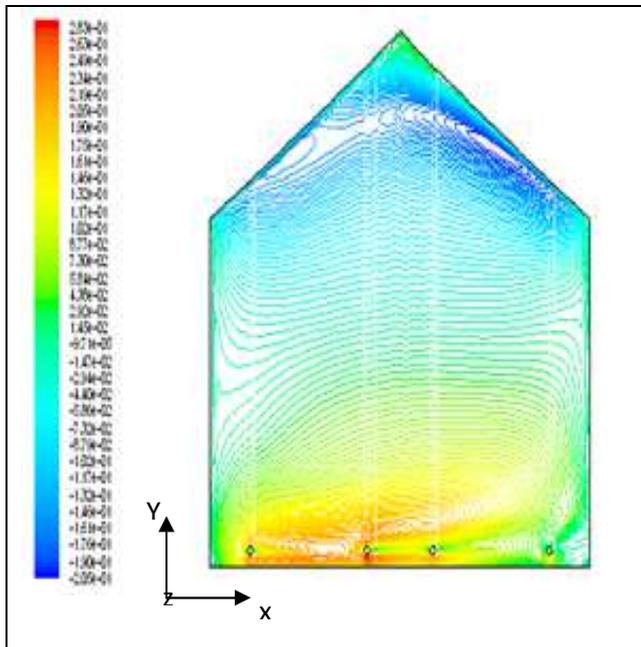


Figure 3.7-a : La variation de la vitesse selon l'axe des x.

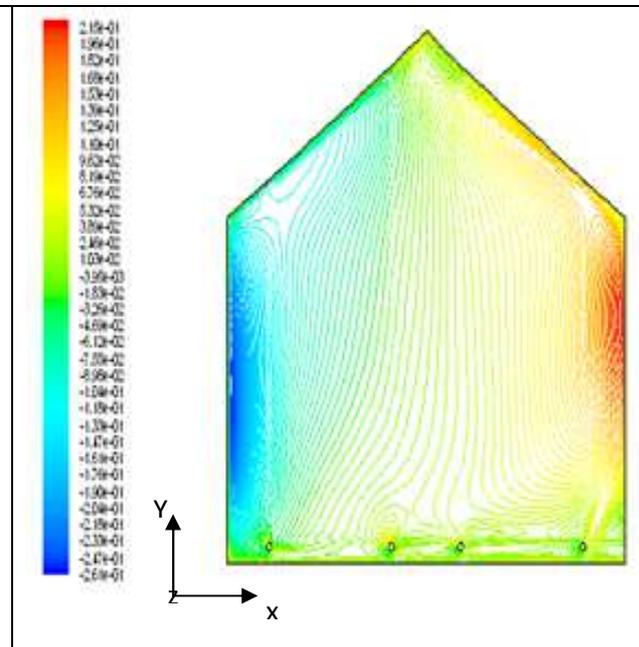


Figure 3.7-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y.

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules dont le chauffage donne une déformation de celles-ci.

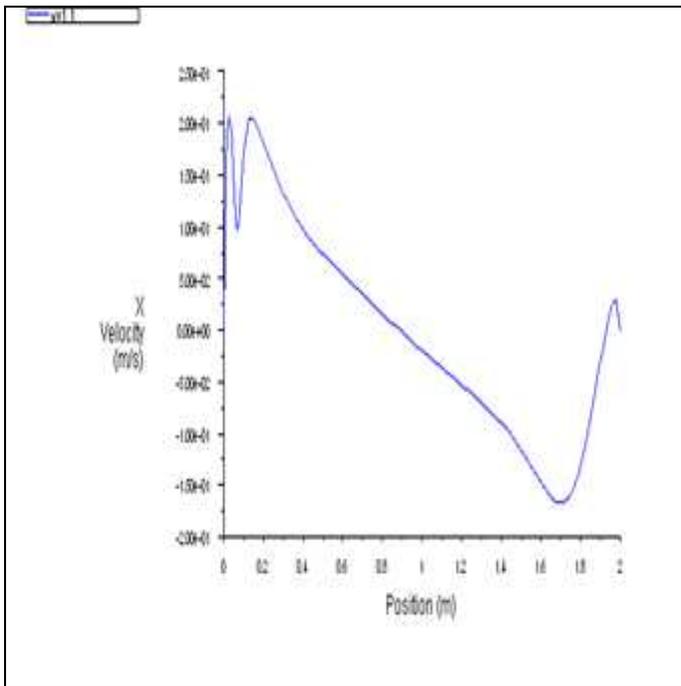


Figure 3.8: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

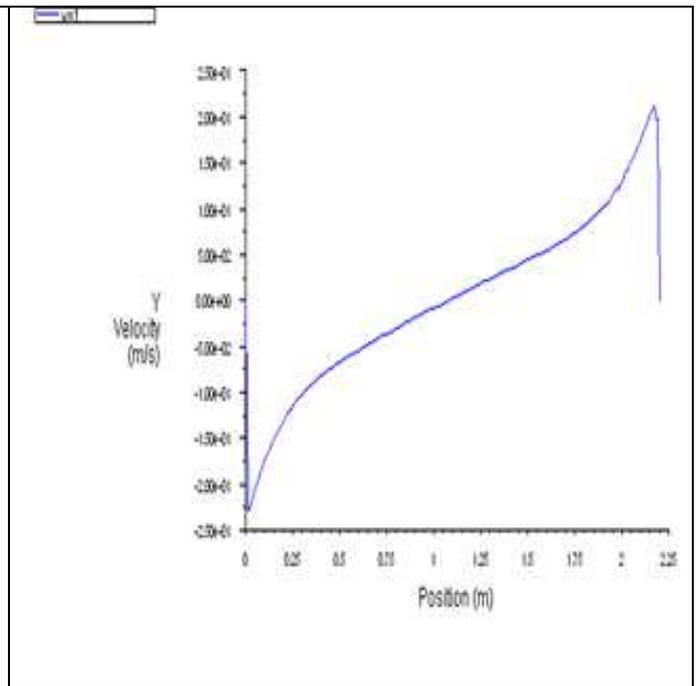


Figure 3.9: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- La vitesse d'air est plus faible du côté des parois de descente d'air par rapport du côté des parois de montée d'air (figure (3.9)) ; comme on vérifié que la vitesse est faible au centre de la serre ; comme on observe au niveau de toit un pic à cause de la petite zone de recirculation (figure (3.8)).

C) Contours de la température :

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessous. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage des tubes et du toit où on a un gradient de température.

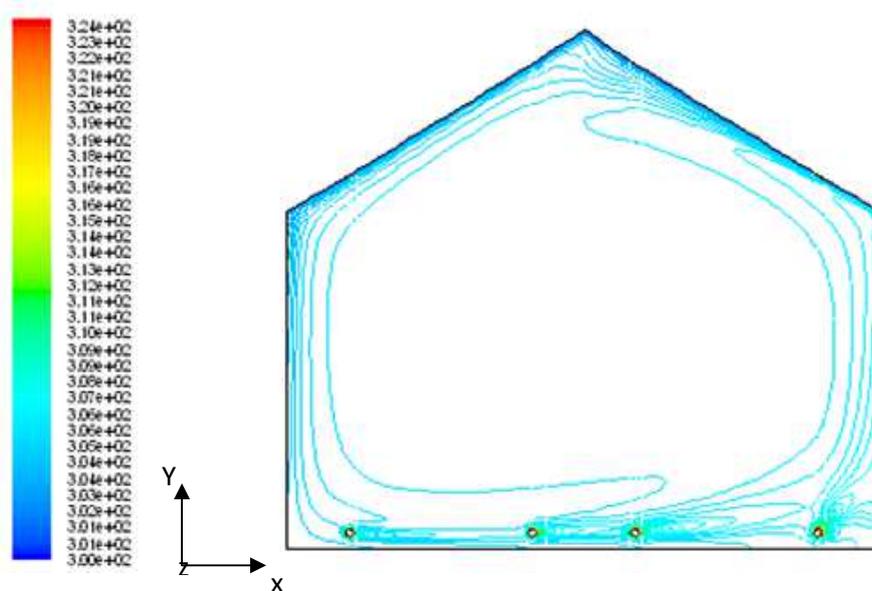


Figure 3.10 : Contours de la température.

- L'air est chaud du côté des parois de montée d'air et il est froid du côté des parois de descente d'air (figure (3.12)). La figure (3.11) montre que la température au voisinage de la surface du sol est plus élevée par rapport à la surface du toit. La température à l'intérieur de la serre atteint le maximum proche des tubes et elle diminue jusqu'à la valeur fixe au toit et la majorité du domaine est isotherme (306K). Les particules d'air réchauffées au niveau du sol s'élèvent le long de la paroi (la paroi droite), puis les particules refroidies au contact du toit s'écoulent au voisinage de l'autre paroi (la paroi gauche).

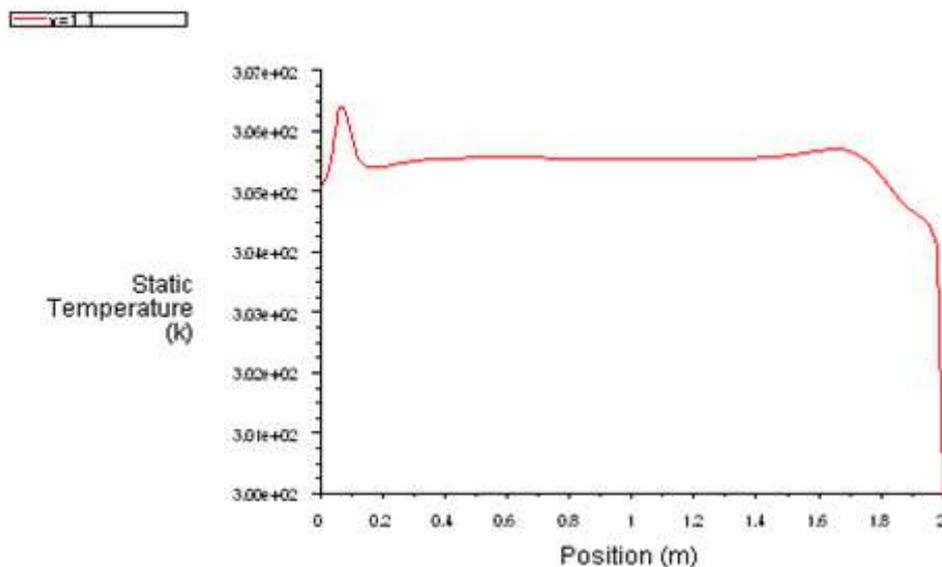


Figure 3.11: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

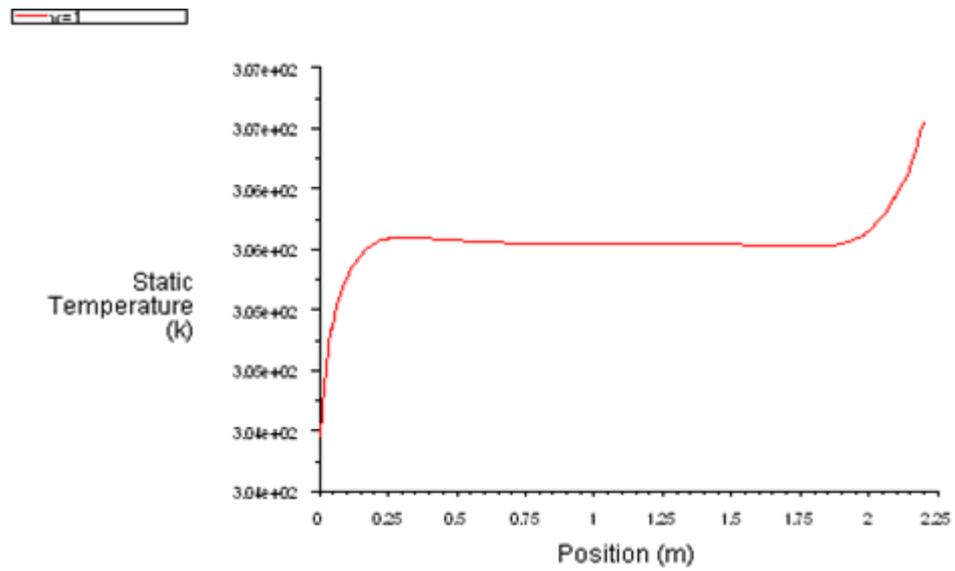
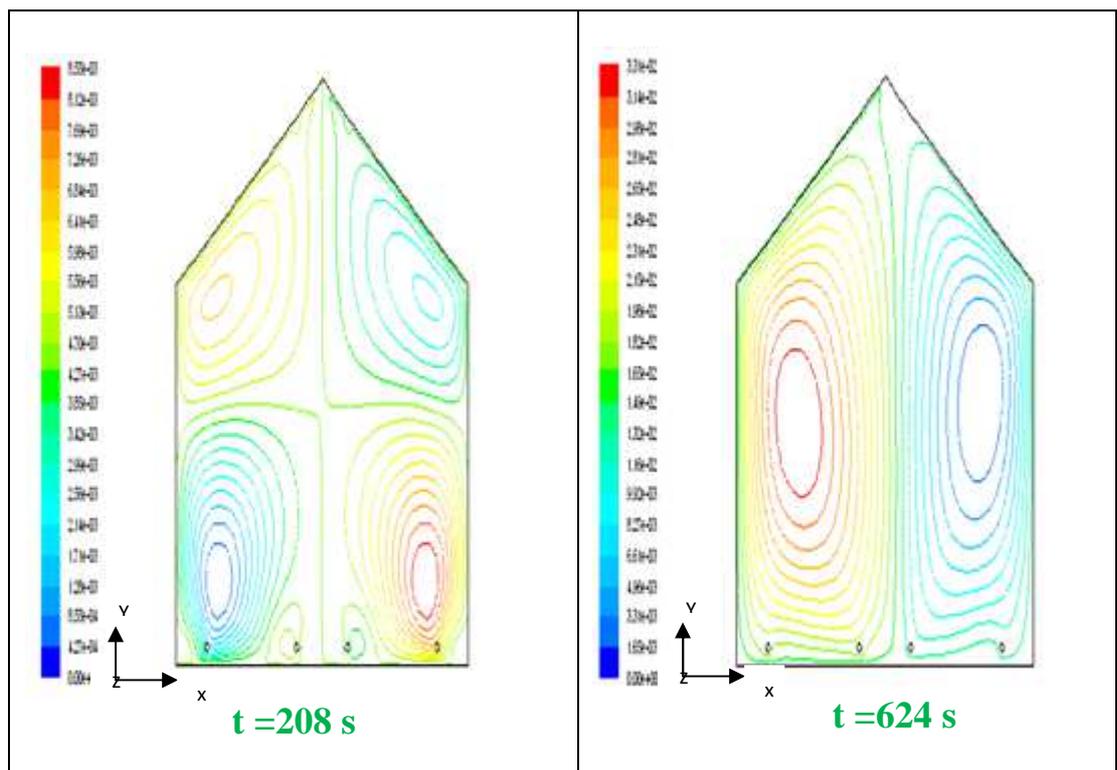
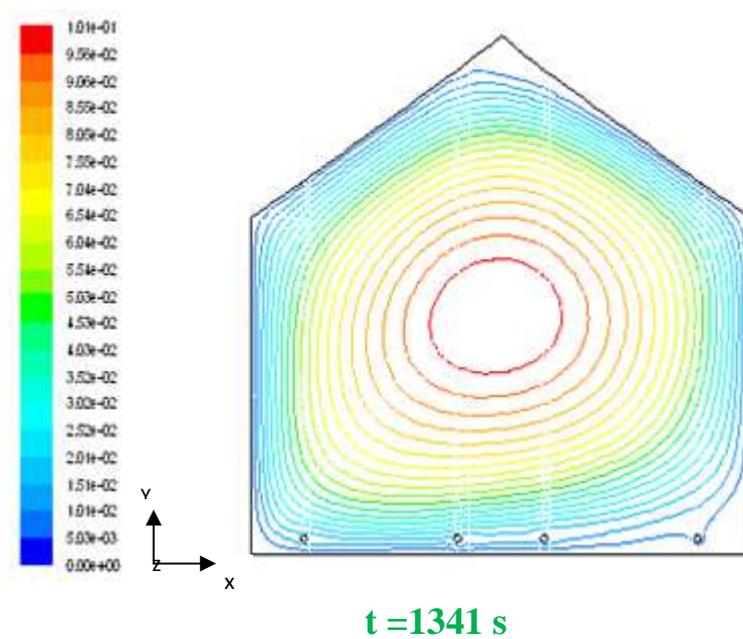
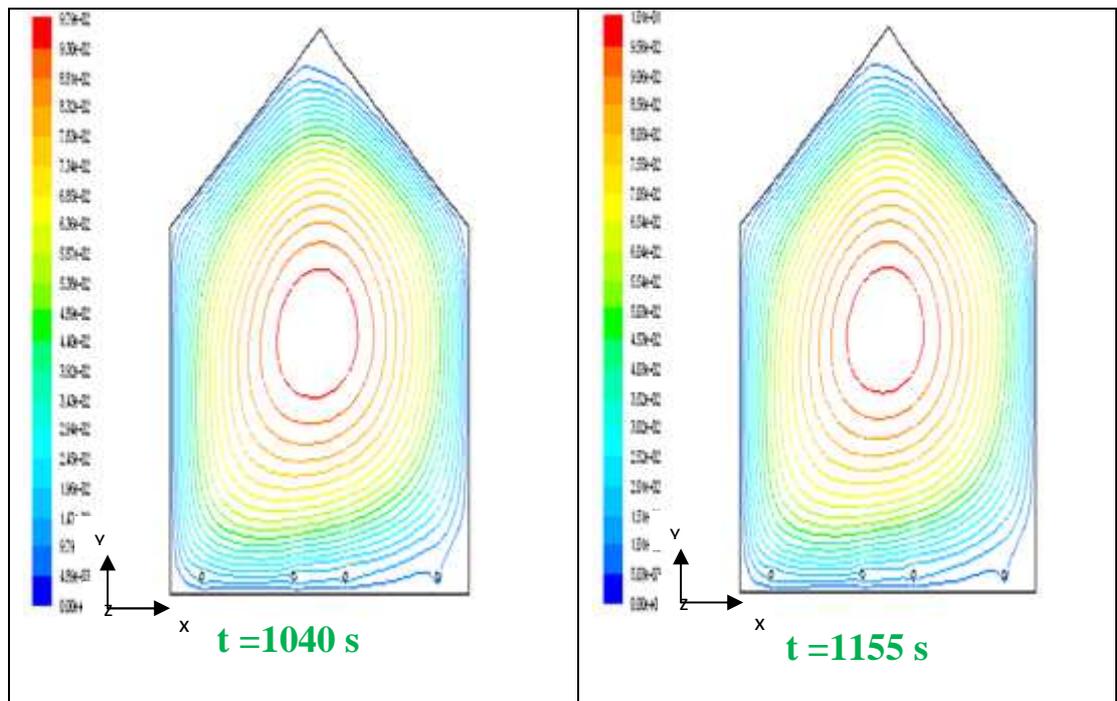


Figure 3.12: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- **Le cas instationnaire :**

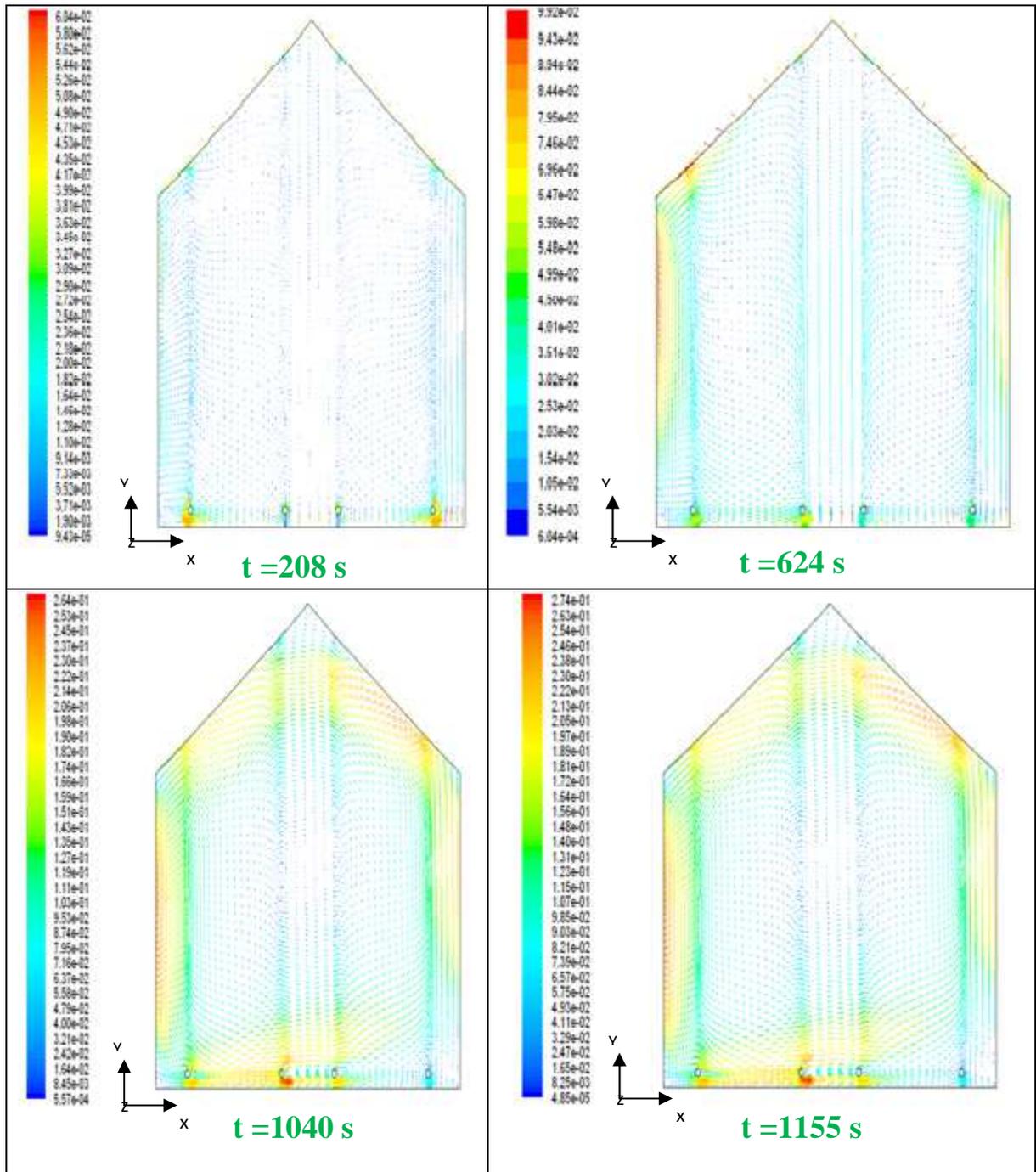
- A) Lignes de courant :**

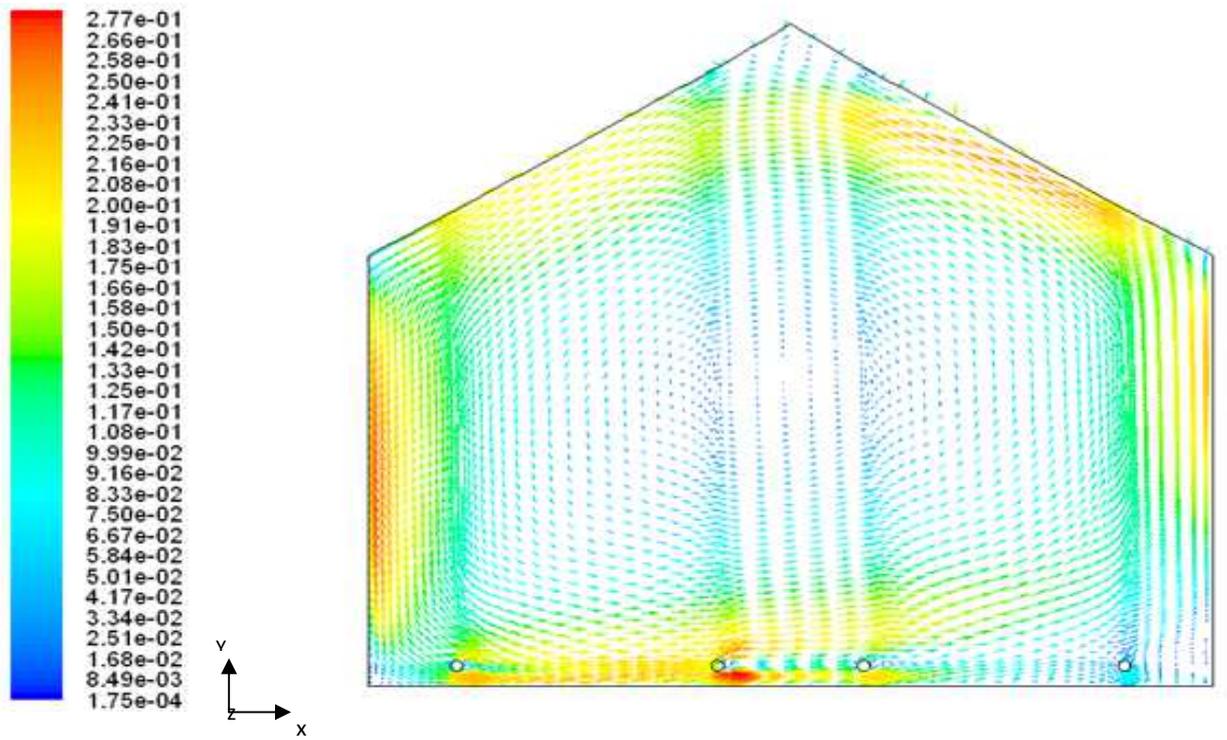




- A partir du $t=1341$ s la forme des cellules de recirculation ne change pas (stable).
- L'état stable est atteint pour une durée de 22 minutes et 41 secondes et un pas de temps égale à 0.1 s.

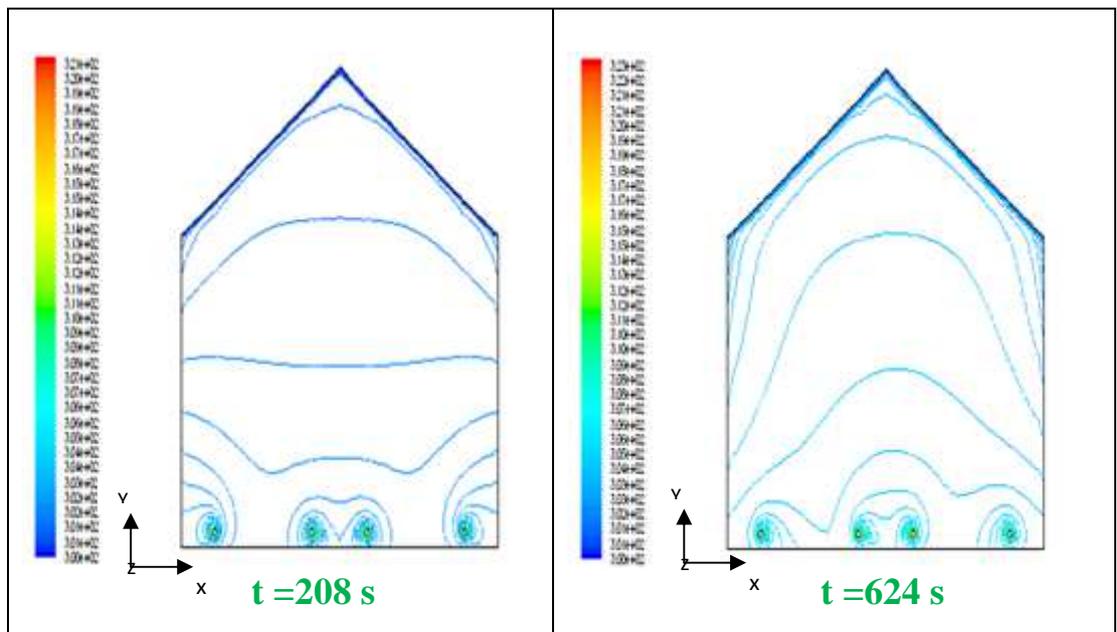
B) Le champ de vitesse :

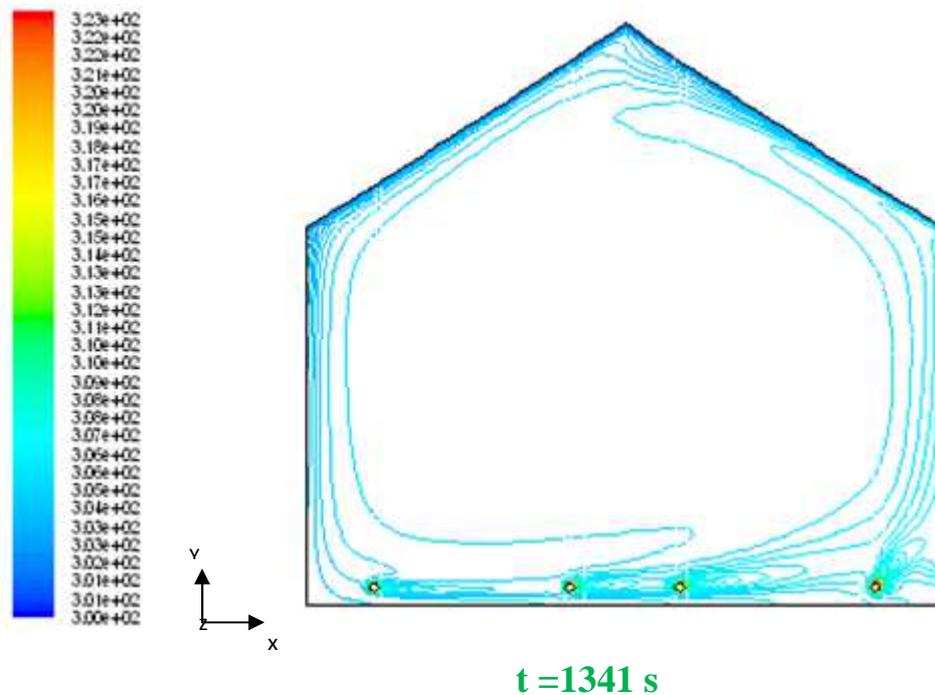
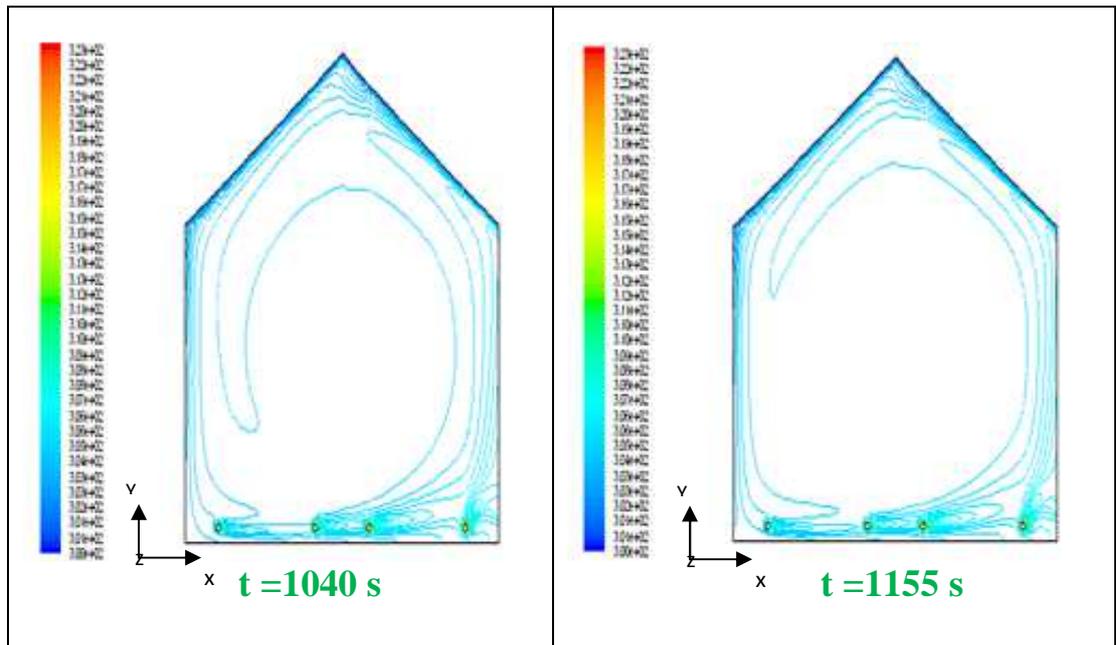




- A partir du $t=1341 \text{ s}$: le champ de vecteur vitesse devient plus stable.
- L'état stable est atteint pour une durée de 22 minutes et 41 secondes et un pas de temps égale à 0.1 s.

C) Contours de la température :





- A partir du $t = 1341$ s: le gradient vertical de la température près du toit et le sol ne change plus.
- L'état stable est atteint pour une durée de 22 minutes et 41 secondes et un pas de temps égale à 0.1 s.

✓ **Deuxième configuration :**

- a) L'échauffement de la serre est réalisé par la circulation de l'eau chaude dans quatre tubes du chauffage se trouvant près de la surface du sol. La densité du

flux de chaque tube atteint 100 Wm^{-2} . La condition de température au toit est remplacée par une condition de flux : $q = h(T - T_0)$ ou : $T_0 = 300 \text{ K}$ est la température de l'ambiance; $h = 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

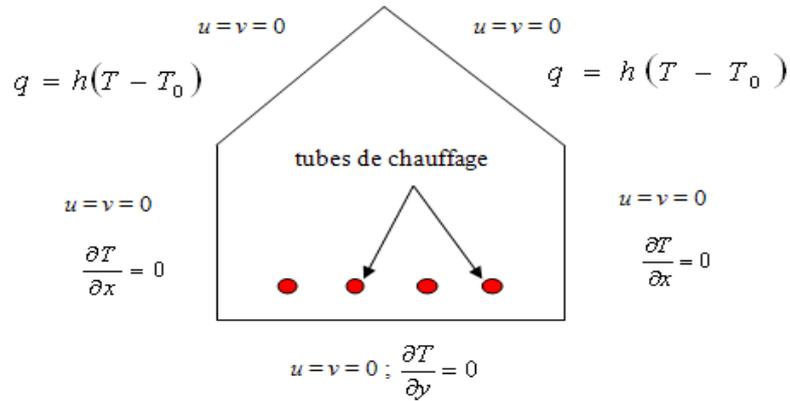


Figure 3.13: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

• **Le cas stationnaire :**

A) Lignes de courant:

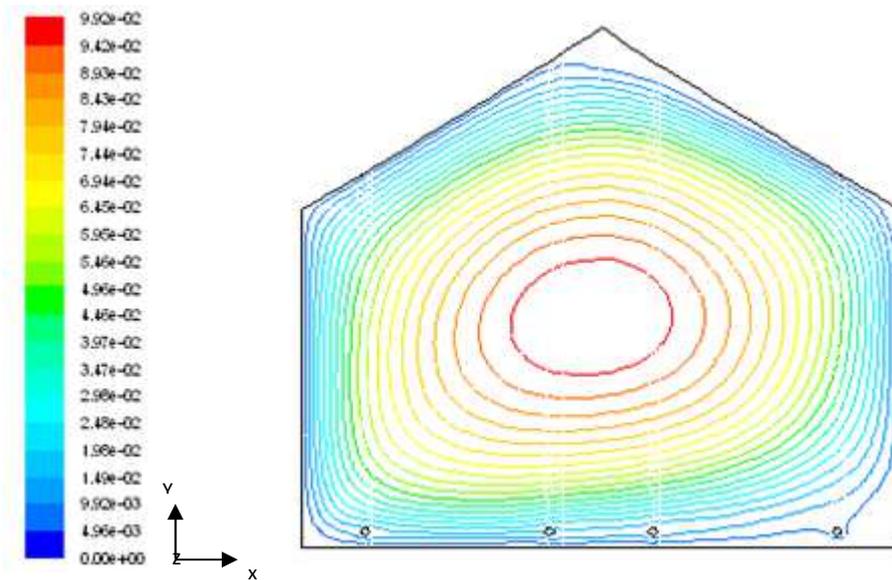


Figure 3.14: Lignes de courant.

- Dans ce cas, on a une grande cellule de recirculation ce qui est conforme

avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

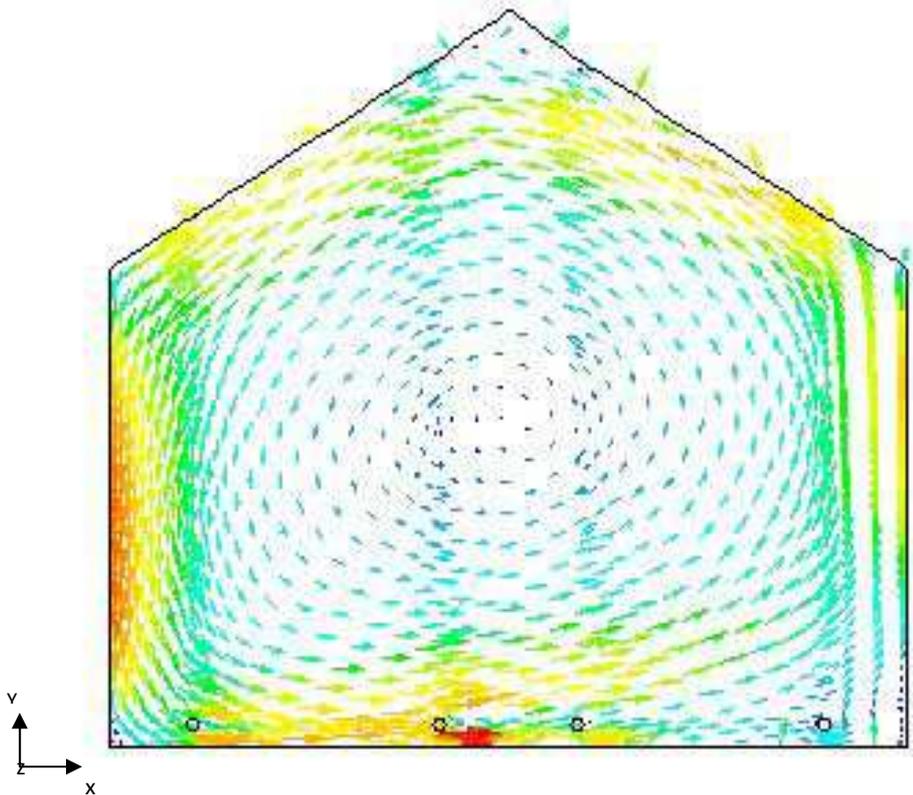


Figure 3.15-a: Le champ de vecteur vitesse.

- Une discontinuité de l'écoulement dans la partie inférieure droite de la serre est observée ; on observe que les vecteurs vitesses décrivent une circulation constituée de deux cellules, l'une est grosse située au centre de la serre et l'autre est petite située dans la partie inférieure droite de la serre (figure 3.15-b). L'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.17m/s.

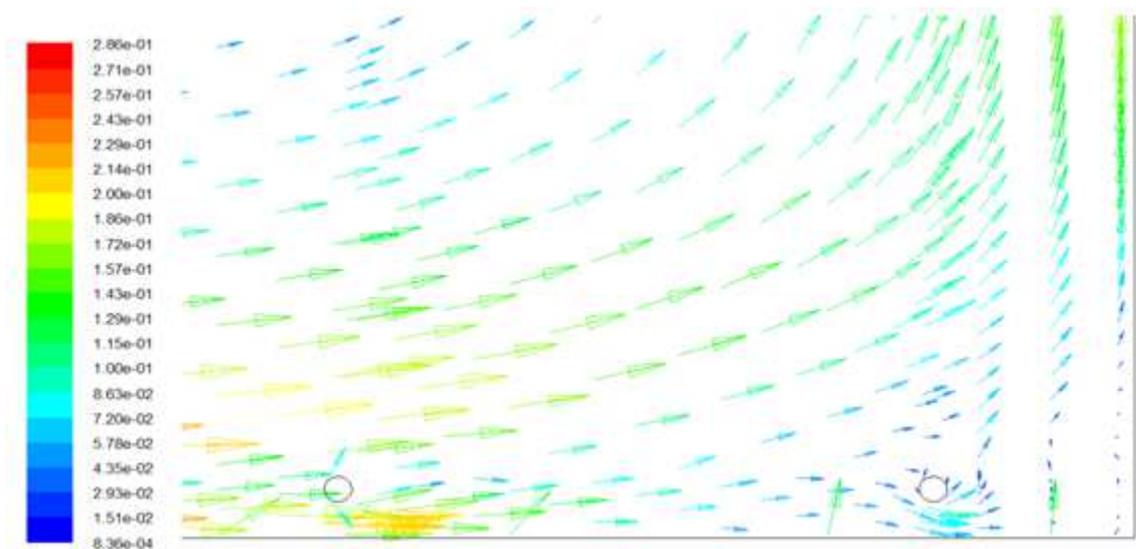


Figure 3.15-b: Zoom au coté inférieur droit du champ de vecteur vitesse.

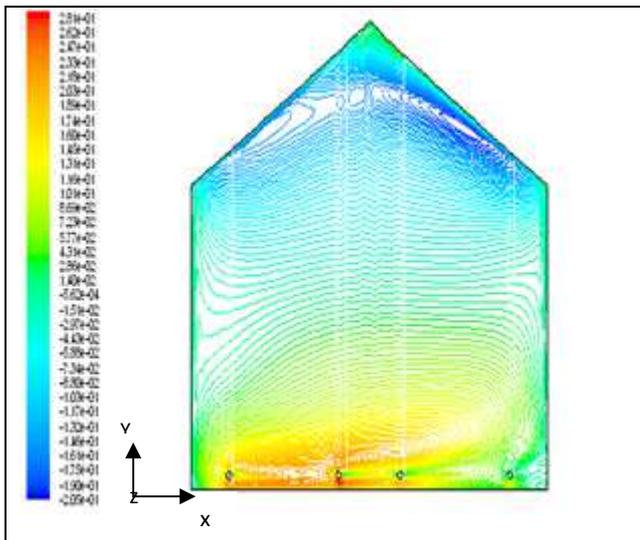


Figure 3.16-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

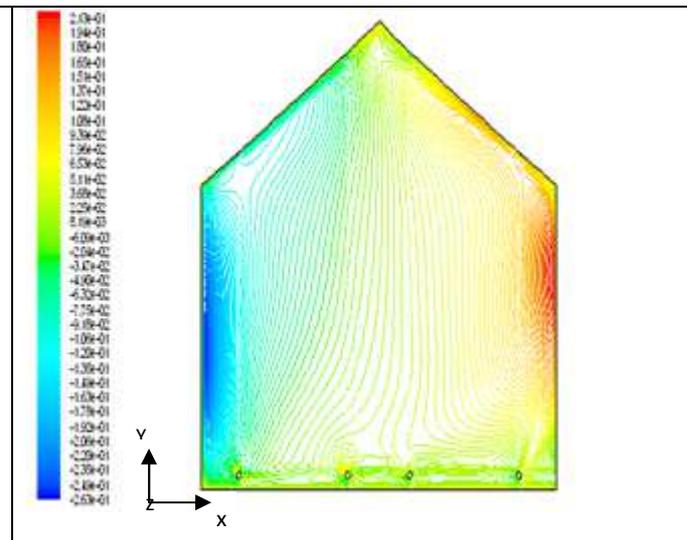


Figure 3.16-b: La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules dont le chauffage donne une déformation de celles-ci.

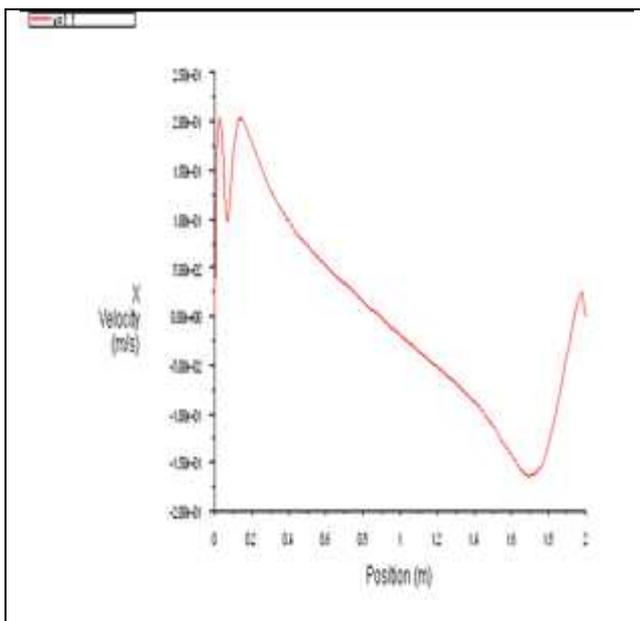


Figure 3.17: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

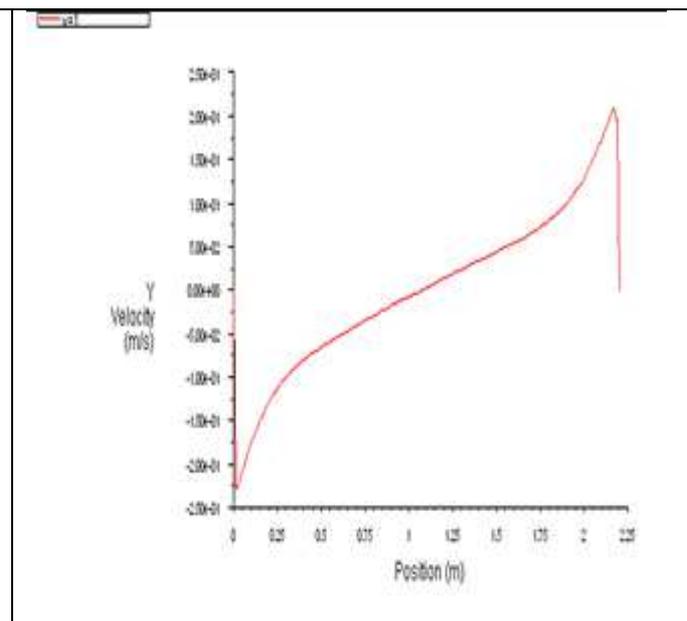


Figure 3.18: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- La vitesse d'air est plus faible du côté des parois de descente d'air par rapport au côté des parois de montée d'air (figure (3.18)) ; comme on vérifié que la vitesse est faible au centre de la serre ; comme on observe aussi au niveau de toit un pic à cause de la petite zone de recirculation, et deux augmentation du profile au niveau du sol deux pics à cause du chauffage qui donne la déformation (figure (3.17)).

C) Contours de la température :

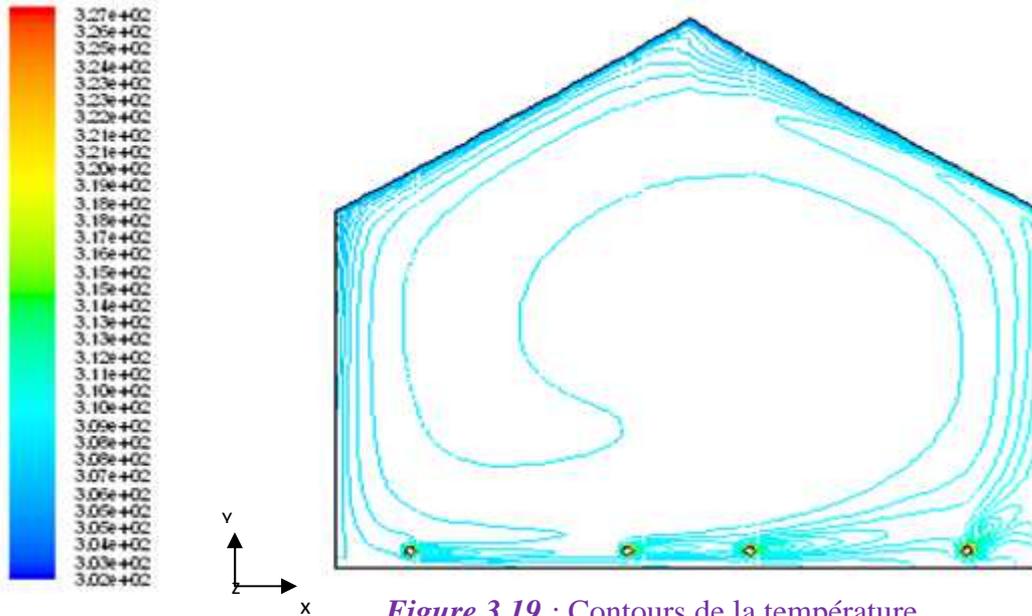


Figure 3.19 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d’une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure sous dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage des tubes et du toit où on a un gradient de température.

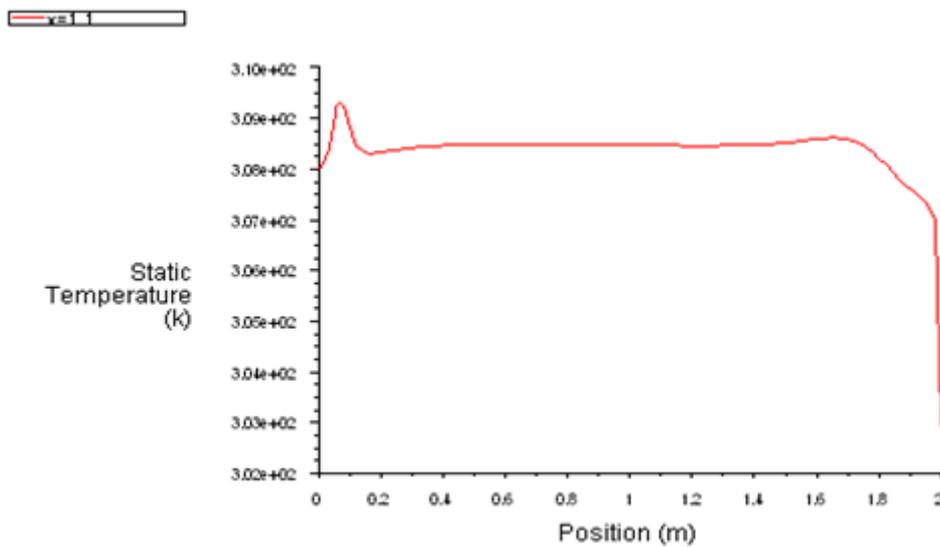


Figure 3.20: Profil vertical de la température à x=1.1.

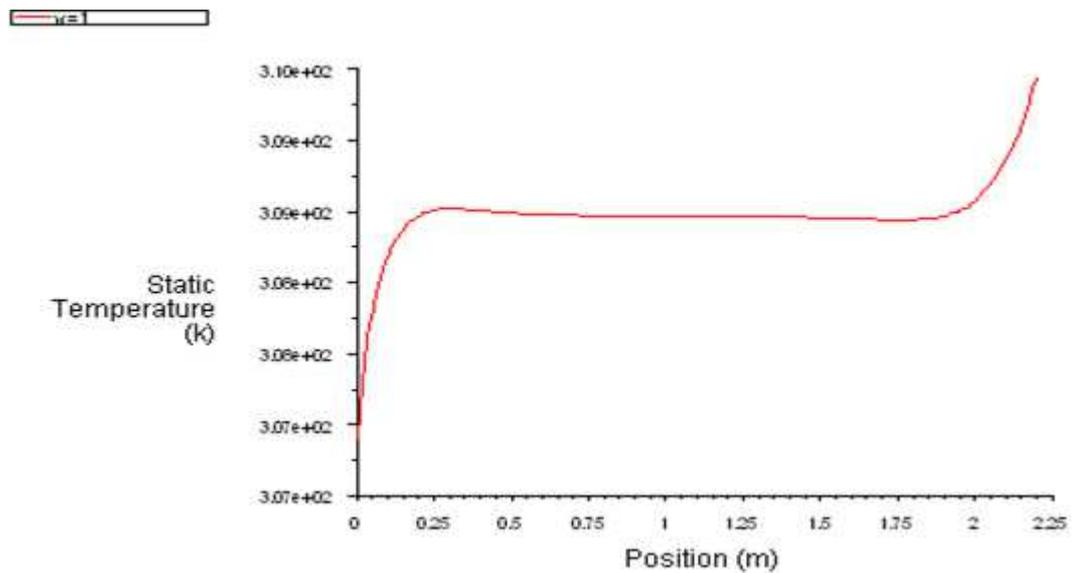
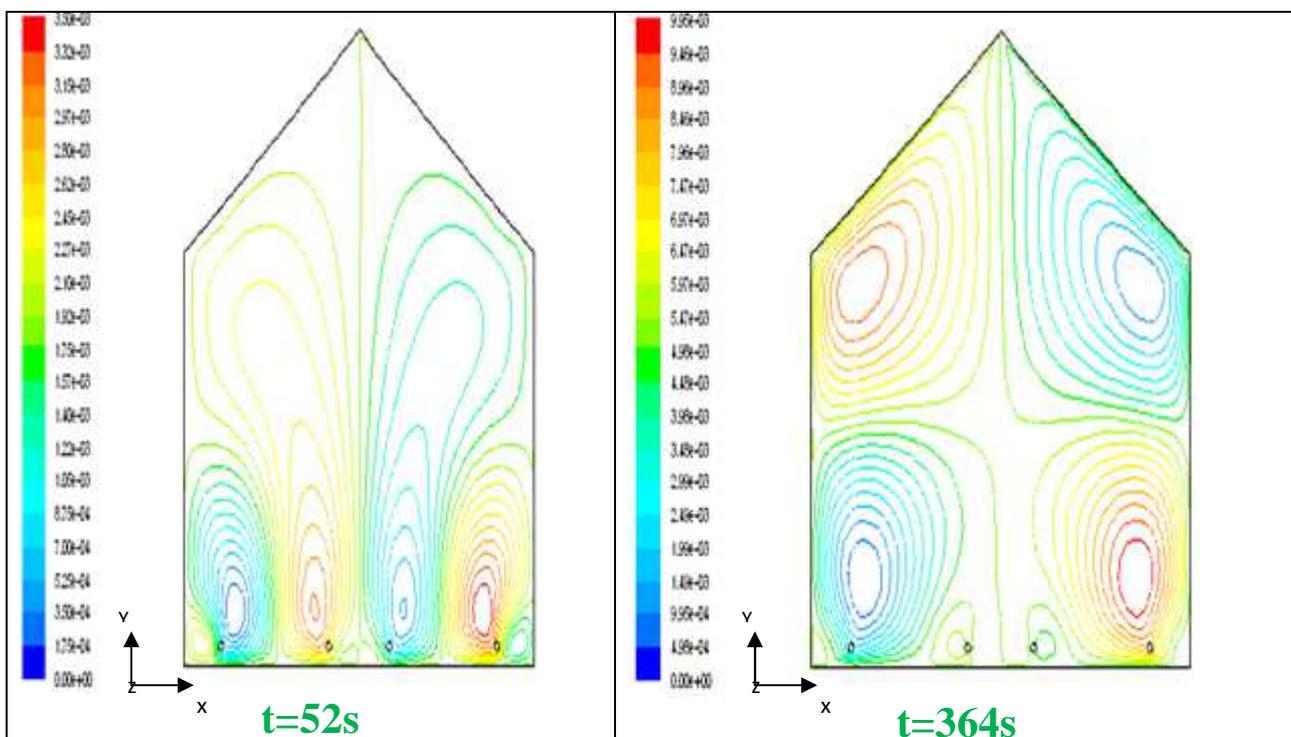
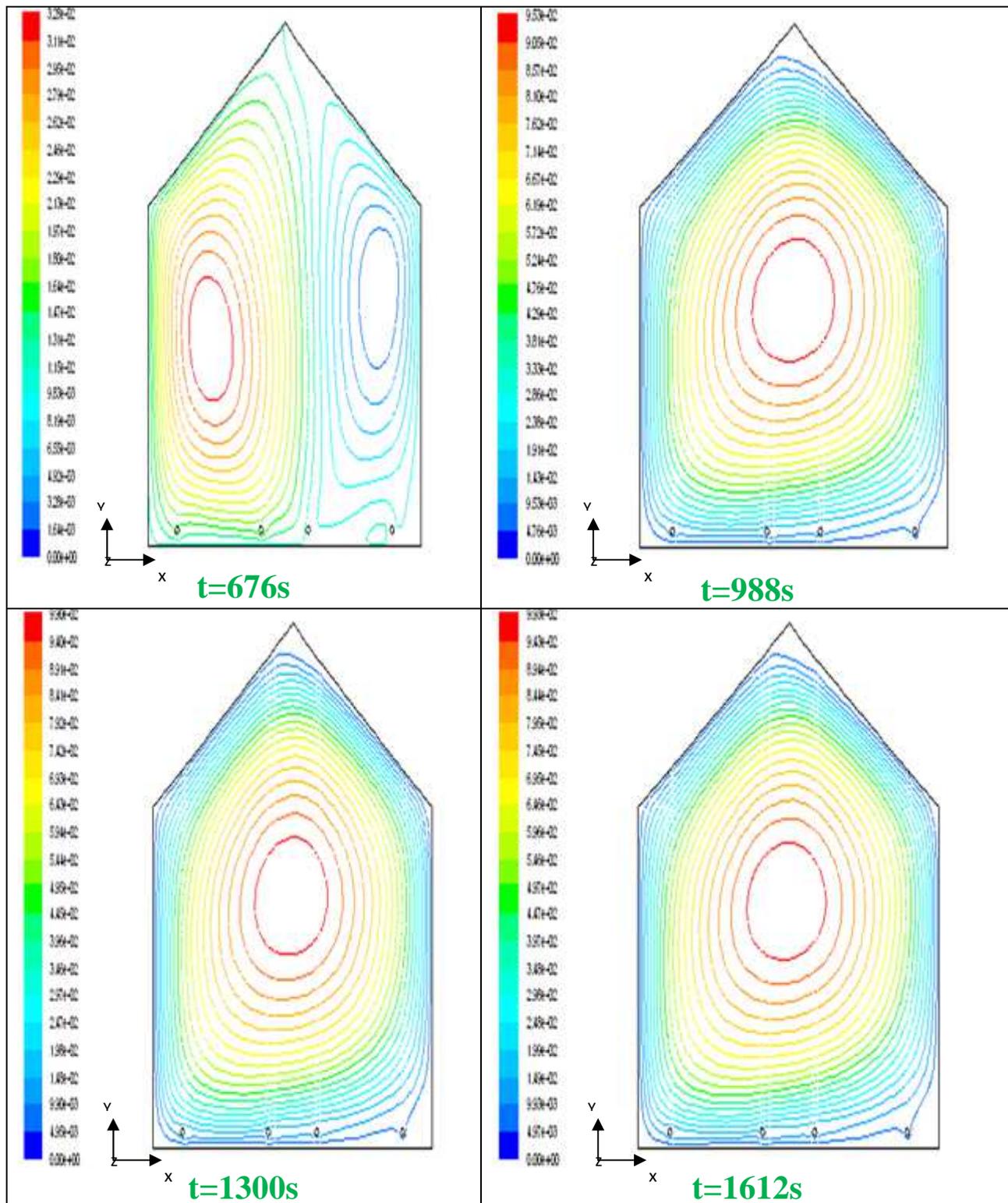


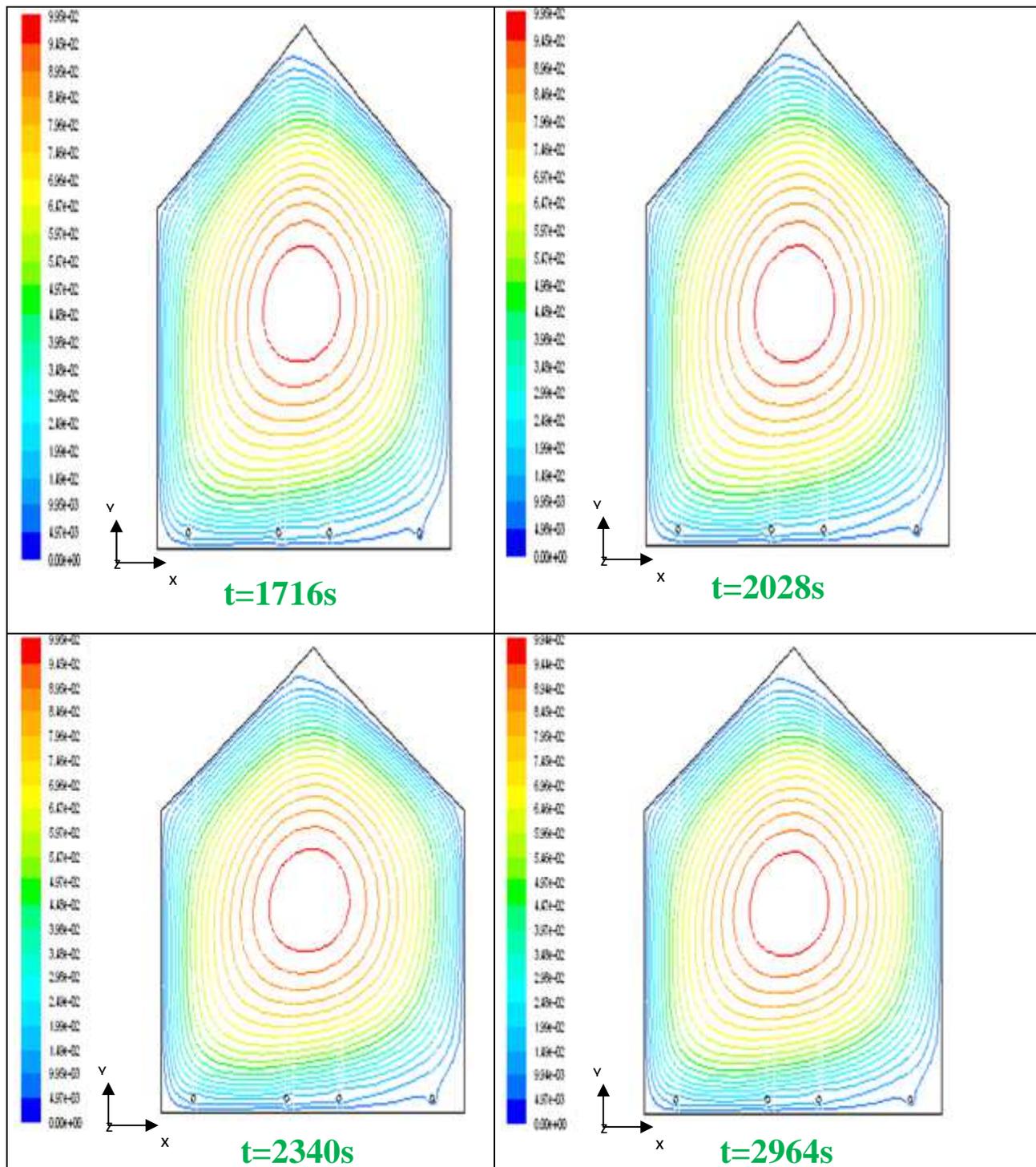
Figure 3.21: Profil horizontal de la température à $y=1$.

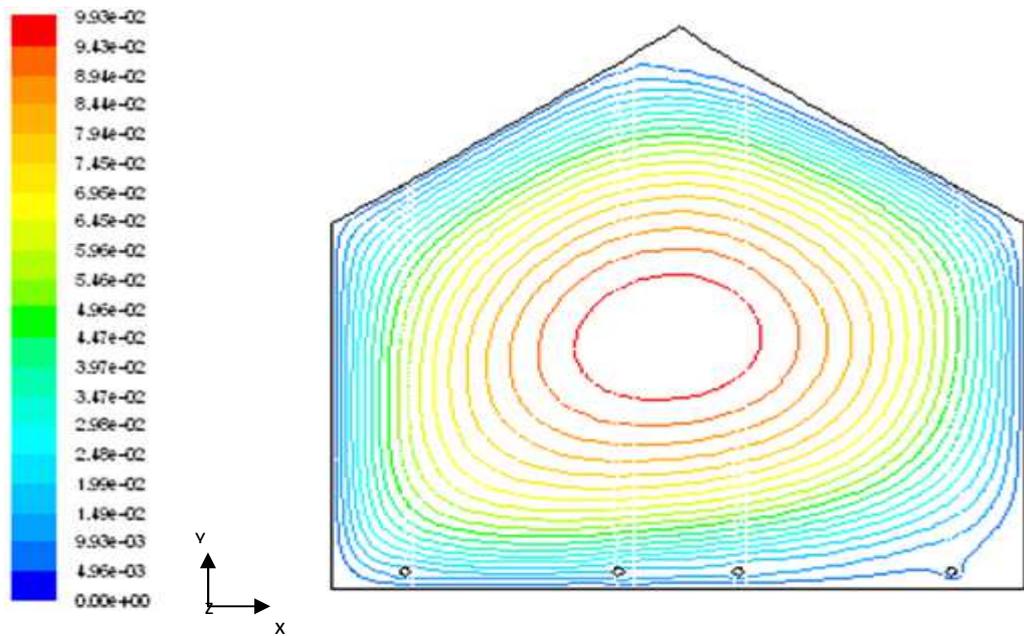
- Même interprétation qu'avant sauf que la majorité du domaine est isotherme (309K).
- *Le cas instationnaire :*

A) Lignes de courant :

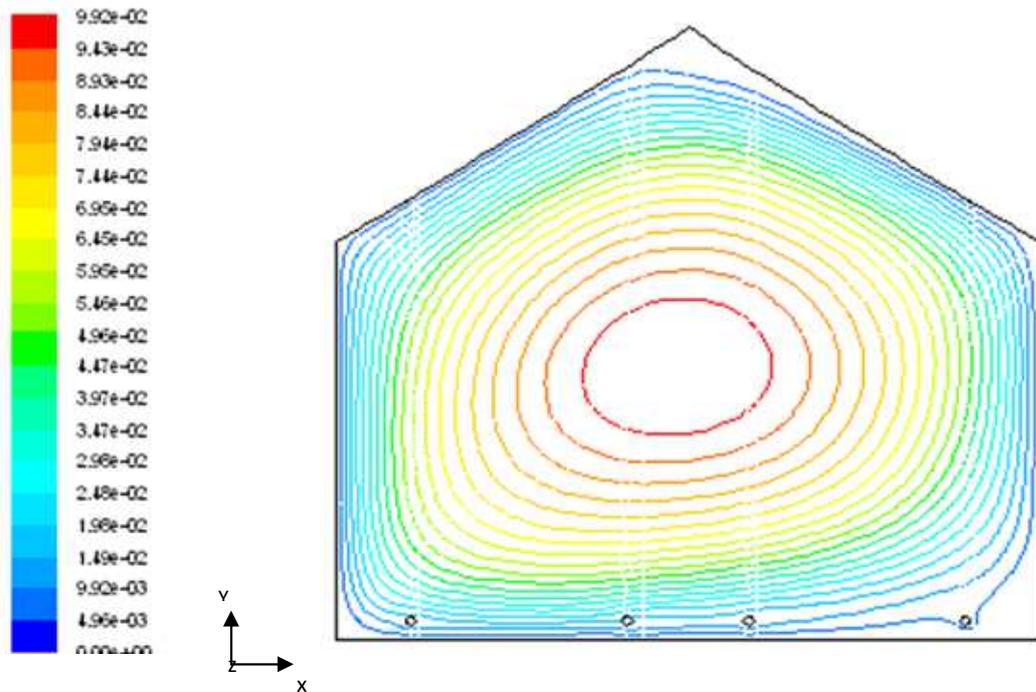








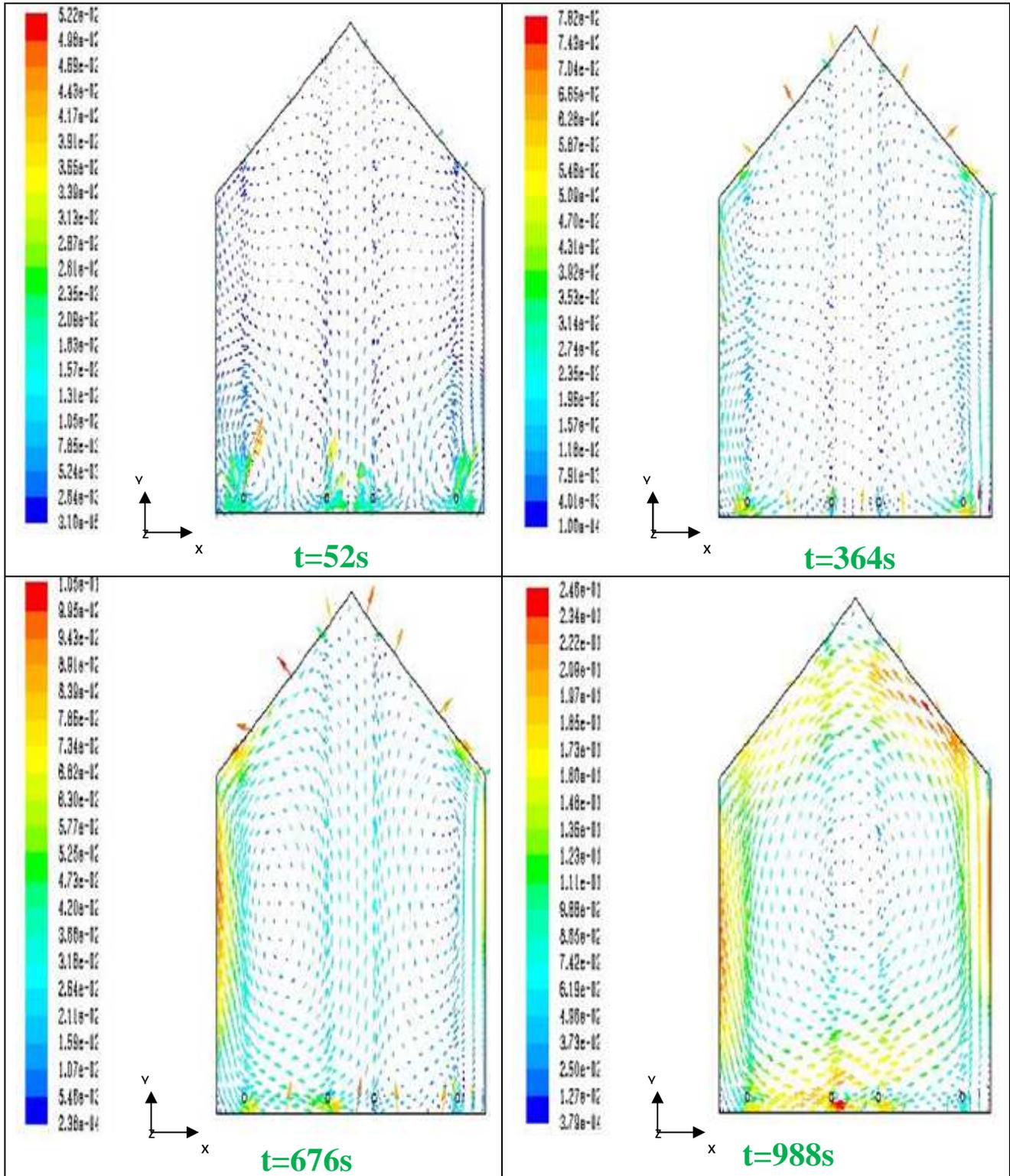
t=3588s

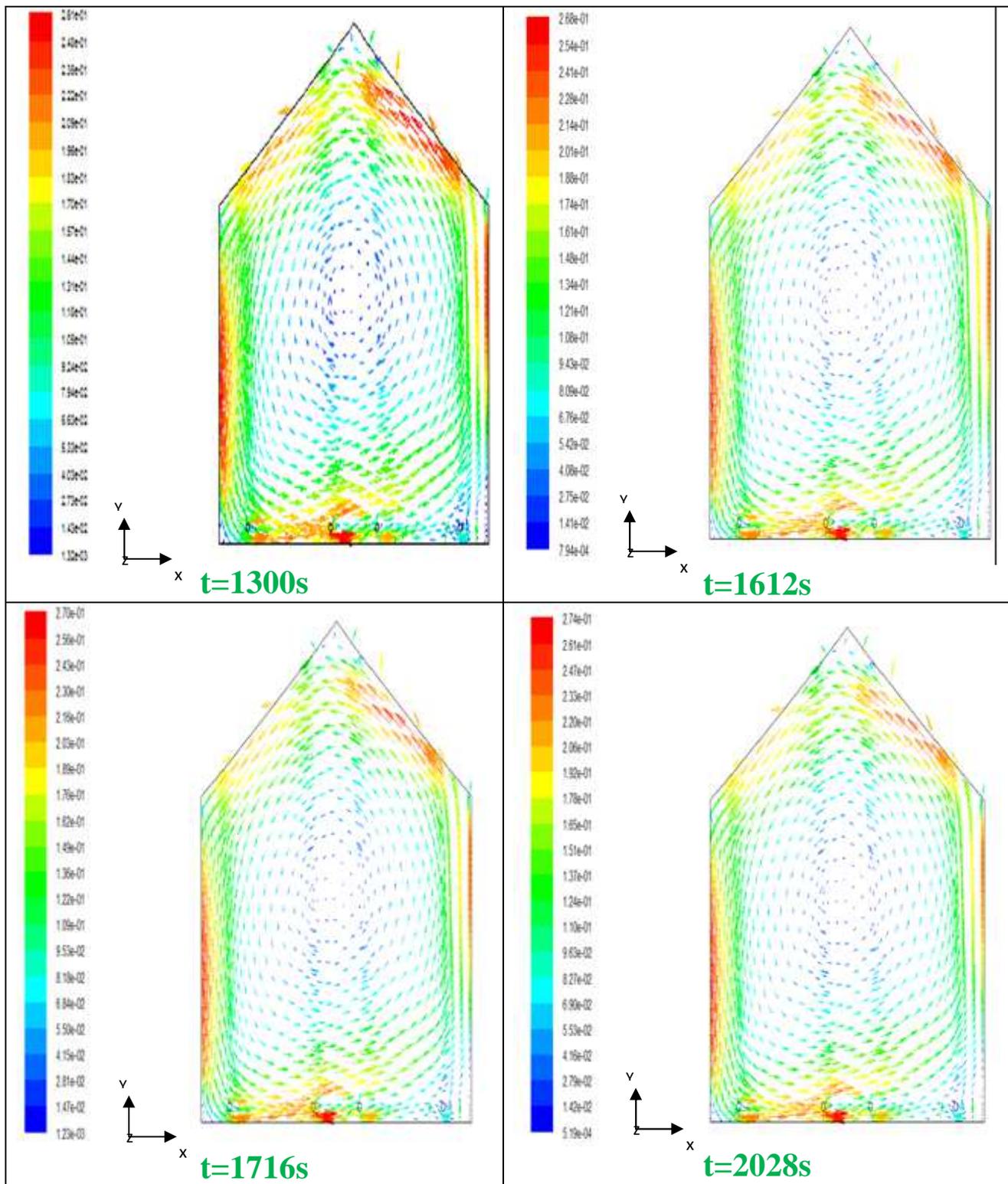


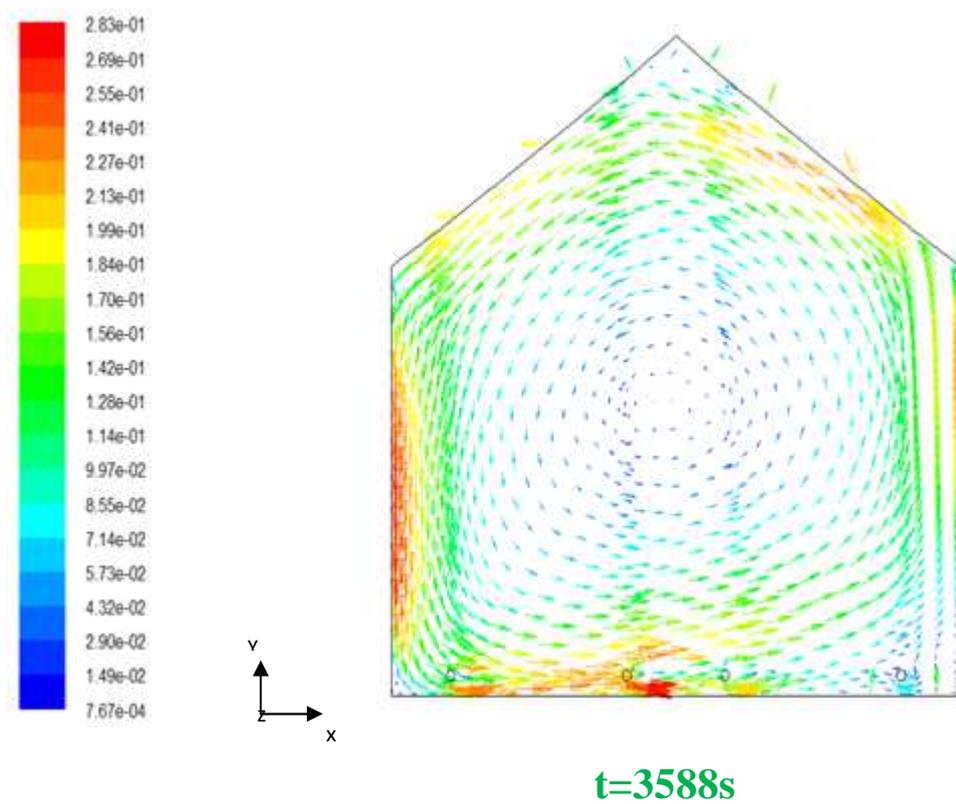
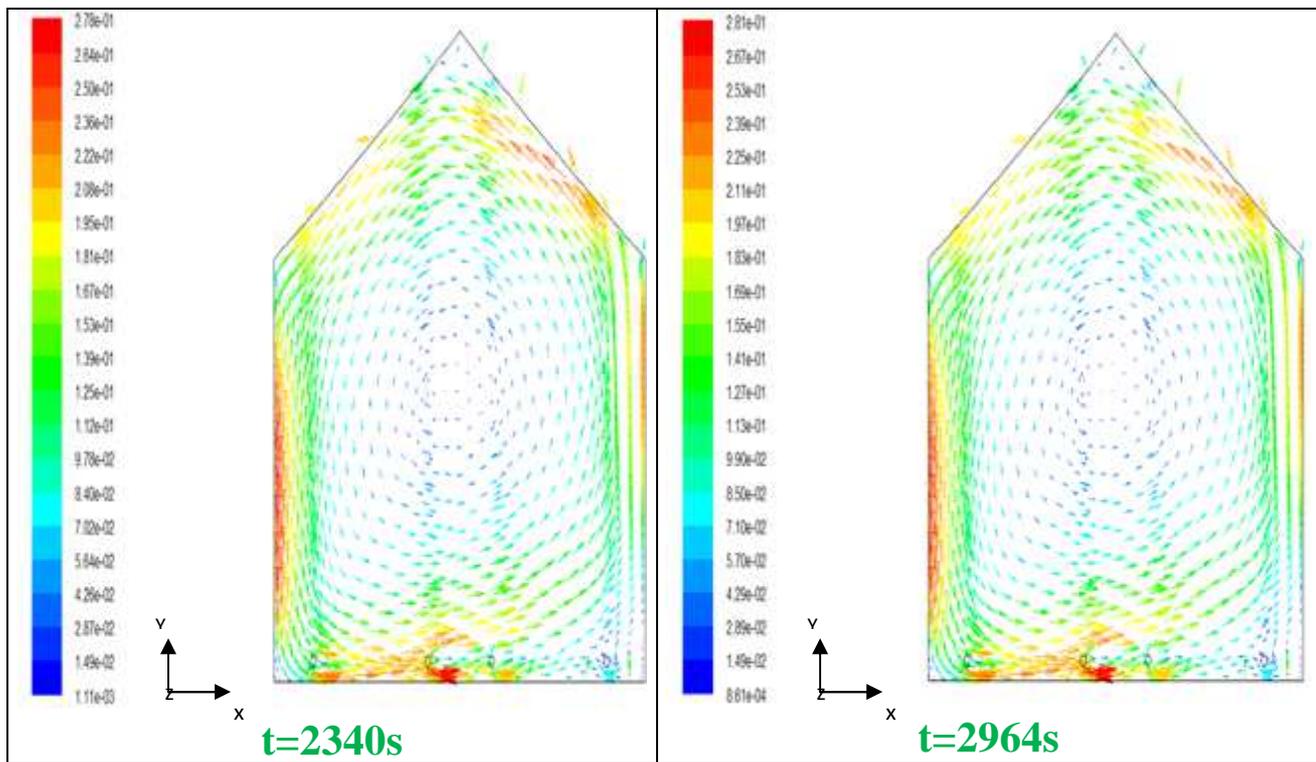
t=4108s

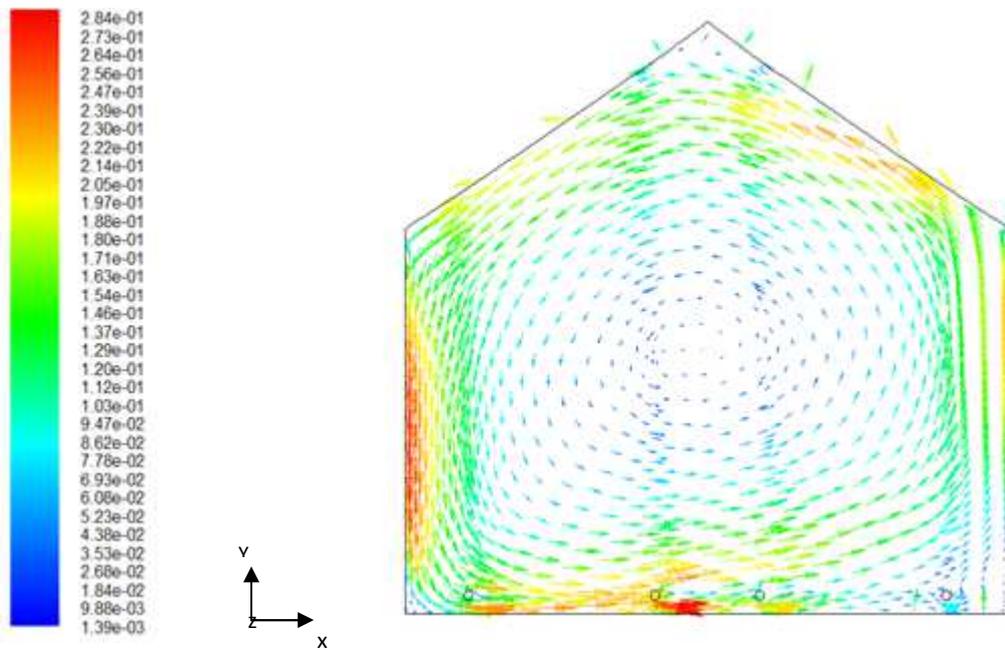
- A partir du $t=4108$ s la forme des cellules de recirculation ne change pas (stable).
- L'état stable est atteint pour une durée d'une heure et 8 minutes et 20 secondes et un pas de temps égale à 0.1 s.

B) Le champ de vitesse :





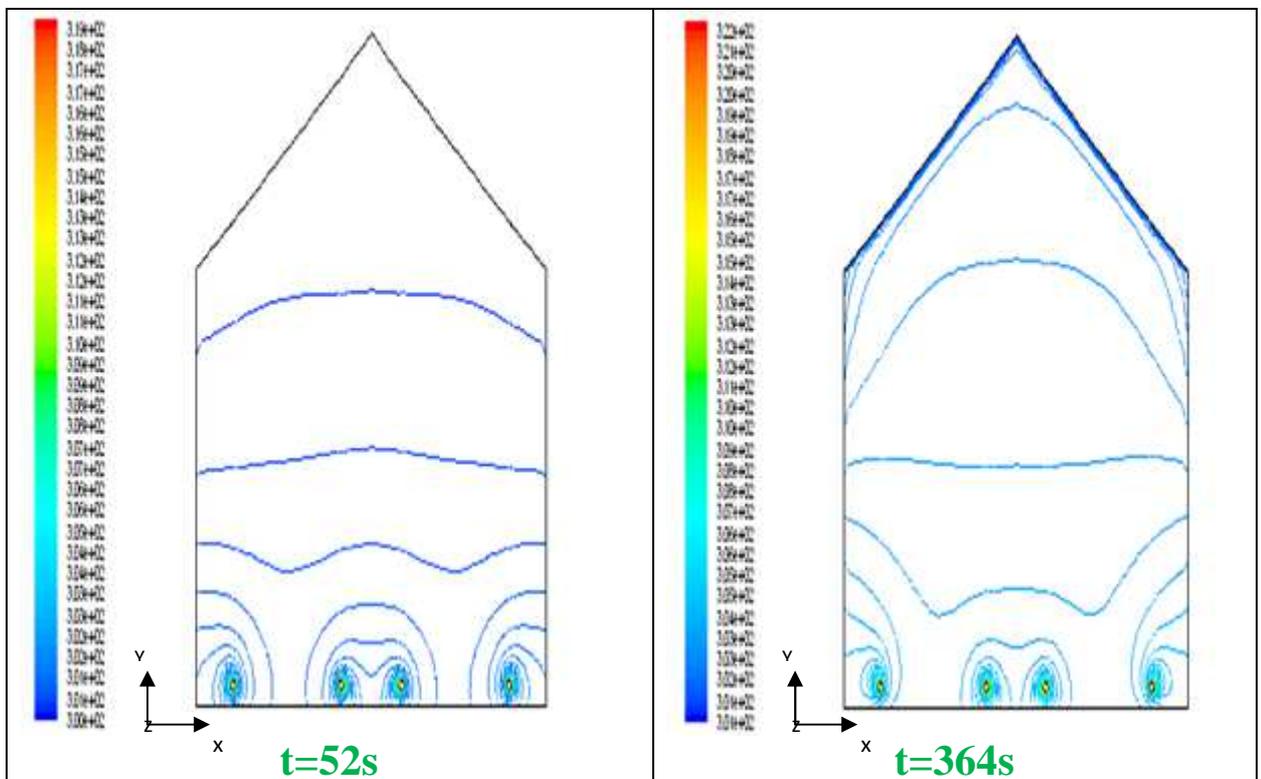


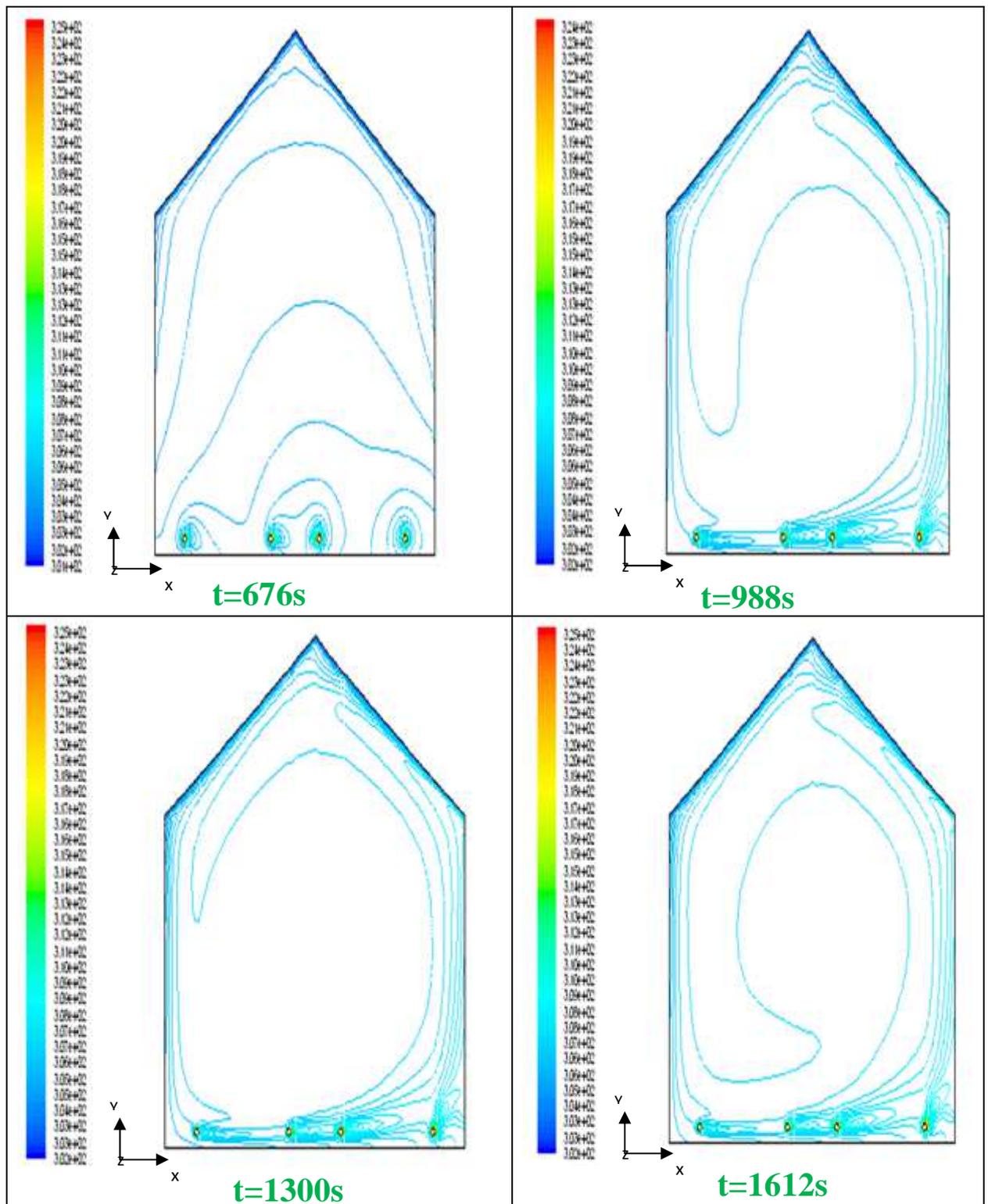


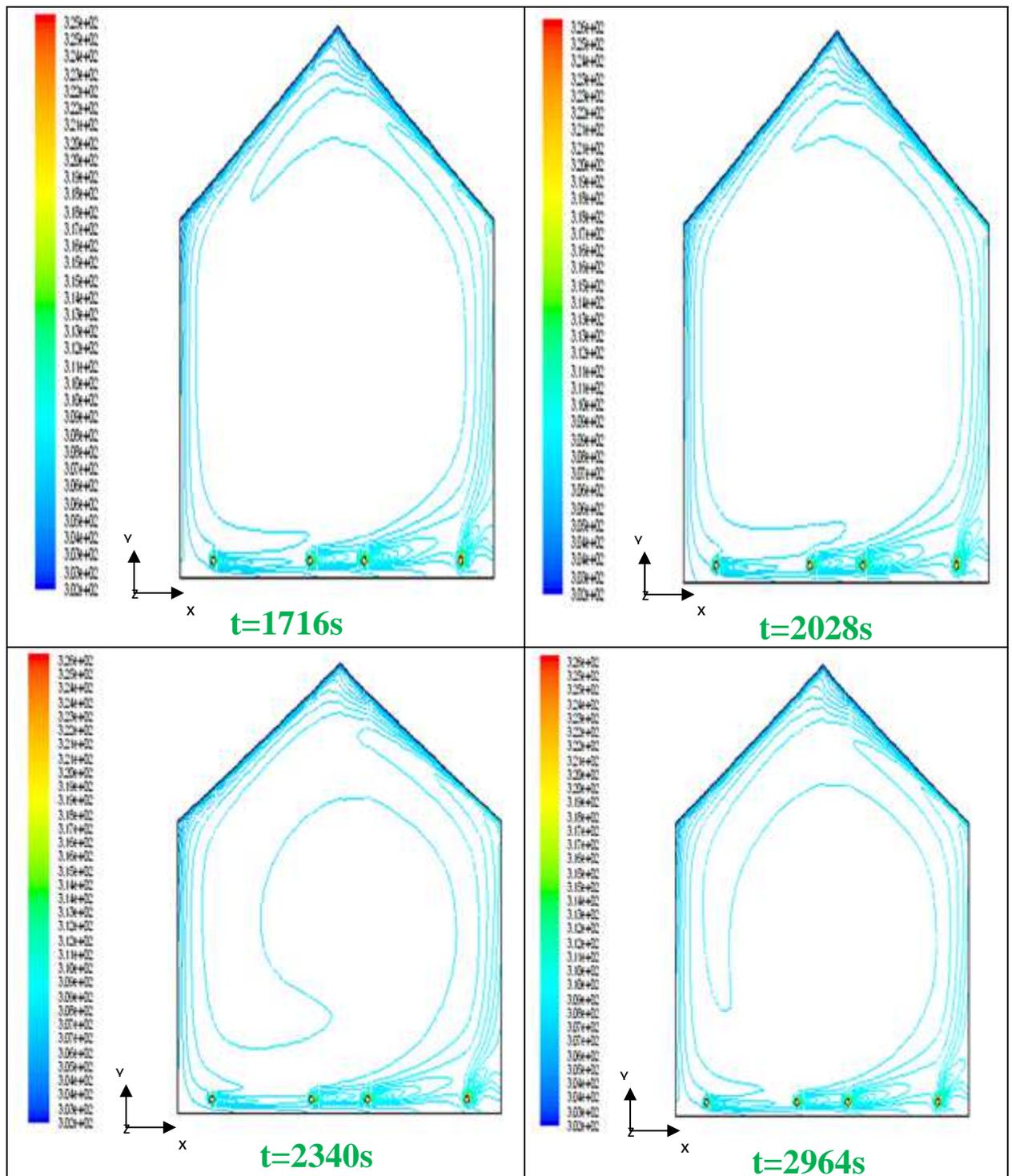
t=4108s

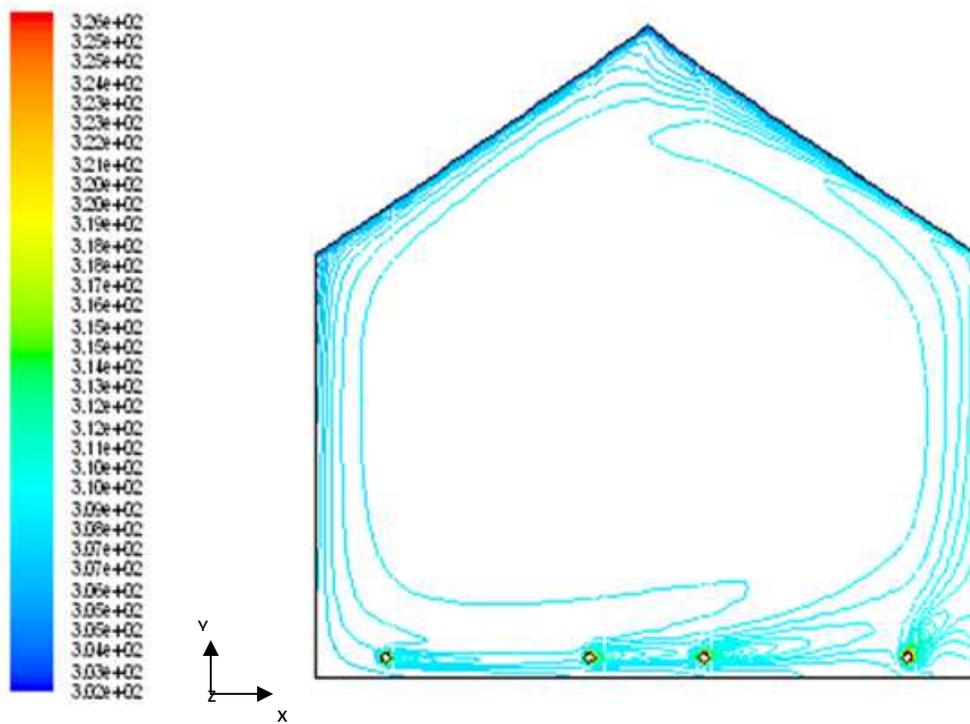
- A partir du $t=4108$ s : le champ de vecteur vitesse devient plus stable.
- L'état stable est atteint pour une durée d'une heure et 8 minutes et 20 secondes et un pas de temps égale à 0.1 s.

C) Contours de la température :

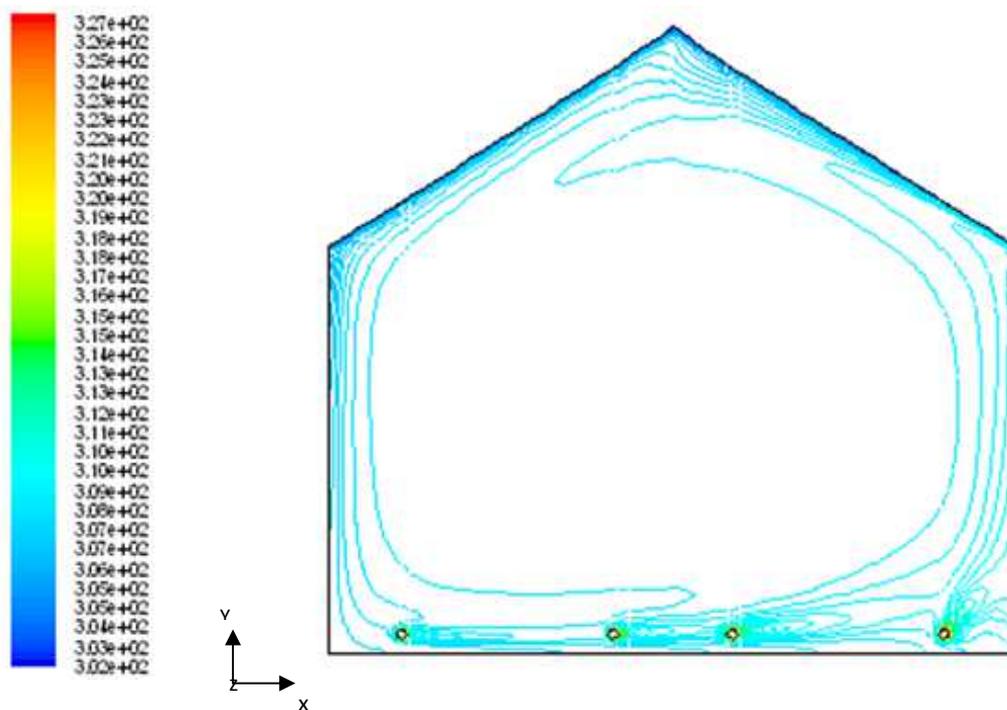








$t=3588s$



$t=4108s$

- A partir du $t=4108 s$: le gradient vertical de la température près du toit et du sol ne change plus.
- L'état stable est atteint pour une durée d'une heure et 8 minutes et 20 secondes et un pas de temps égale à 0.1 s.

❖ **Tableau de comparaison :**

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

Le cas stationnaire	Résultats expérimentaux <i>Roy et al., (2000b)</i>		Résultats numériques	
	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]
La première configuration	0.12	304	0.14	306
La deuxième configuration a)	---	---	0.17	309

Le cas instationnaire : pour parvenir à un état stable sa va prendre beaucoup de temps pour la deuxième configuration par rapport à la première.

On constate que :

- ✓ Quand la température au niveau de toit (la condition à la limite) augmente la température moyenne augmente.
- ✓ Les calculs peuvent converger pour un modèle stationnaire alors que l'état réel est instationnaire.

b) L'échauffement de la serre est réalisé par la circulation de l'eau chaude dans quatre tubes de chauffage se trouvant près de la surface du sol. La densité du flux de chaque tube atteint 100 Wm^{-2} . La condition de température au toit se change par une condition de flux : $q = h(T - T_0)$ ou : $T_0 = 300 \text{ K}$ est la température de l'ambiance; dans ce cas, on a changé la valeur de coefficient du transfert de chaleur convectif par : $h = 5 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

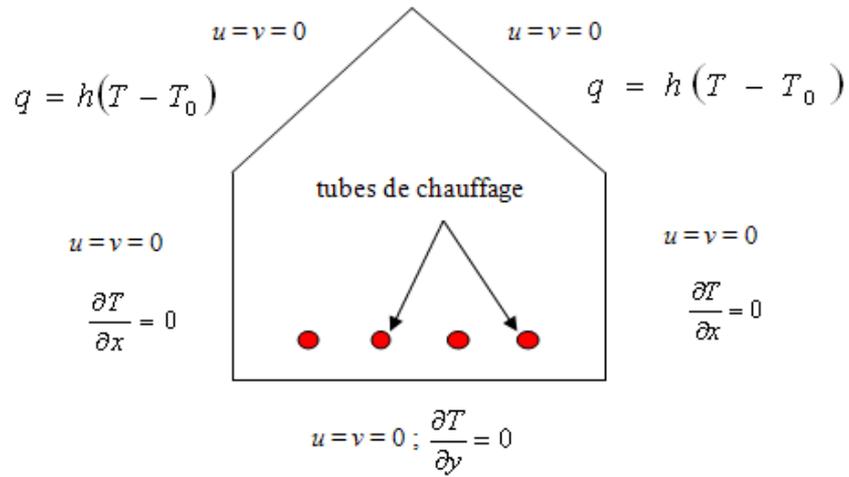


Figure 3.22: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

A) Lignes de courant:

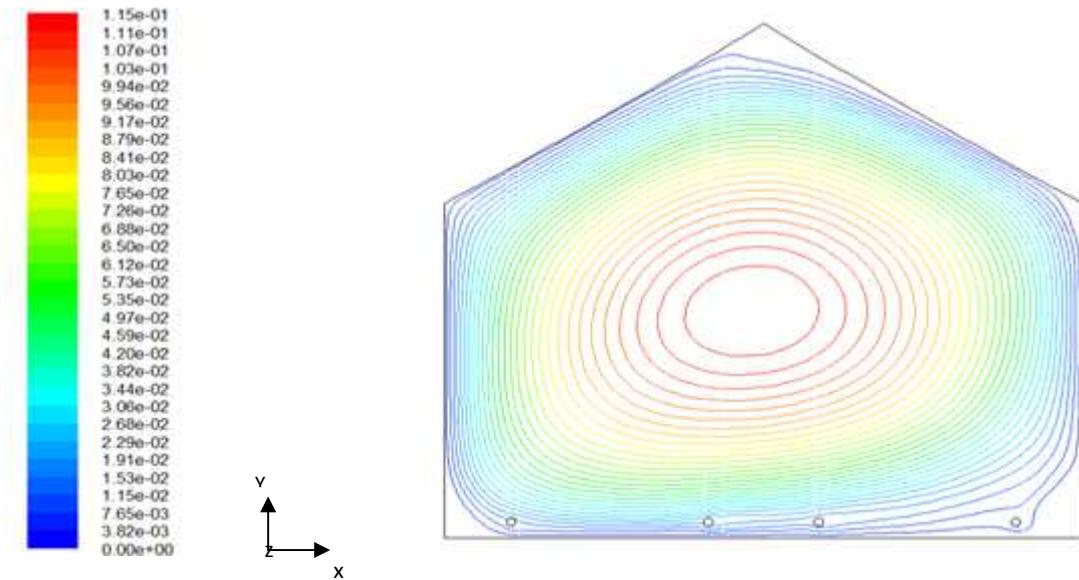


Figure 3.23: Lignes de courant.

- Dans ce cas, on a une grande cellule de recirculation ce qui est conforme avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

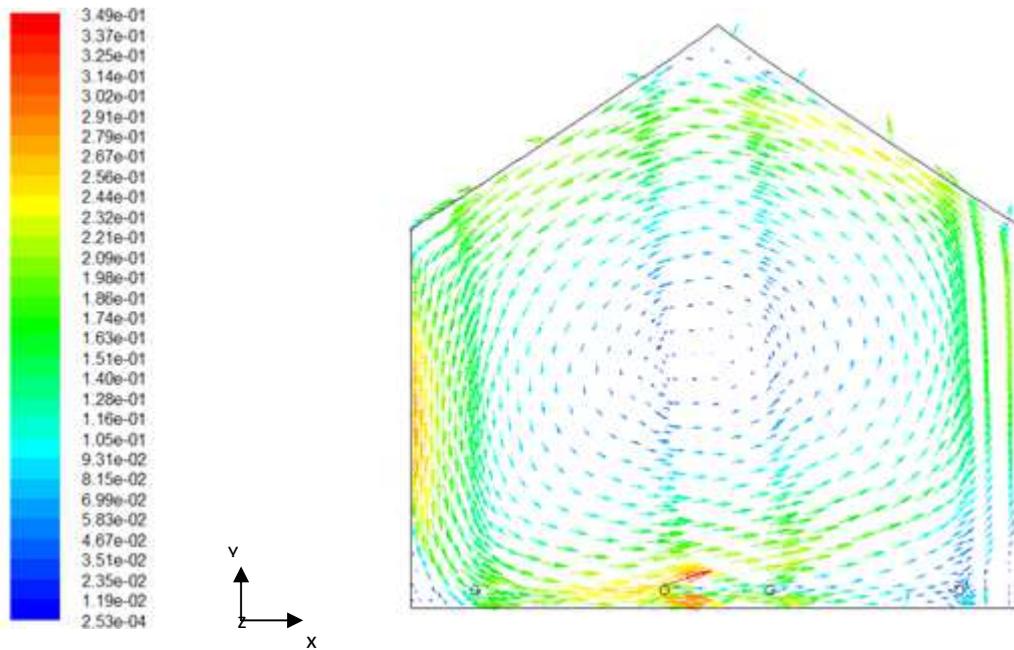


Figure 3.24-a: Le champ de vecteur vitesse.

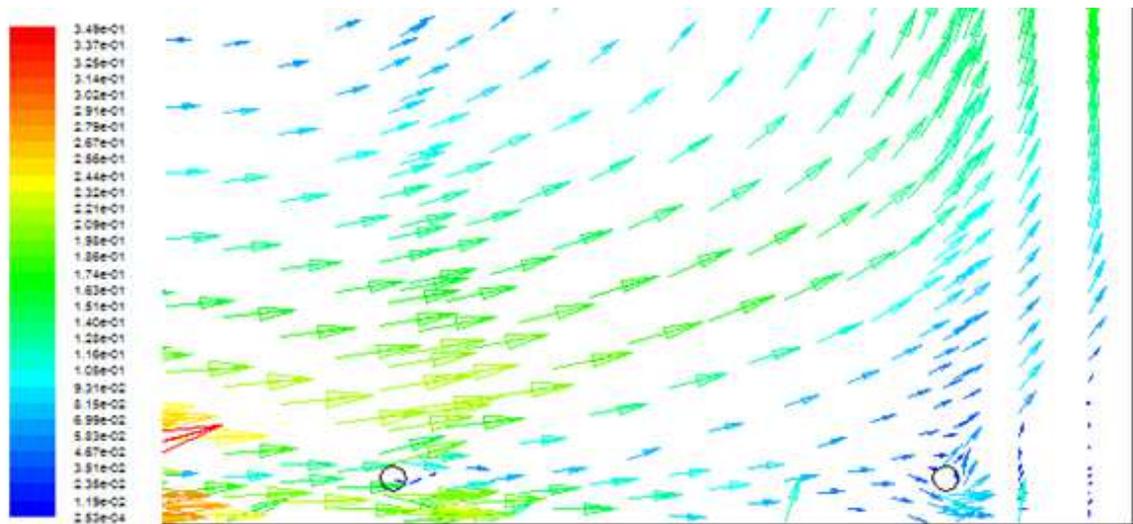


Figure 3.24-b: Zoom au coté inférieur droit du champ de vecteur vitesse.

- Une discontinuité de l'écoulement dans la partie inférieure droite de la serre est observée ; on observe que les vecteurs vitesses décrivent une circulation constituée de deux cellules, l'une est grosse située au centre de la serre et l'autre est petite située dans la partie inférieure droite de la serre (figure 3.24-b). L'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.143m/s.

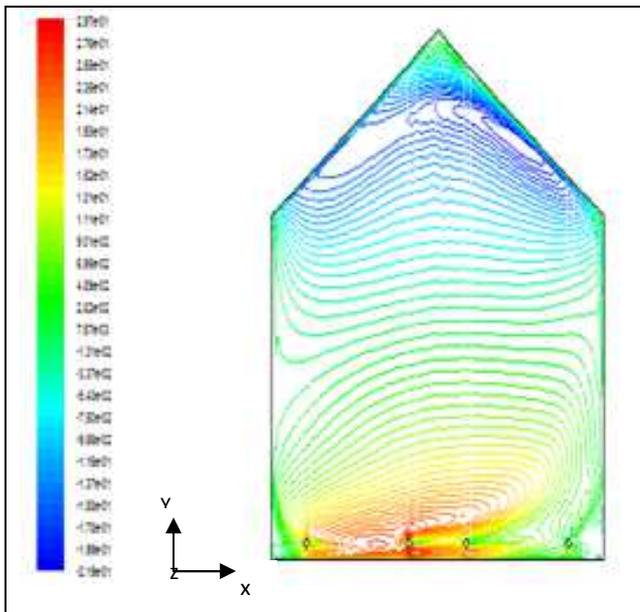


Figure 3.25-a: La variation de la vitesse Selon l'axe des x .

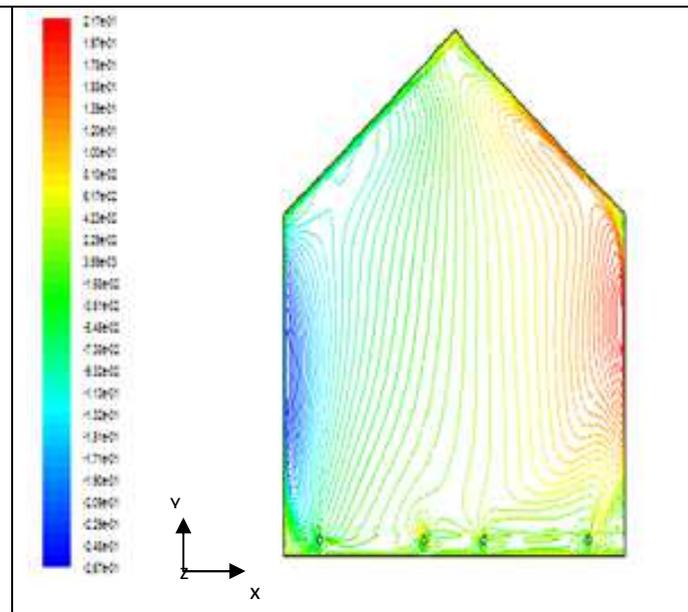


Figure 3.25-b : La variation de la vitesse Selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules dont le chauffage donne une déformation de celles-ci.

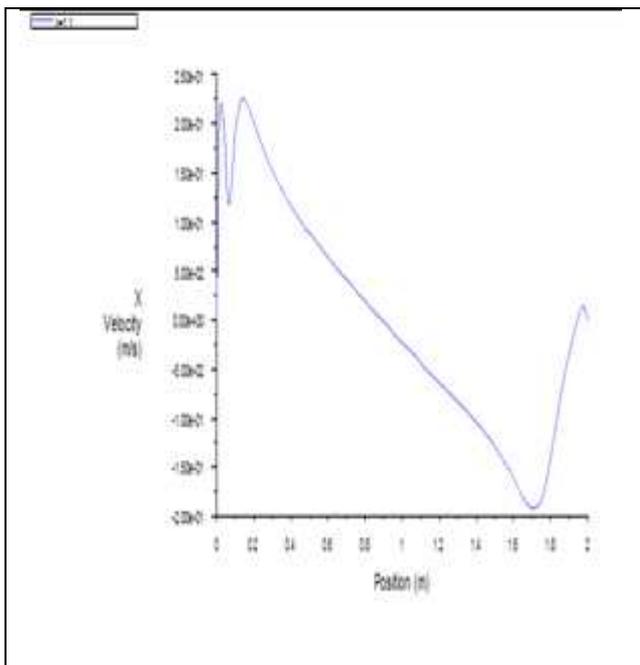


Figure 3.26: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

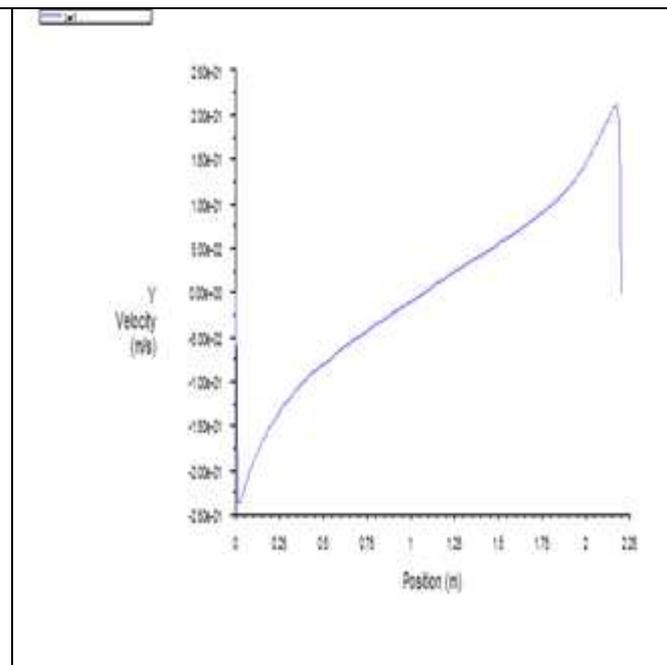


Figure 3.27: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant.

C) Contours de la température :

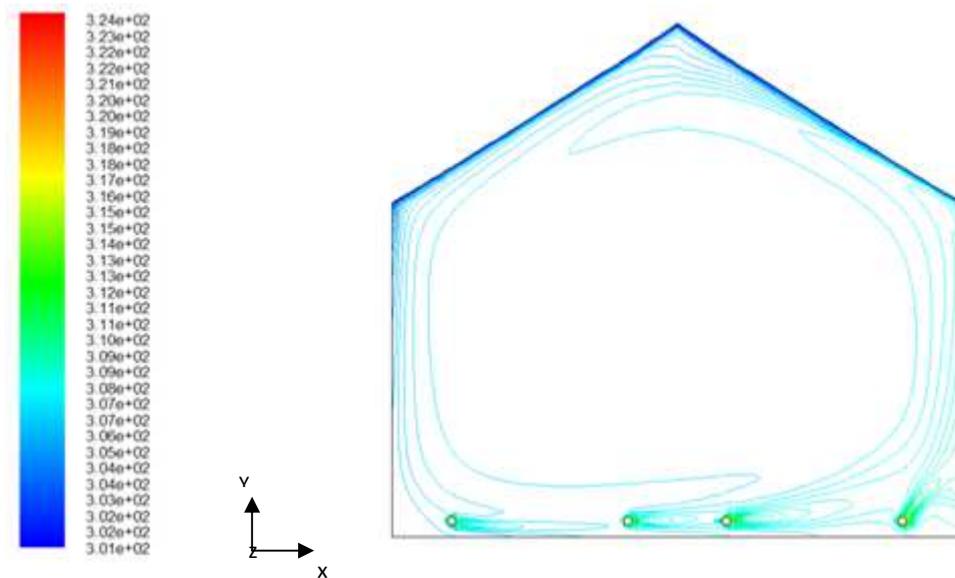


Figure 3.28 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure et 32 minutes, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage des tubes et du toit où on a un gradient de température.

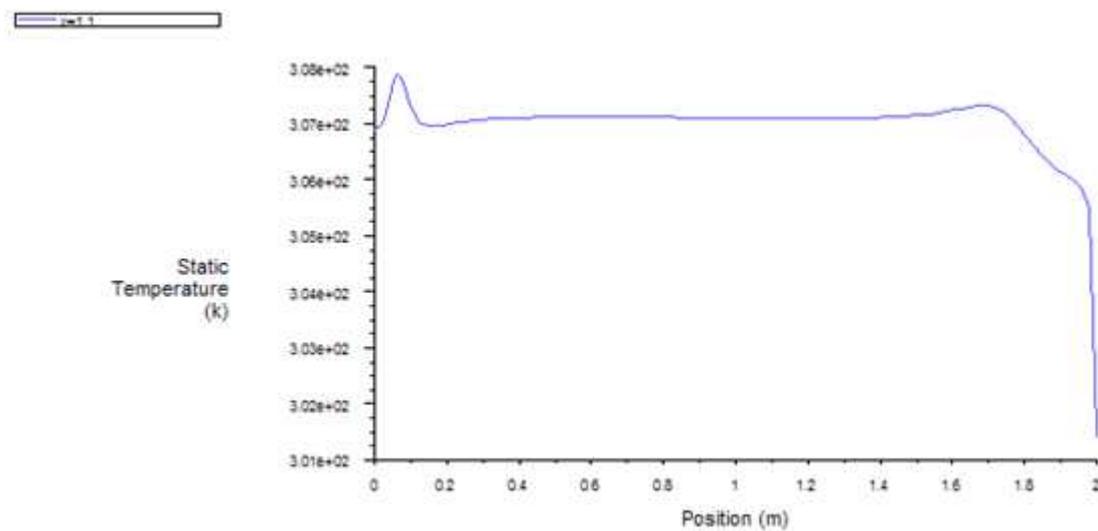


Figure 3.29: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

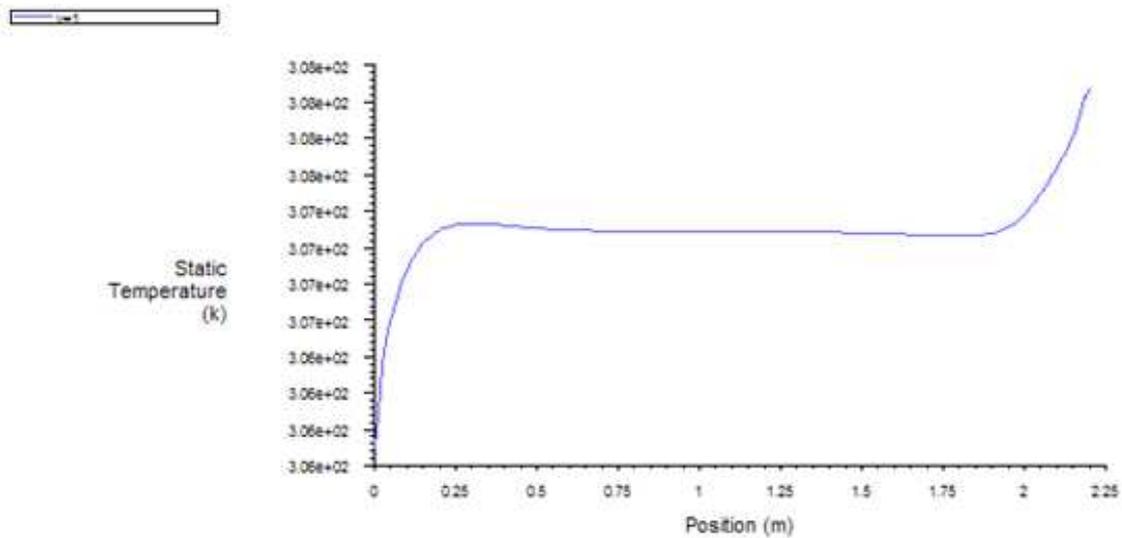


Figure 3.30: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant sauf que la majorité du domaine est isotherme (307 K).

❖ **Tableau de comparaison :**

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

$q = h(T - T_0)$	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]
$h = 5W.m^{-2}.K^{-1}$	0.143	307
$h = 10W.m^{-2}.K^{-1}$	0.17	309

On constate que :

- ✓ Quand le coefficient de transfert de chaleur par convection augmente la température moyenne augmente.

c) L'échauffement de la serre est réalisé par la circulation de l'eau chaude dans quatre tubes du chauffage se trouvant près de la surface du sol. La densité du flux de chaque tube atteint $100Wm^{-2}$. La condition de température au toit est remplacée par une condition de flux : $q = h(T - T_0) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ ou :

$T_0 = 300K$ est la température de l'ambiance; $\varepsilon = 0.9$, le coefficient d'émission ;

$\sigma = 5.672 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$, la constante de Stefan-Boltzmann; $h = 5 Wm^{-2}.K^{-1}$.

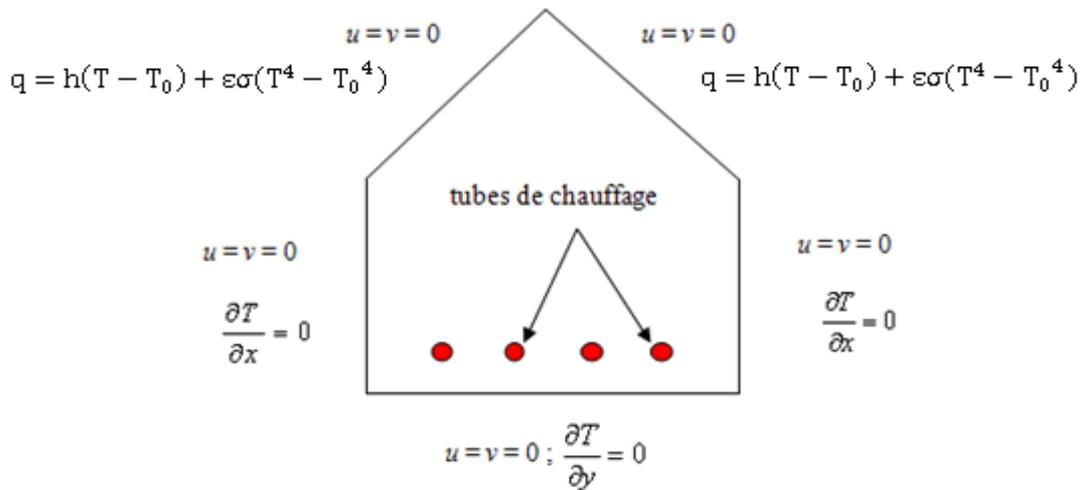


Figure 3.31: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

A) Lignes de courant:

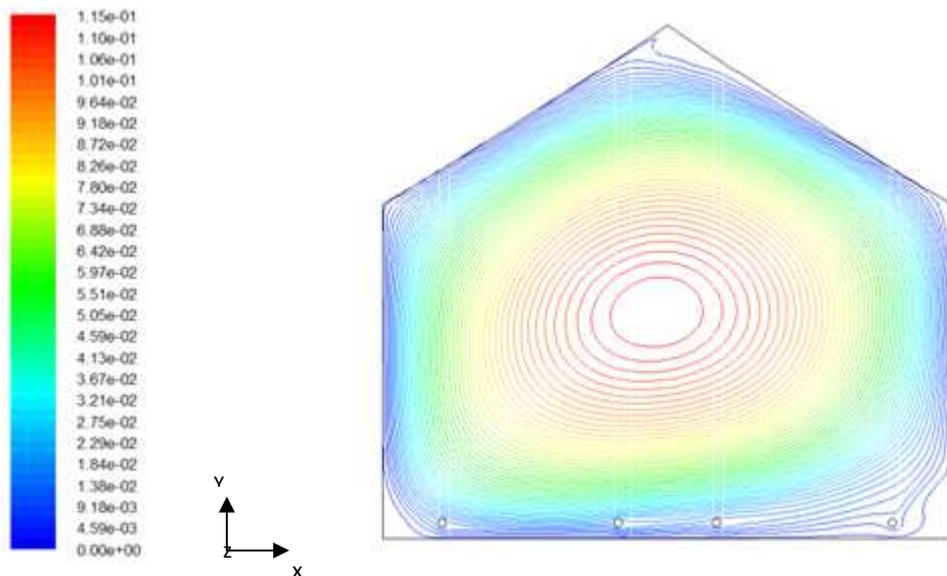


Figure 3.32: Lignes de courant.

- Dans ce cas, on a une grande cellule de recirculation ce qui est conforme

avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

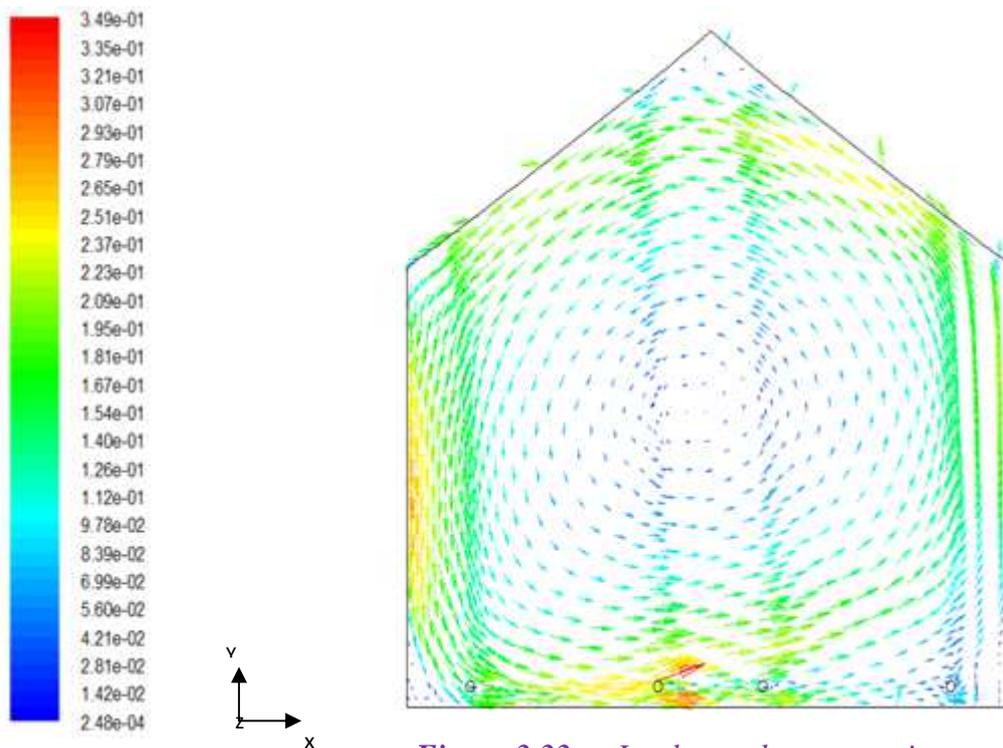


Figure 3.33-a: Le champ de vecteur vitesse.

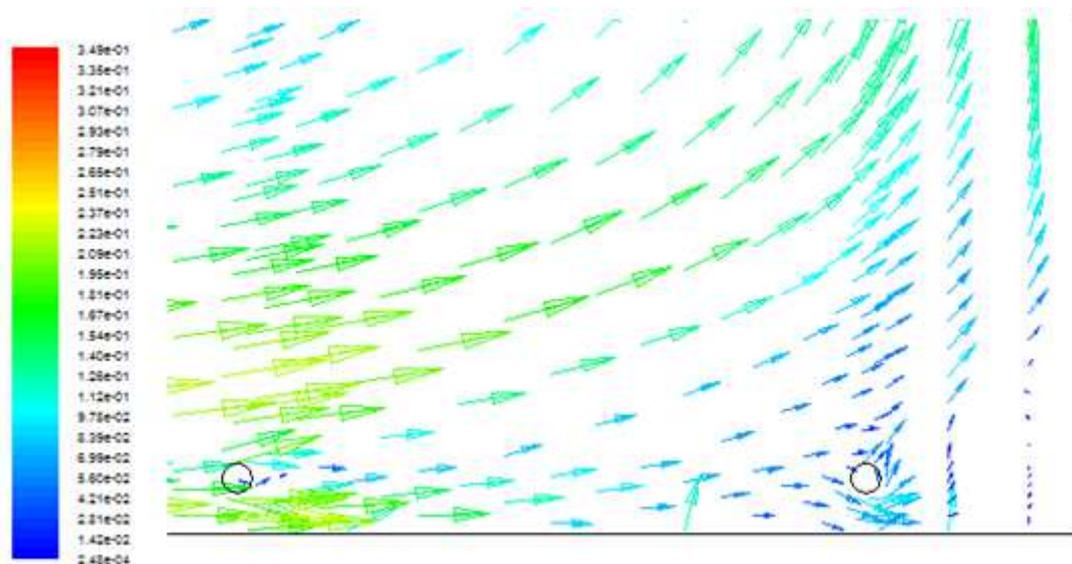


Figure 3.33-b: Zoom au coté inférieur droit du champ de vecteur vitesse.

- Même interprétation qu'avant sauf que l'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.17m/s.

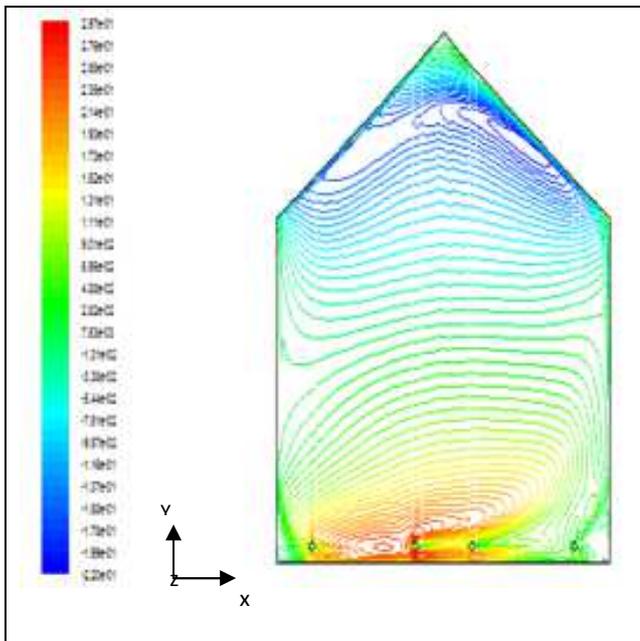


Figure 3.34-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

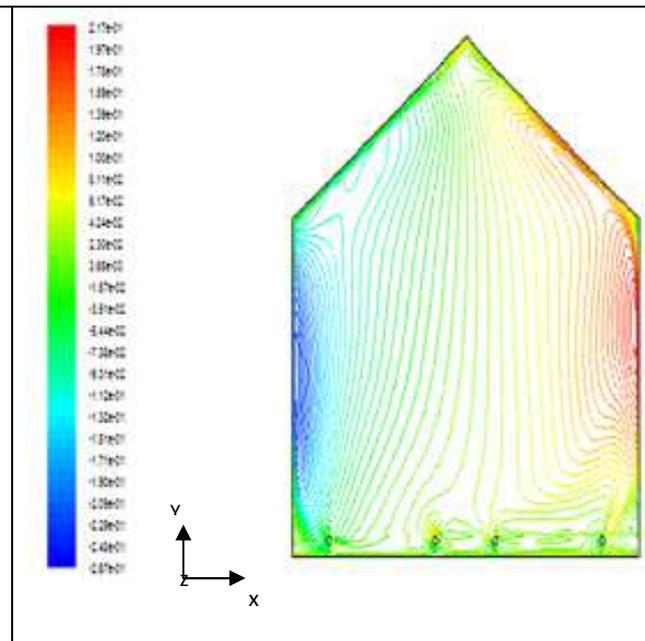


Figure 3.34-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules dont le chauffage donne une déformation de celles-ci.

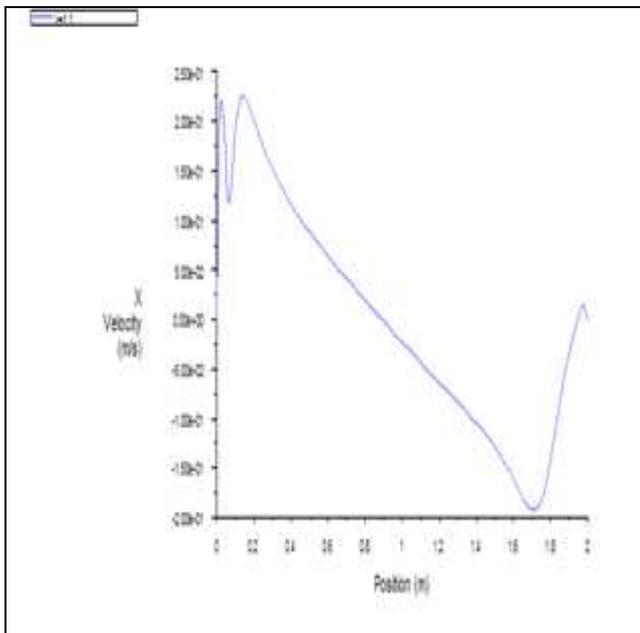


Figure 3.35: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

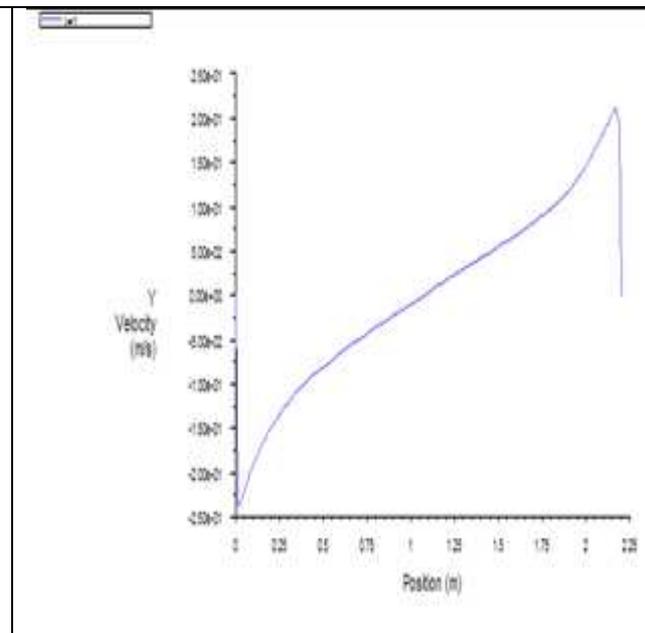


Figure 3.36: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant.

C) Contours de la température :

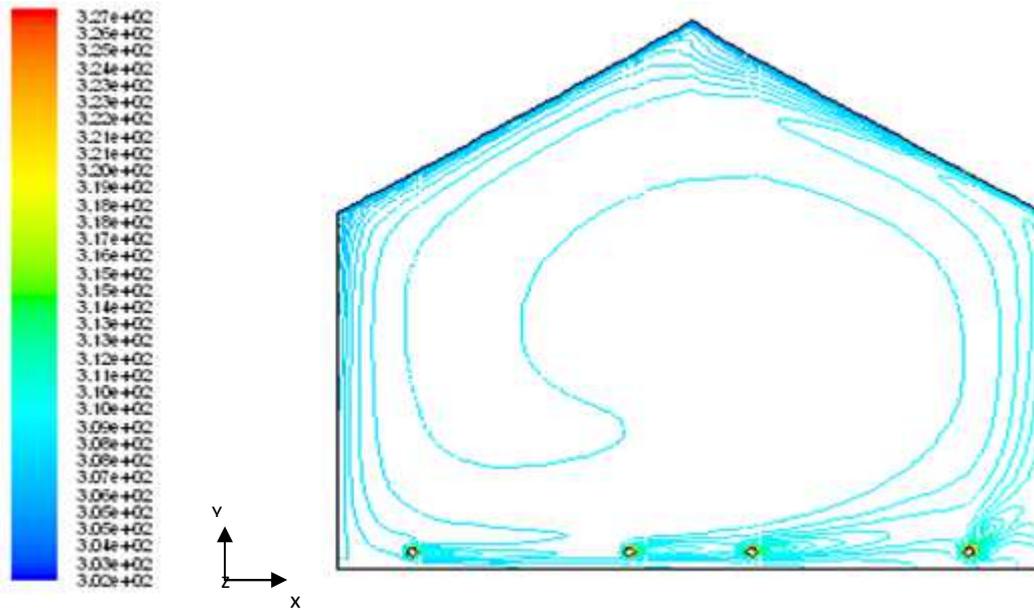


Figure 3.37 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure sous dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage des tubes et du toit où on a un gradient de température.

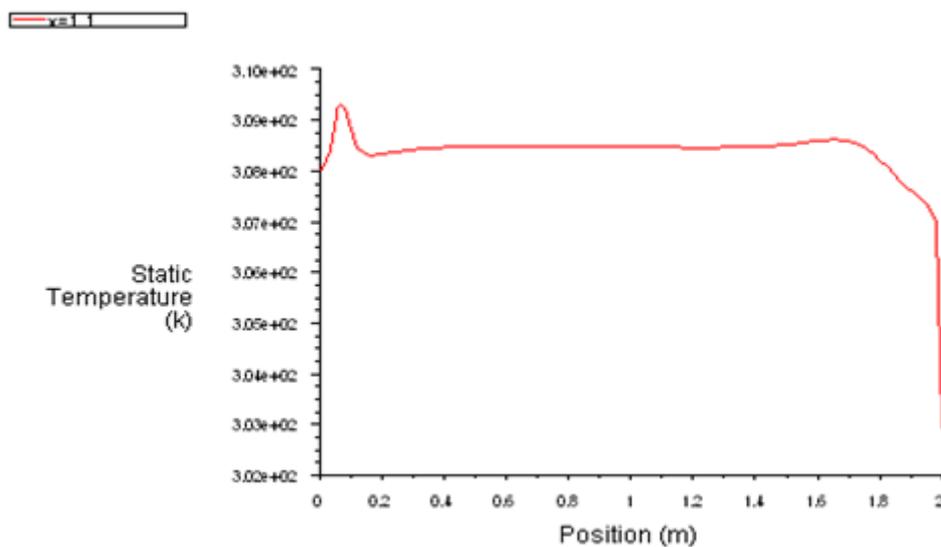


Figure 3.38: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

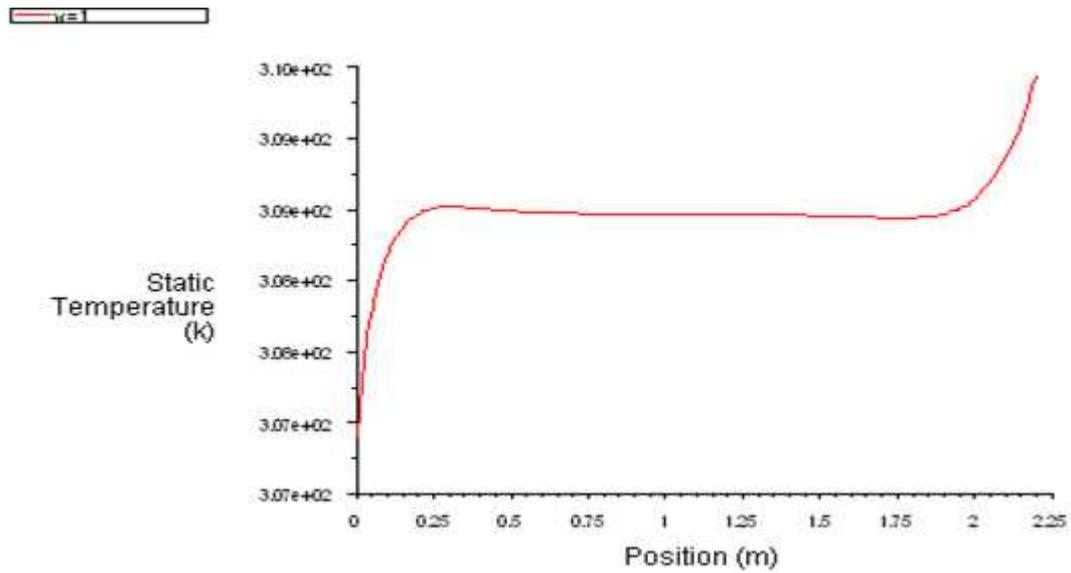


Figure 3.39: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant sauf que la majorité du domaine est isotherme (309 K).

❖ **Tableau de comparaison :**

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

$h = 5W.m^{-2}.K^{-1}$	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]
$q = h(T - T_0)$	0.143	307
$q = h(T - T_0) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$	0.17	309

On constate que :

- ✓ Quand la température au niveau de toit (la condition à la limite) augmente la température moyenne augmente.

3.5.2. Cas d'une serre mono chapelle fermée ou le sol uniformément chauffé:

Les calculs numériques ont été conduits en utilisant un maillage de 100 sur 100 mailles, la couverture de la serre en verre (toiture, parois latérales) à une épaisseur réelle de 4 mm dans le modèle. Ces parois sont maillées et comportent deux mailles suivant l'épaisseur, avec un raffinement du maillage près des parois (figure 3.40).

- Le maillage est illustré par la figure suivante :

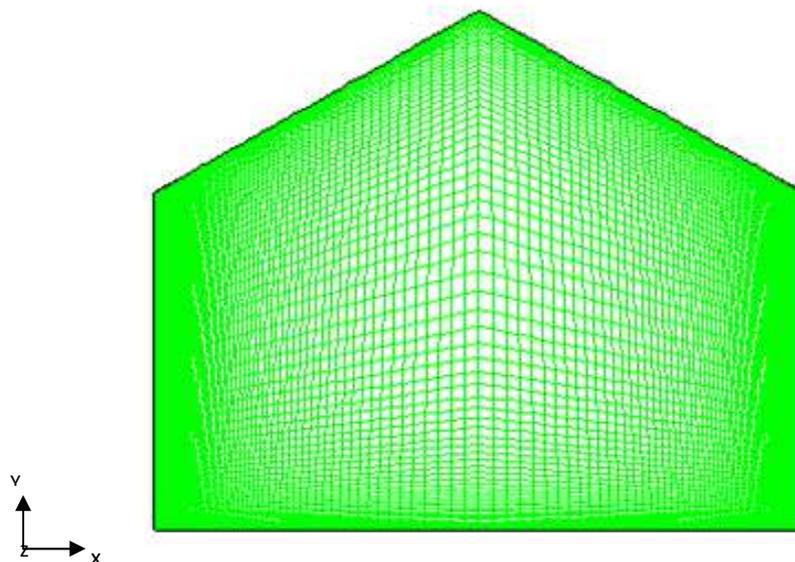


Figure 3.40 : Maillage utilisé pour une serre fermée ou le sol uniformément chauffé.

✓ Première configuration :

Au niveau du toit, nous avons imposé une température fixe : $T = T_w = 300K$.

A) Lignes de courant:

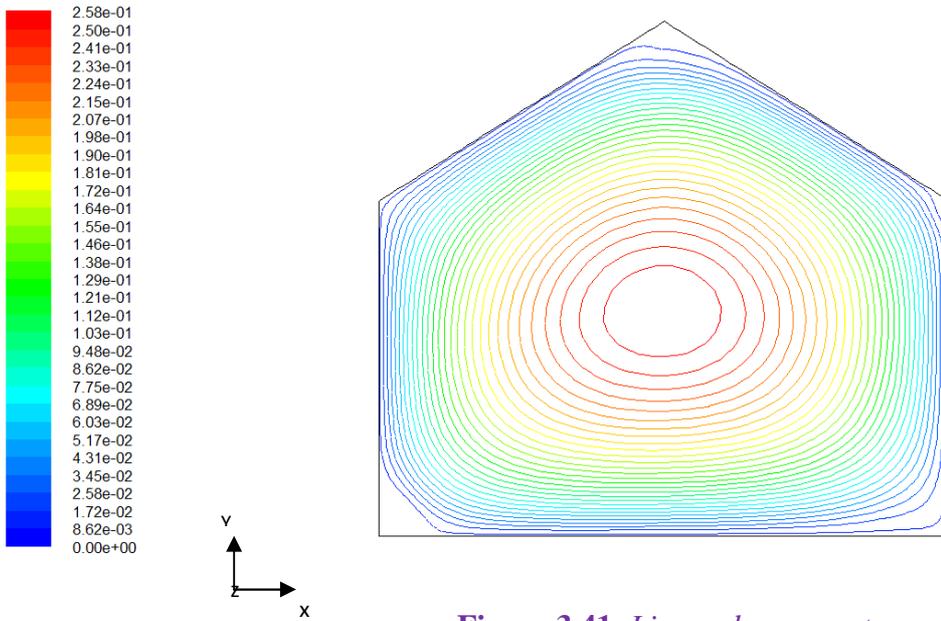


Figure 3.41: Lignes de courant.

- Dans ce cas, on a une grande cellule de recirculation ce qui est conforme avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

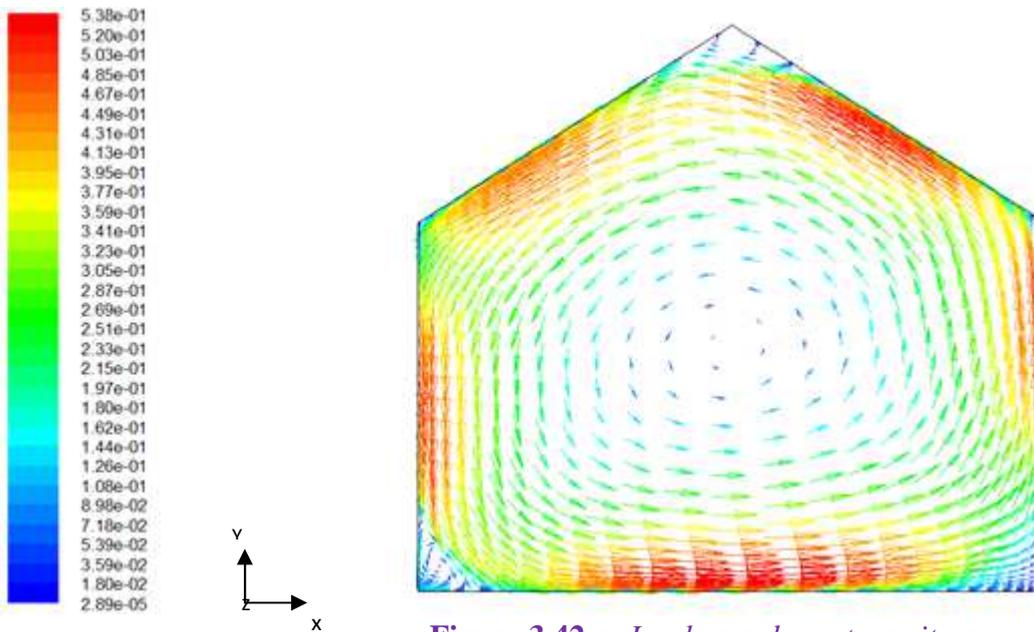


Figure 3.42-a: Le champ de vecteur vitesse.

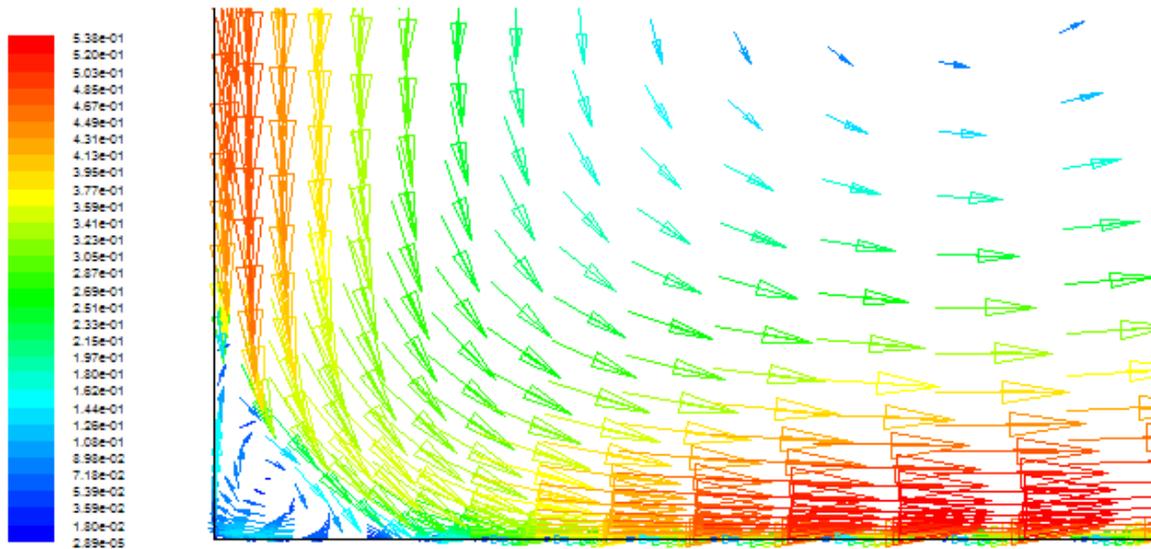


Figure 3.42-b: Zoom au côté inférieur gauche du champ de vecteur vitesse.

- Même interprétation qu'avant sauf que l'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.25m/s.

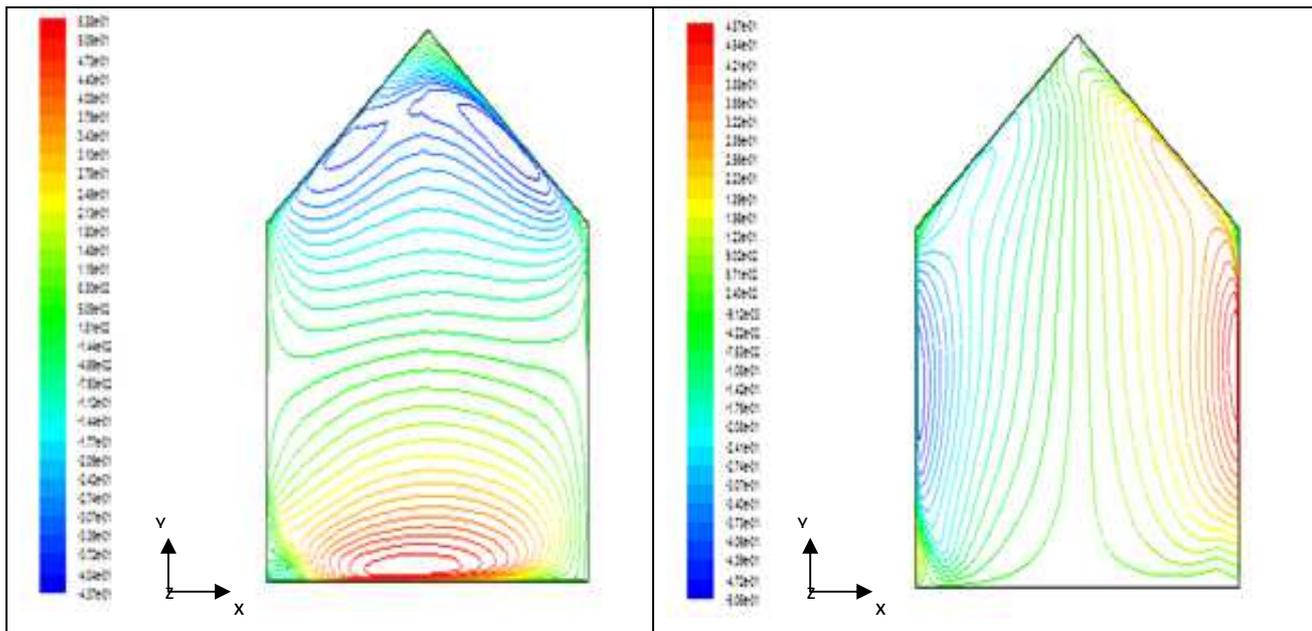


Figure 3.43-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

Figure 3.43-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules.

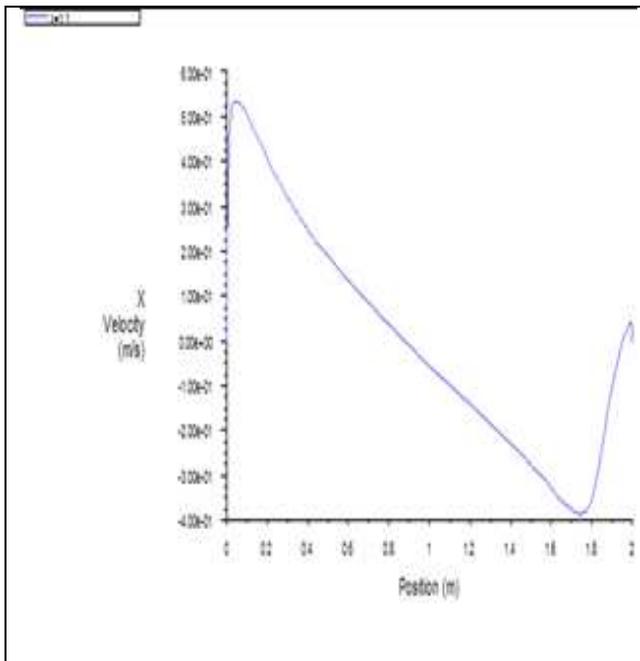


Figure 3.44: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

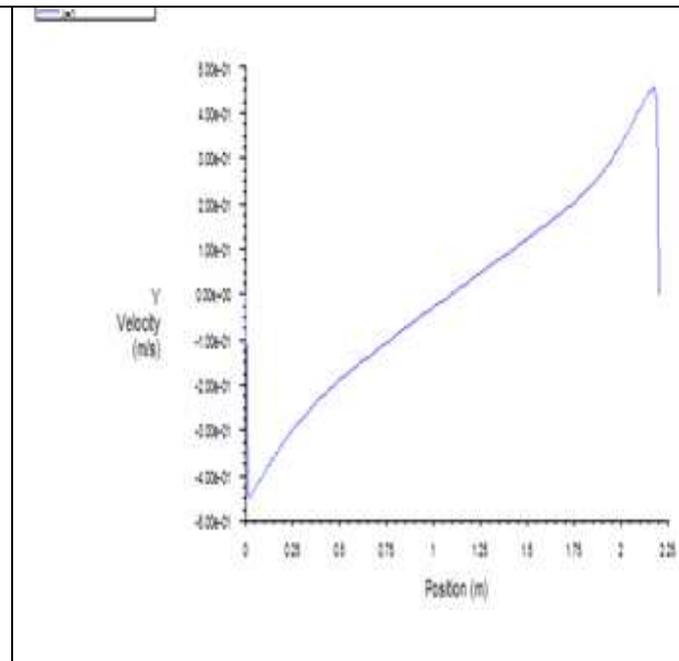


Figure 3.45: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- La vitesse d'air est plus faible du côté des parois de descente d'air par rapport au côté des parois de montée d'air (figure (3.45)) ; comme on vérifié que la vitesse est faible au centre de la serre ; comme on observe aussi au niveau de toit un pic à cause de la petite zone de recirculation (figure (3.44)).

C) Contours de la température :

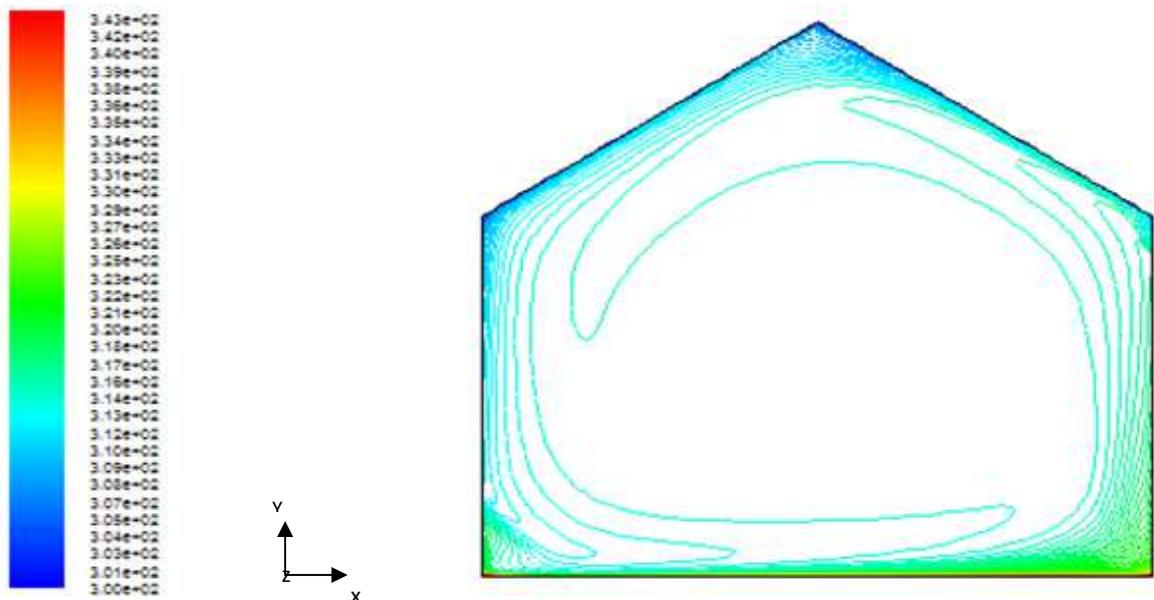


Figure 3.46 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage du sol et du toit où on a un gradient de température.

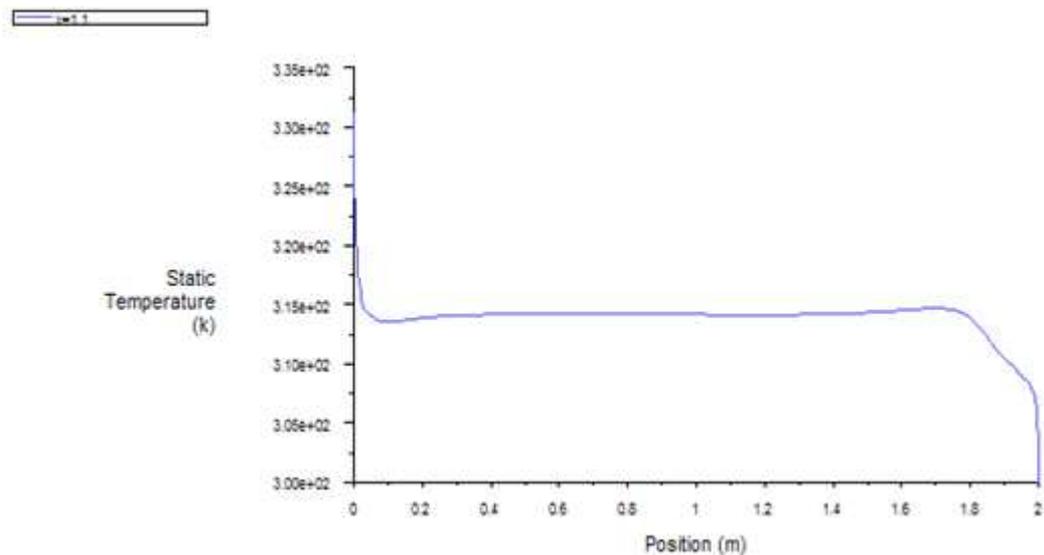


Figure 3.47: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

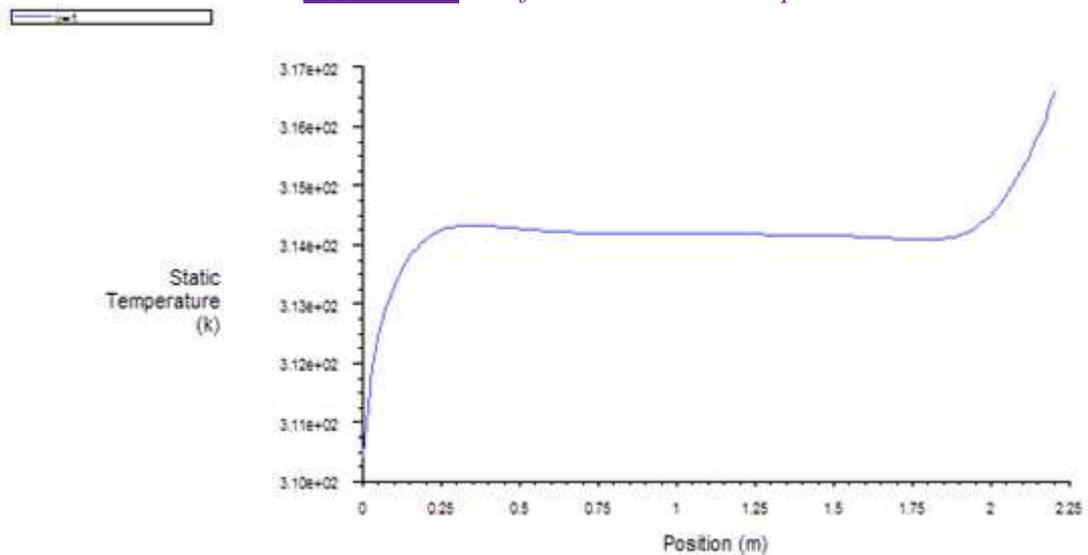


Figure 3.48: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant sauf que la majorité du domaine est isotherme (314 K).

✓ **Deuxième configuration :**

- a) Une condition de flux au toit: $q = h(T - T_0)$ ou : $T_0 = 300K$ est la température de l'ambiance ; $h = 10Wm^{-2}.K^{-1}$; L'échauffement de la serre est réalisé par un flux au sol de $100Wm^{-2}$.

A) Lignes de courant:

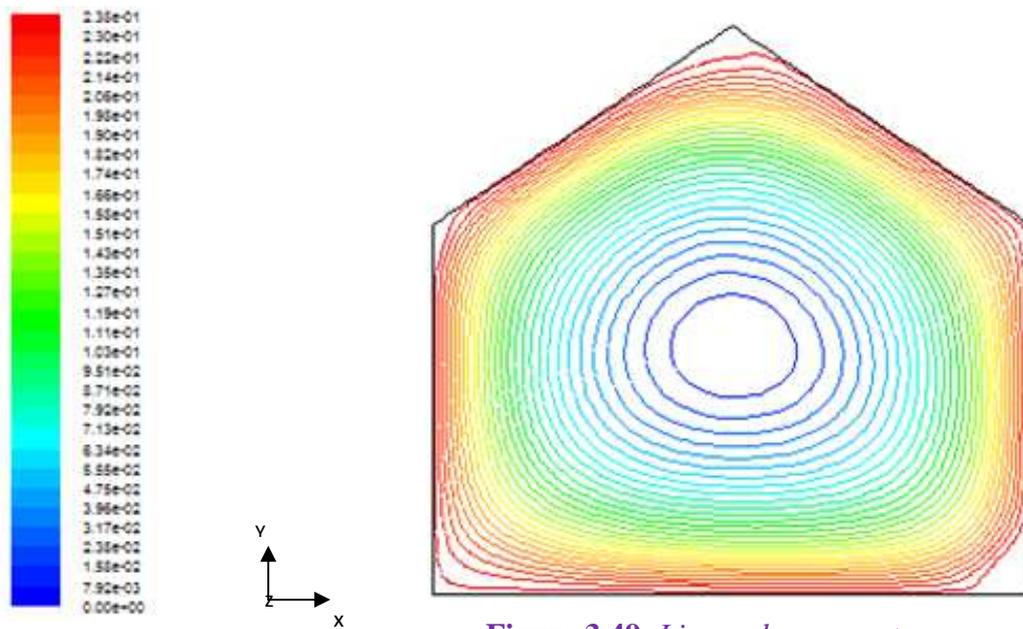


Figure 3.49: Lignes de courant.

- Dans ce cas, on a une grande cellule de recirculation ce qui est conforme avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

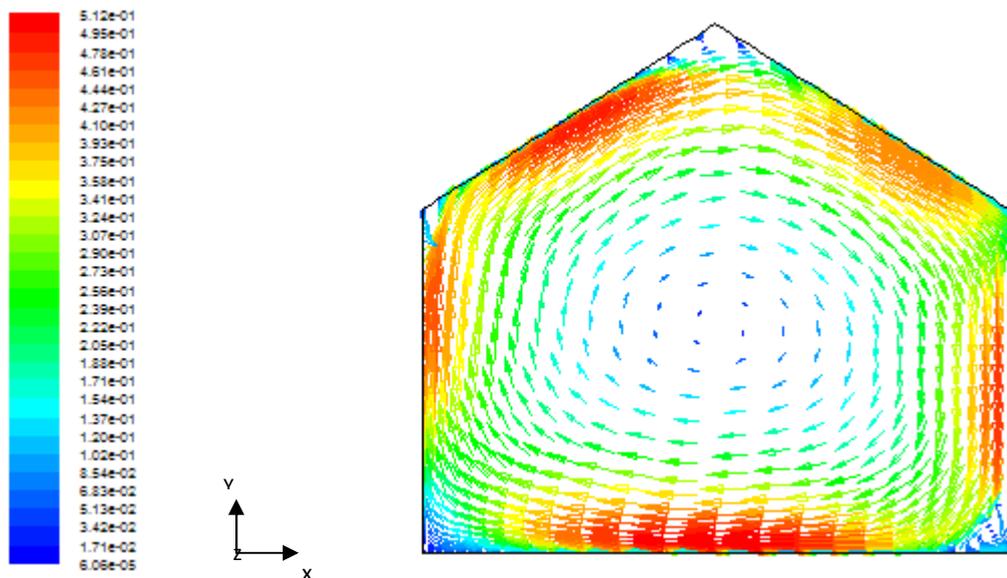


Figure 3.50-a: Le champ de vecteur vitesse.

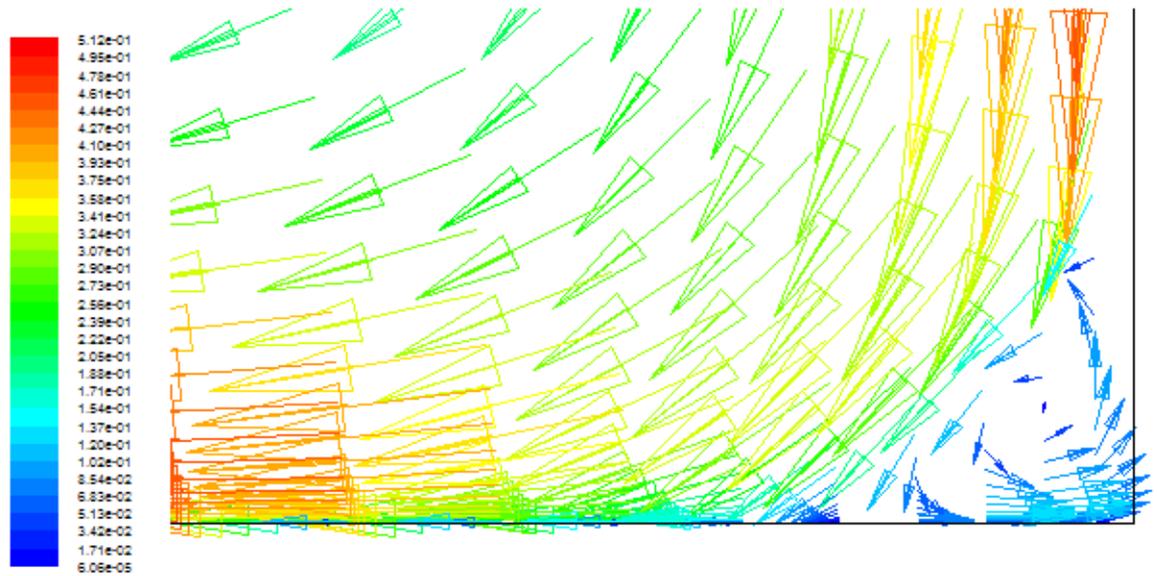


Figure 3.50-b: Zoom au côté inférieur droit du champ de vecteur vitesse.

- Même interprétation qu'avant sauf que l'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.27m/s.

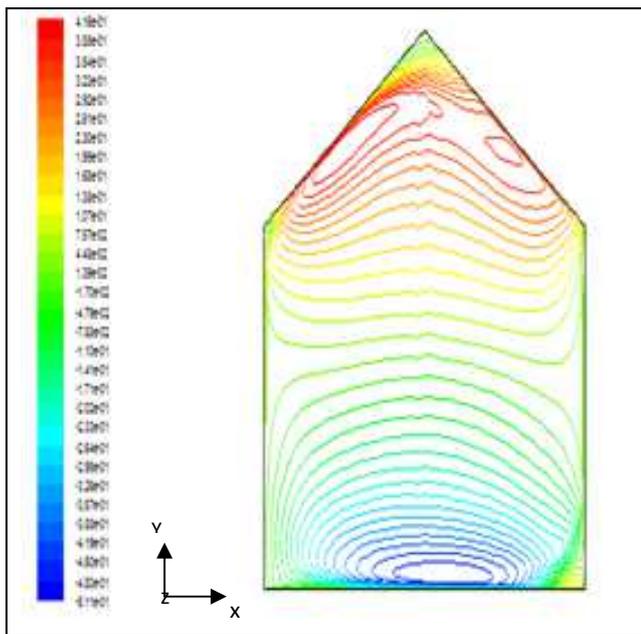


Figure 3.51-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

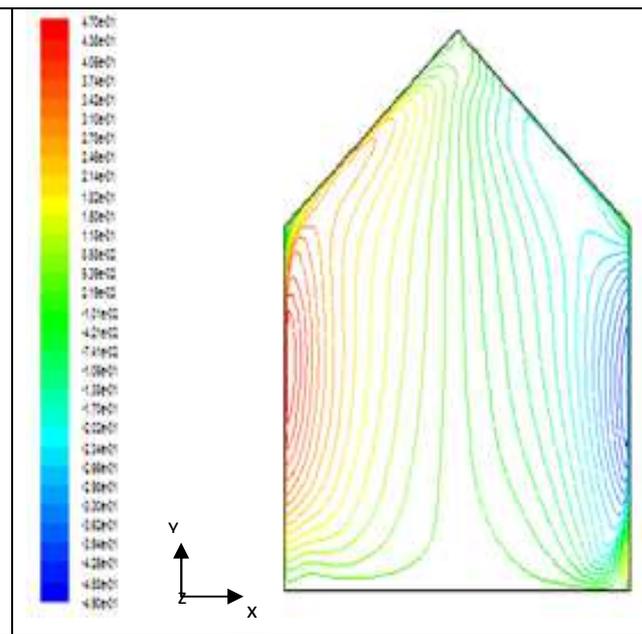


Figure 3.51-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules.

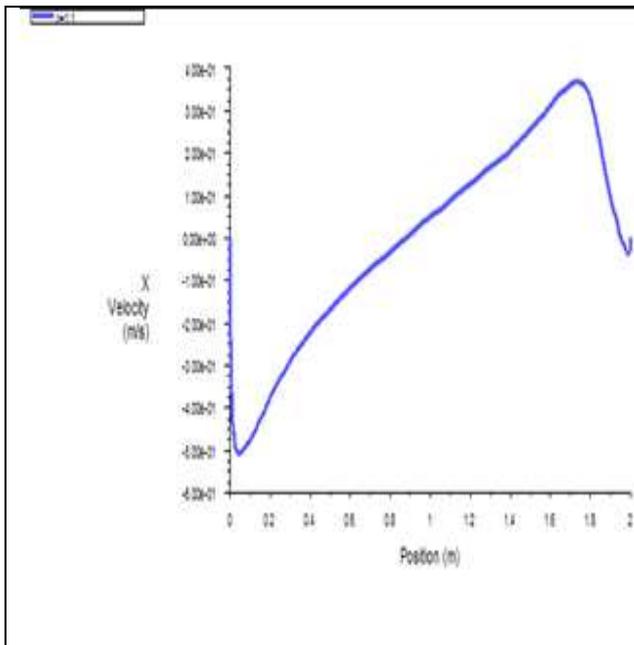


Figure 3.52: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

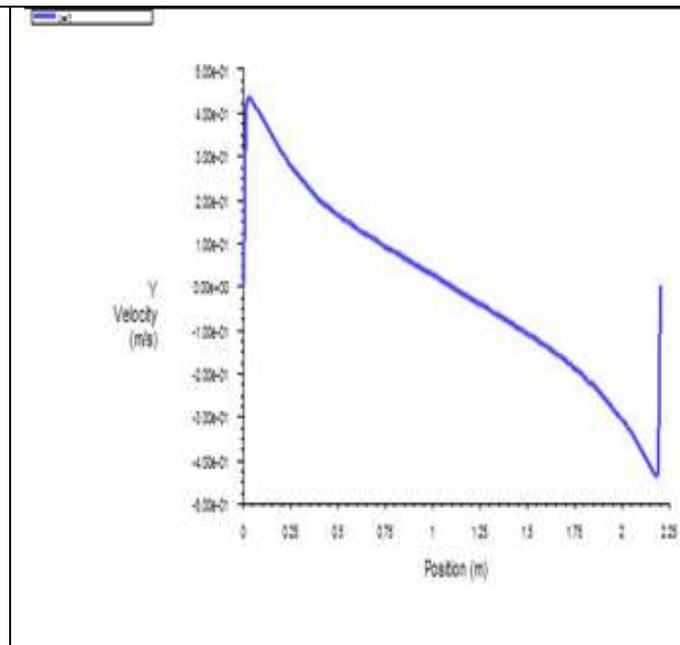


Figure 3.53: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant.

C) Contours de la température :

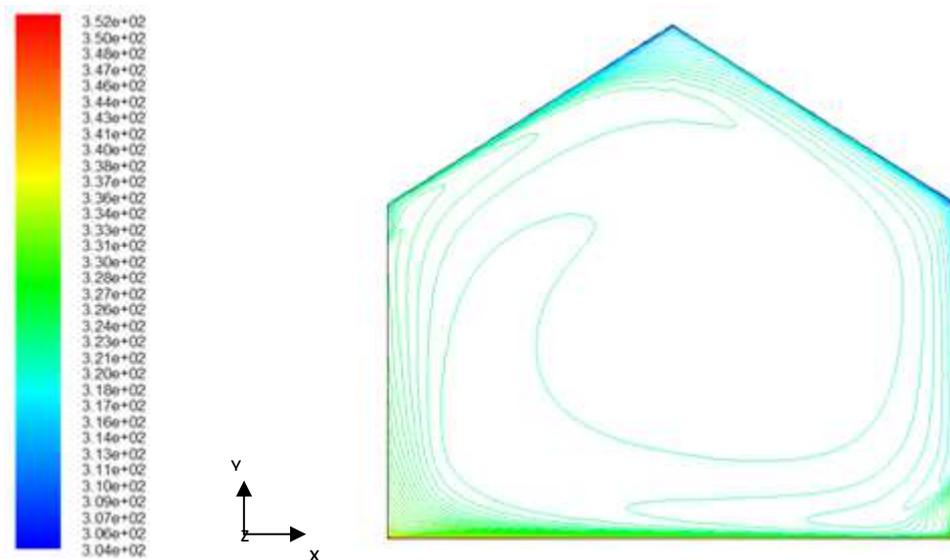


Figure 3.54 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage du sol et du toit où on a un gradient de température.

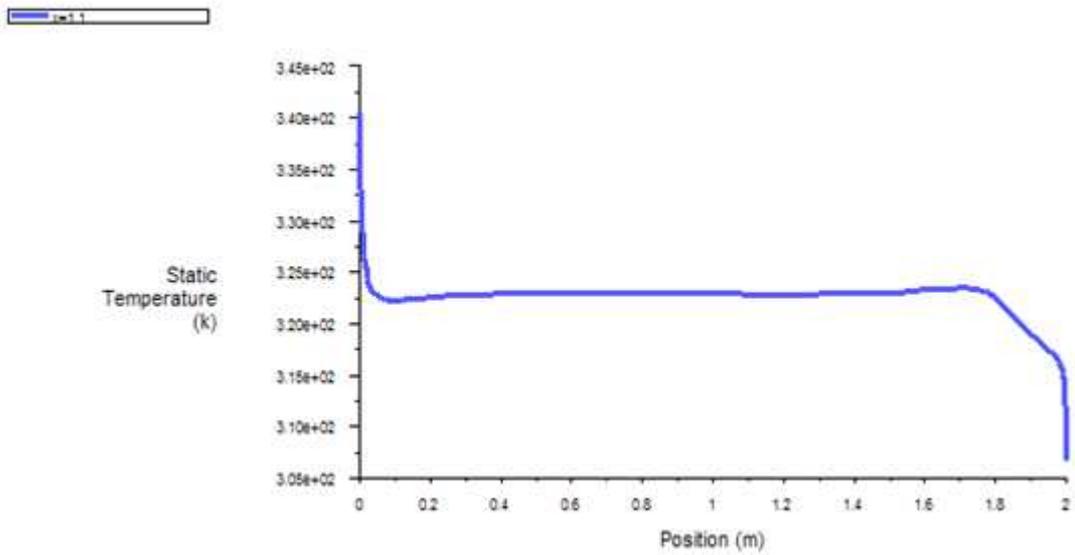


Figure 3.55: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

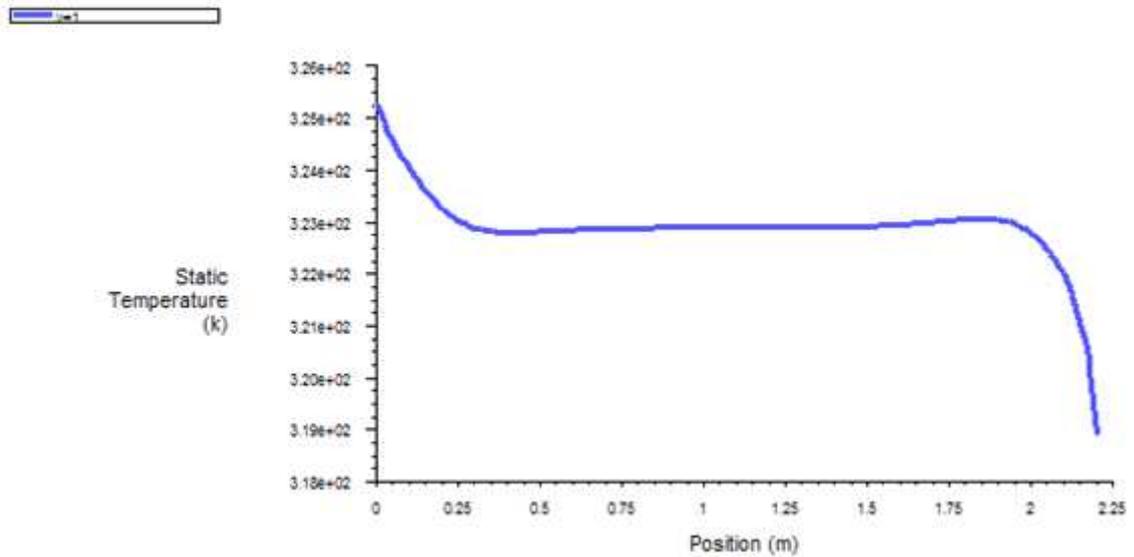


Figure 3.56: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant sauf que la majorité du domaine est isotherme (323K).

b) La condition de température au toit se change par une condition de flux :

$$q = h(T - T_0) \text{ ou } : T_0 = 300K \text{ est la température de l'ambiance ; } h = 5Wm^{-2}.K^{-1} ;$$

L'échauffement de la serre est réalisé par un flux au sol de $100Wm^{-2}$.

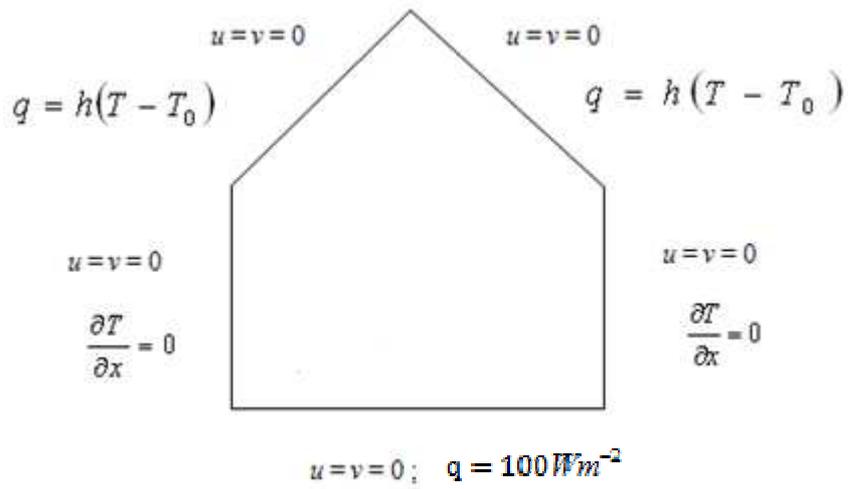


Figure 3.57: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

A) Lignes de courant:

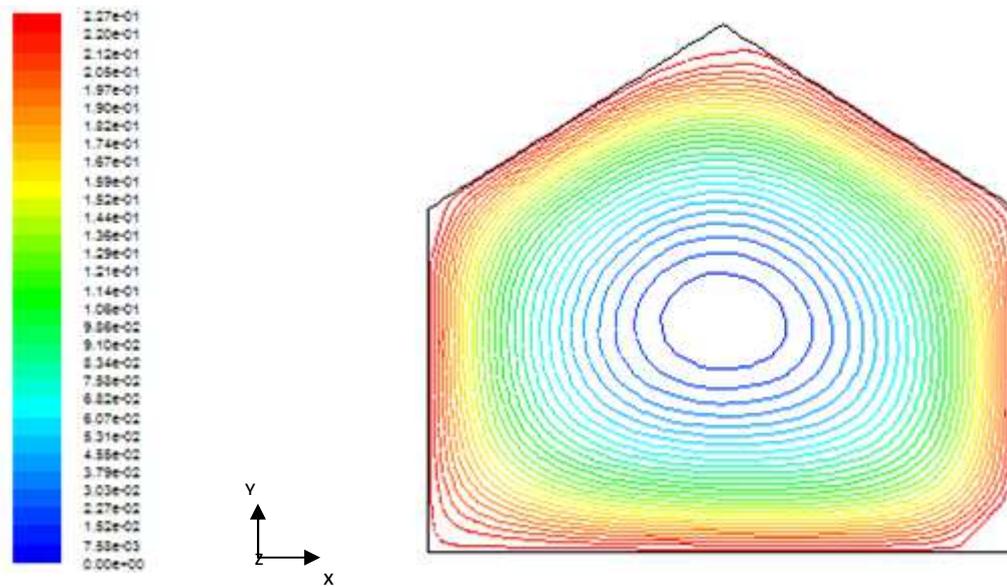


Figure 3.58: Lignes de courant.

- Une cellule grosse de recirculation en concordance avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

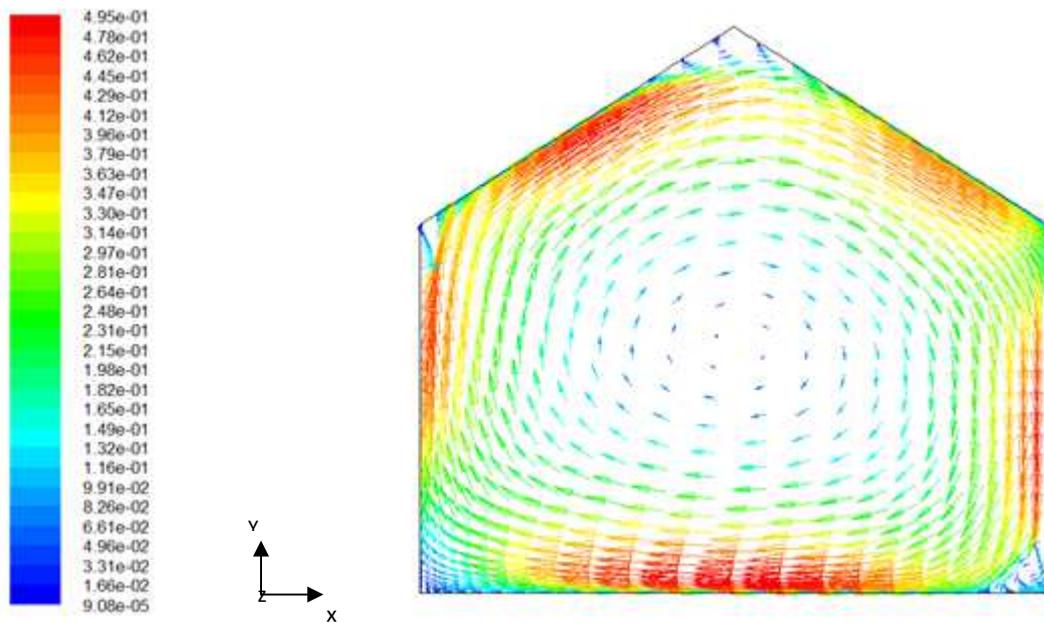


Figure 3.59-a: *Le champ de vecteur vitesse.*

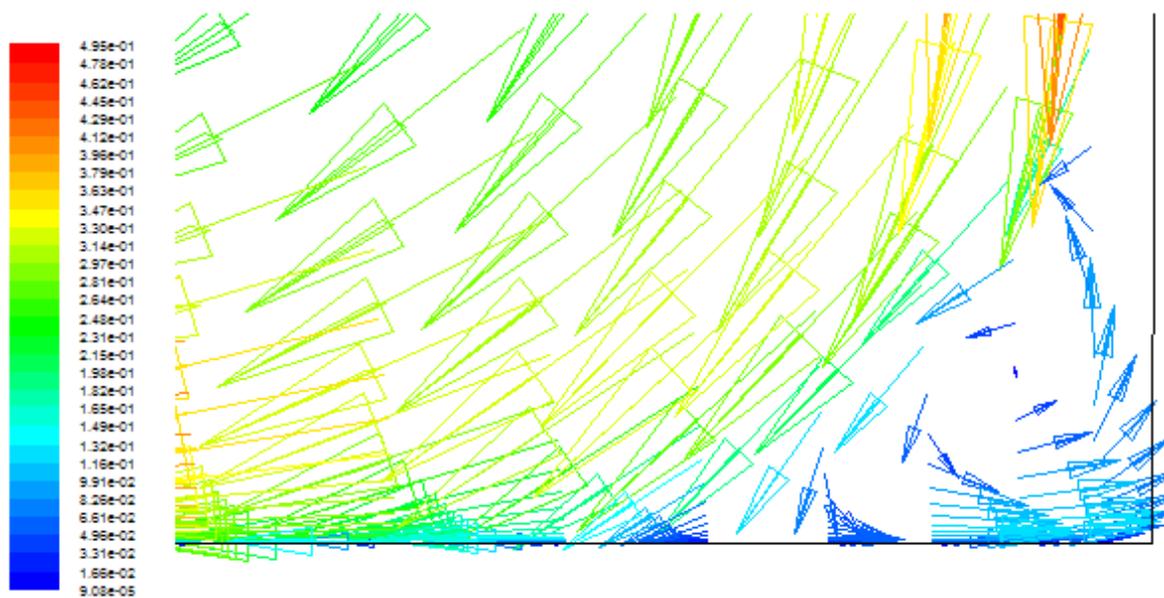


Figure 3.59-b: *Zoom au coté inférieur droit du champ de vecteur vitesse.*

- Même interprétation qu'avant sauf l'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.256m/s.

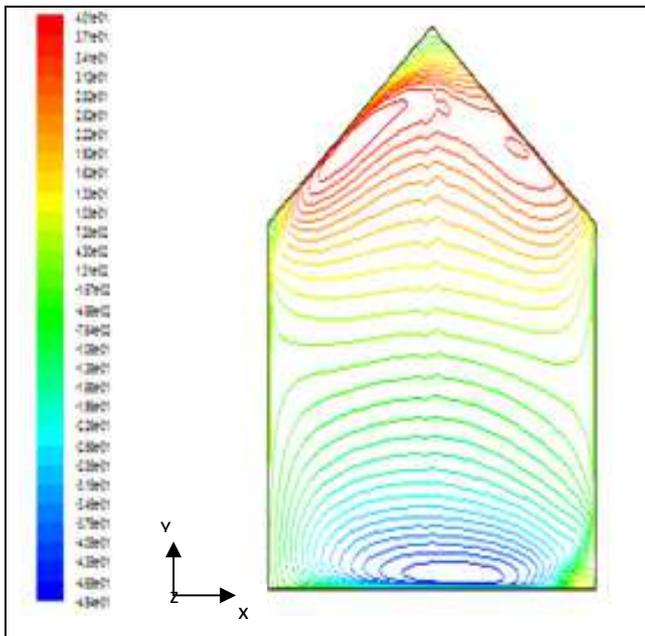


Figure 3.60-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

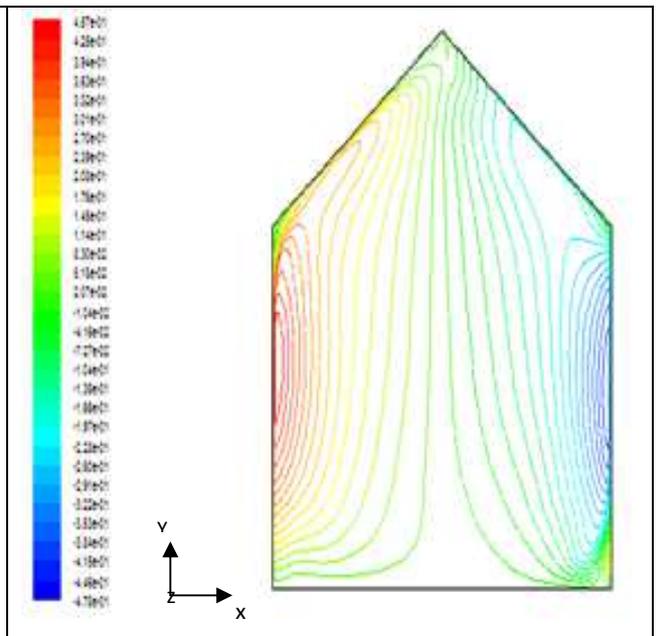


Figure 3.60-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules.

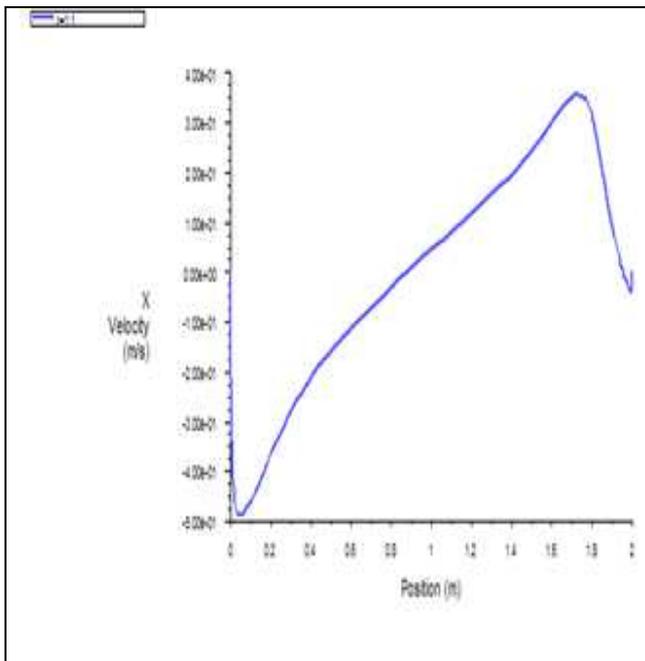


Figure 3.61: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

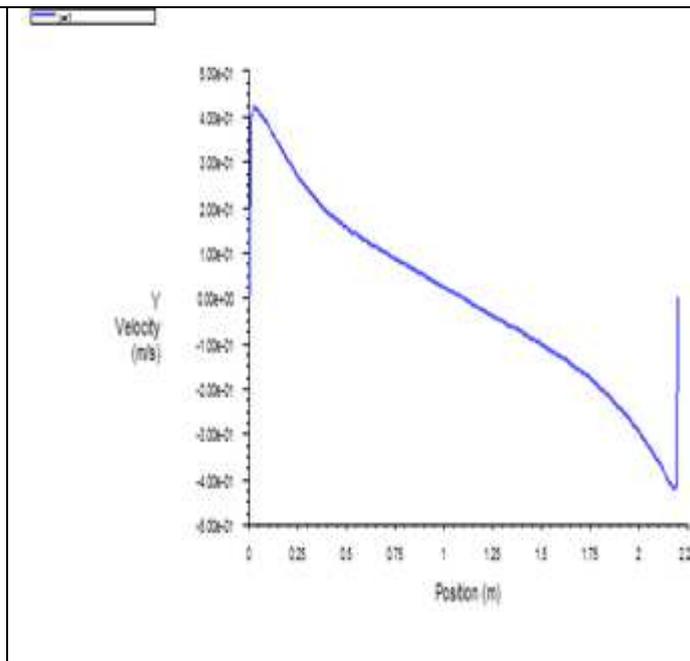


Figure 3.62: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant.

C) Contours de la température :

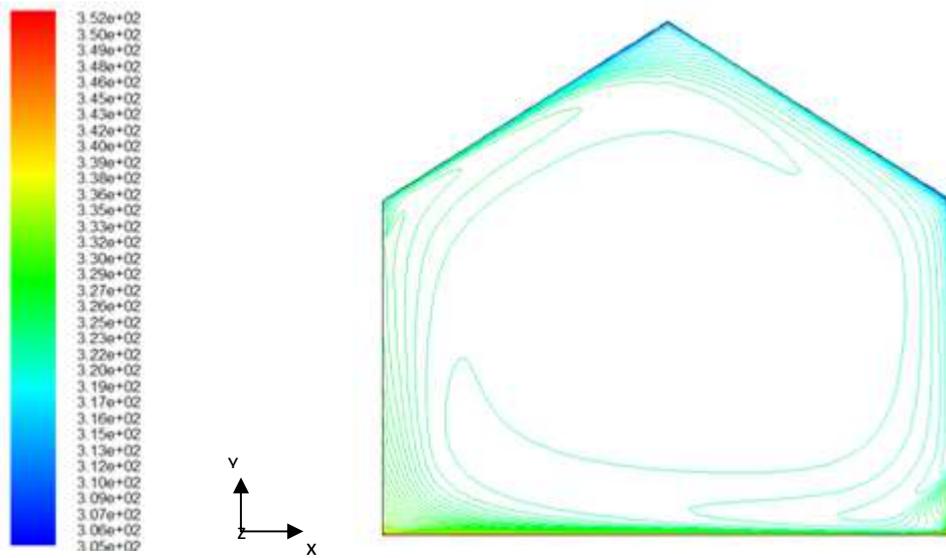


Figure 3.63 : *Contours de la température.*

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage du sol et du toit où on a un gradient de température.

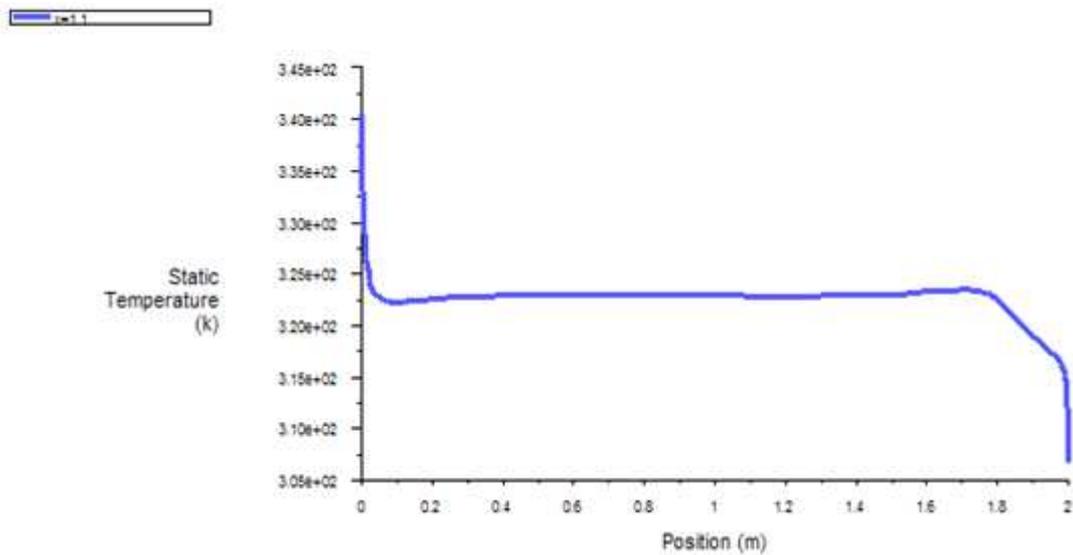


Figure 3.64: *Profil vertical de la température à $x=1.1$.*

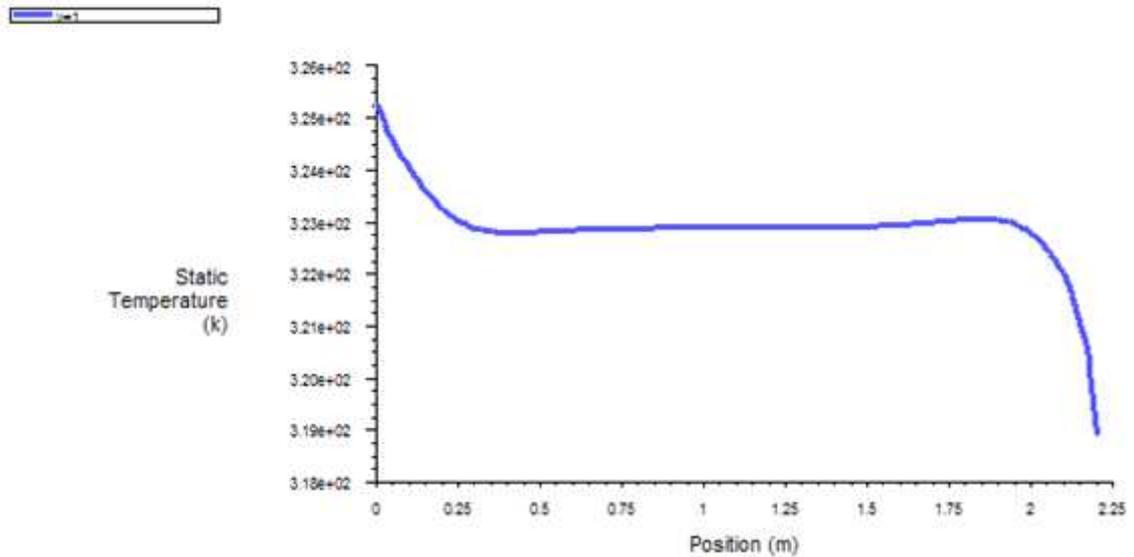


Figure 3.65: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant sauf que la majorité du domaine est isotherme (322K).

c) La condition de température au toit est remplacée par une condition de flux : $q = h(T - T_0) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ ou : $T_0 = 300K$ est la température de l'ambiance ; $\varepsilon = 0.9$, le coefficient d'émission ; $\sigma = 5.672 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$, la constante de Stefan-Boltzmann ; $h = 5 Wm^{-2}.K^{-1}$; L'échauffement de la serre est réalisé par un flux au sol de $100 Wm^{-2}$.

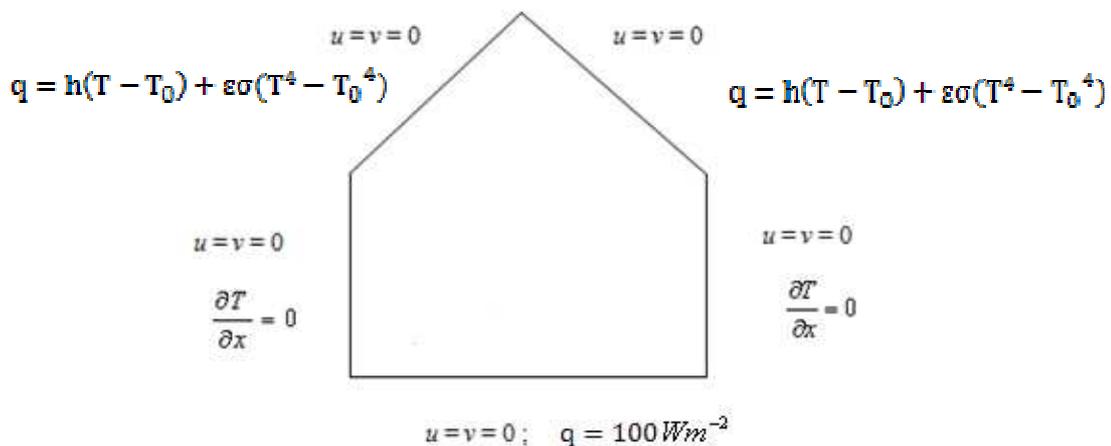


Figure 3.66: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée.

A) Lignes de courant:

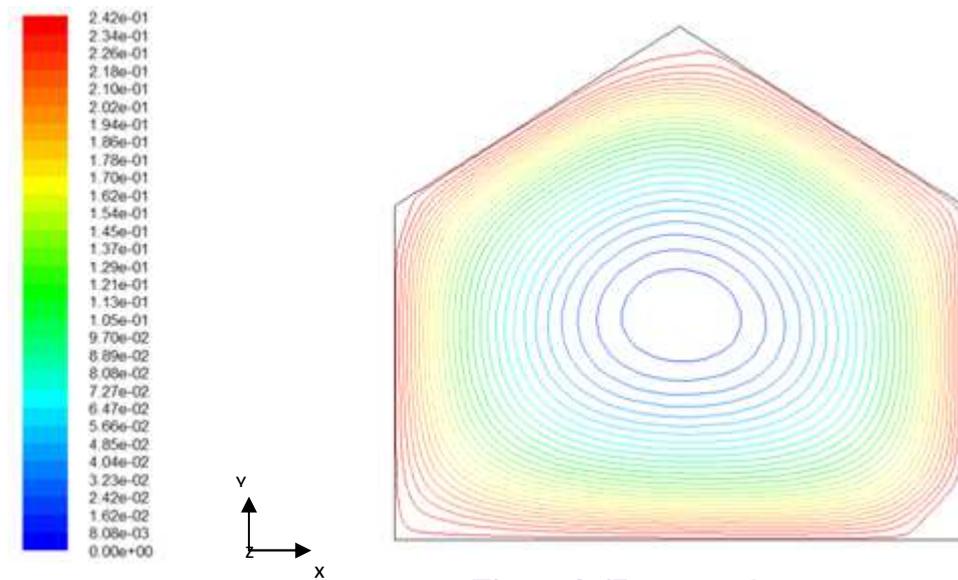


Figure 3.67: Lignes de courant.

- Dans ce cas, on a une grande cellule de recirculation ce qui est conforme avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

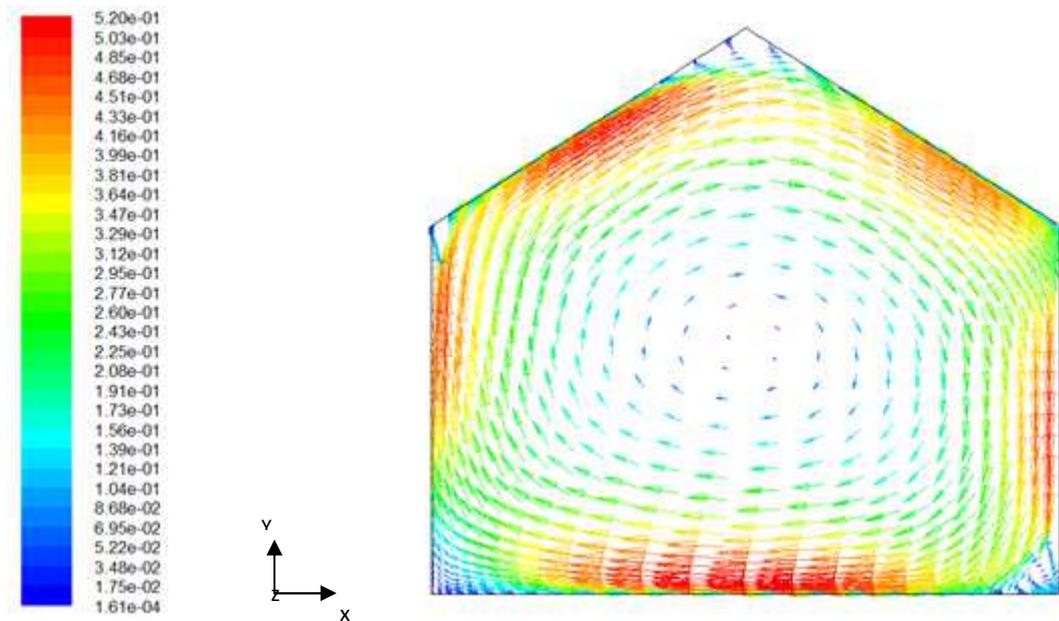


Figure 3.68-a: Le champ de vecteur vitesse.

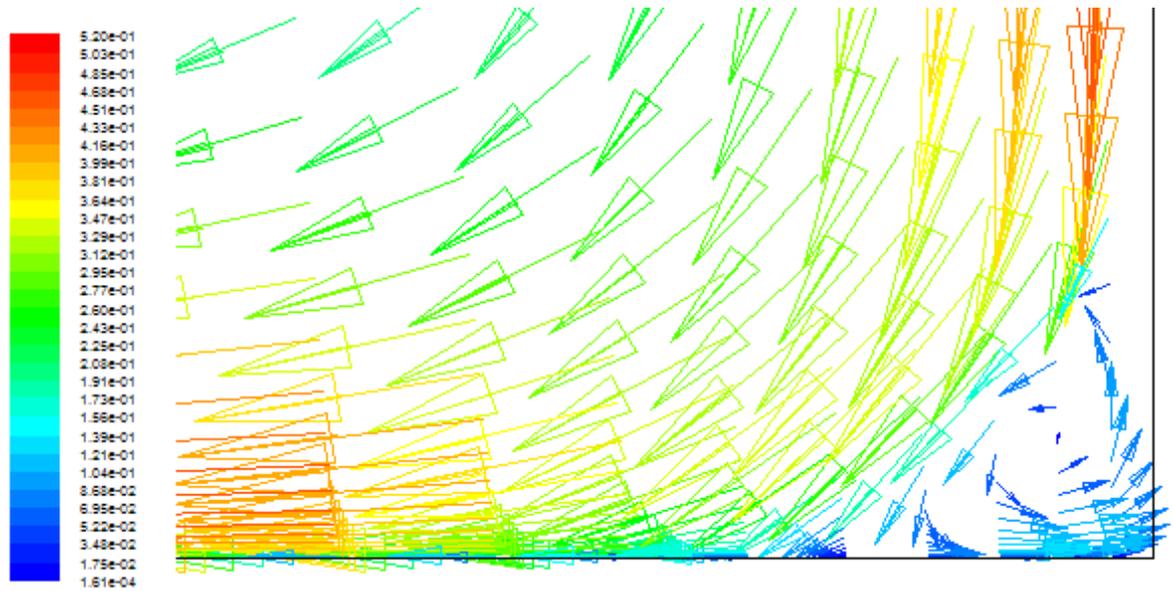


Figure 3.68-b: Zoom au côté inférieur droit du champ de vecteur vitesse.

- Même interprétation qu'avant sauf que l'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.27m/s.

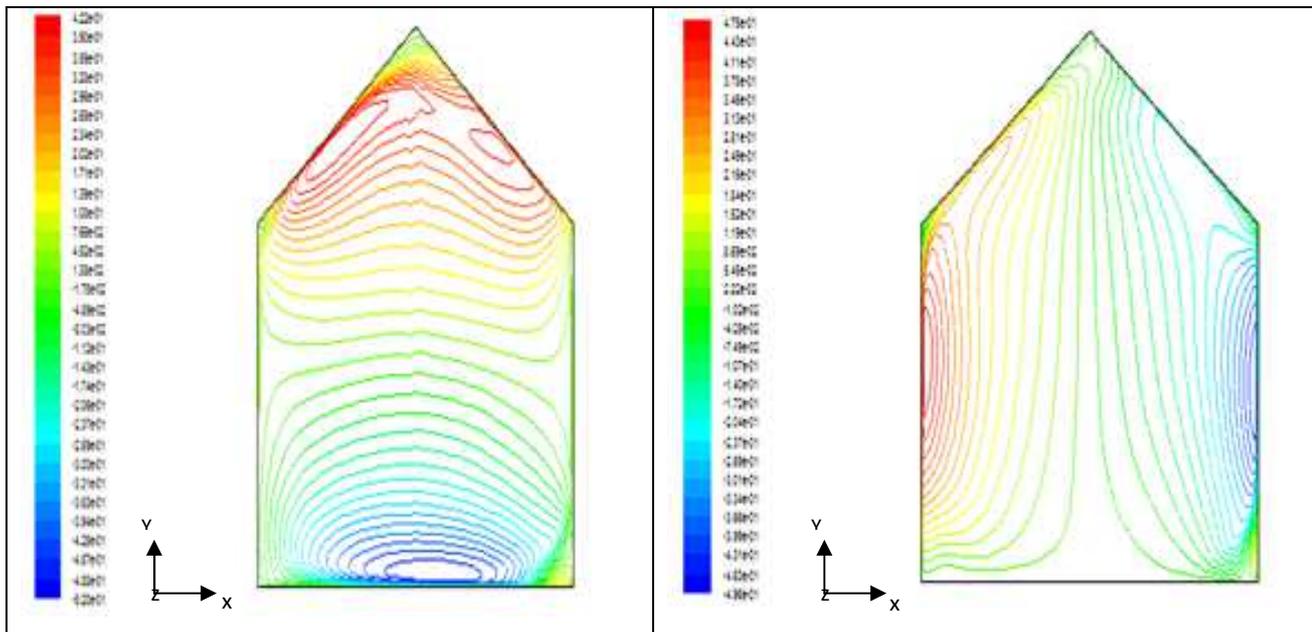


Figure 3.69-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

Figure 3.69-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules.

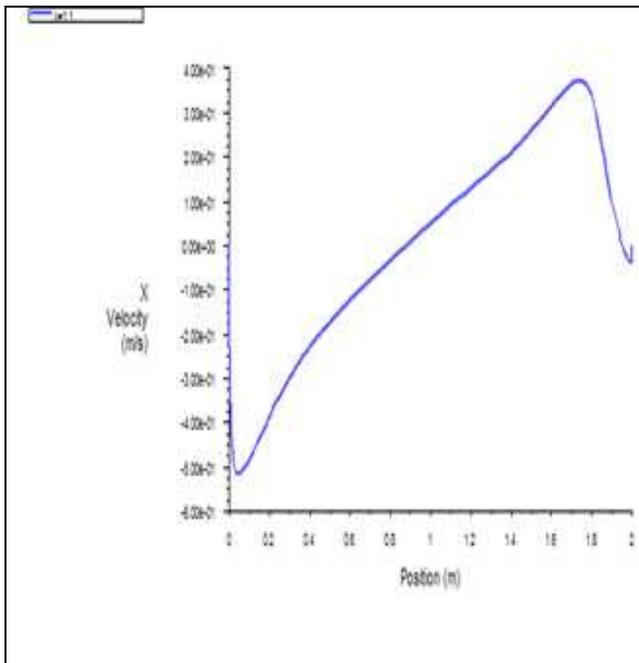


Figure 3.70: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

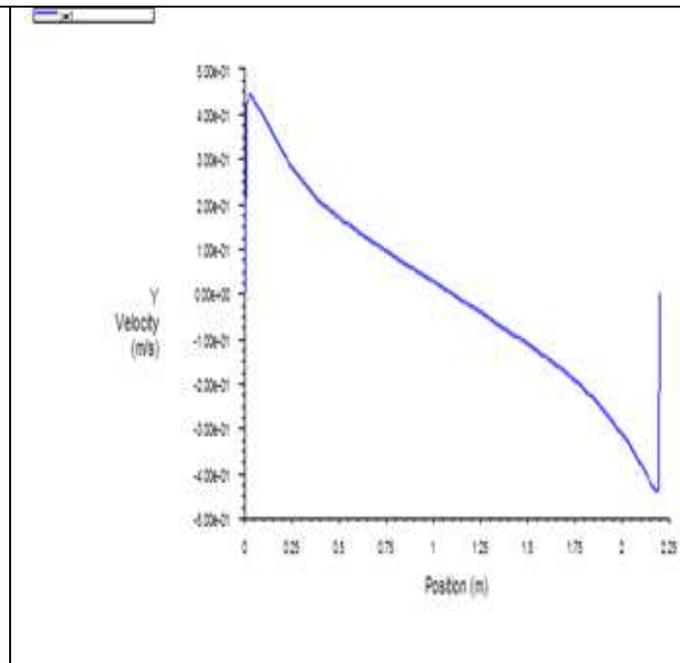


Figure 3.71: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant.

C) Contours de la température :

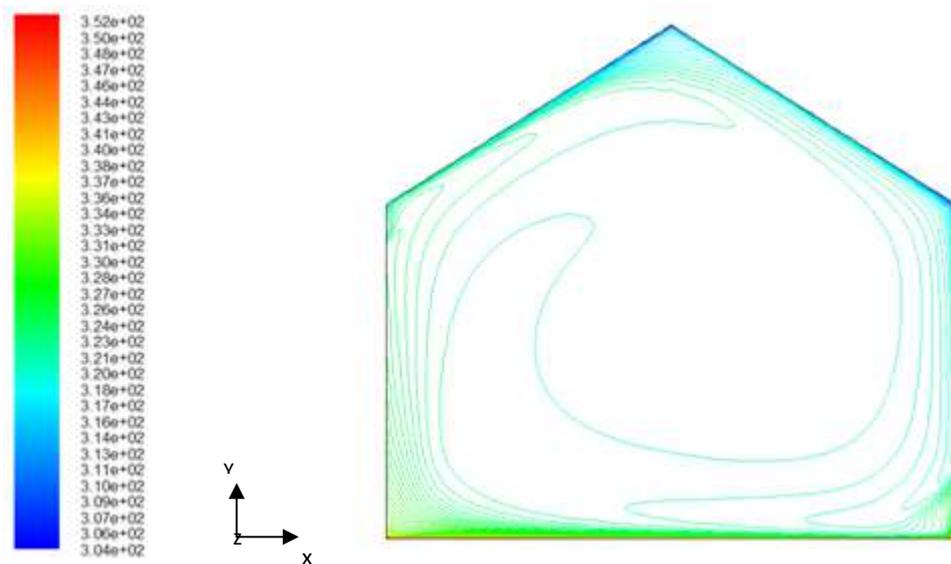


Figure 3.72 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage du sol et du toit où on a un gradient de température.

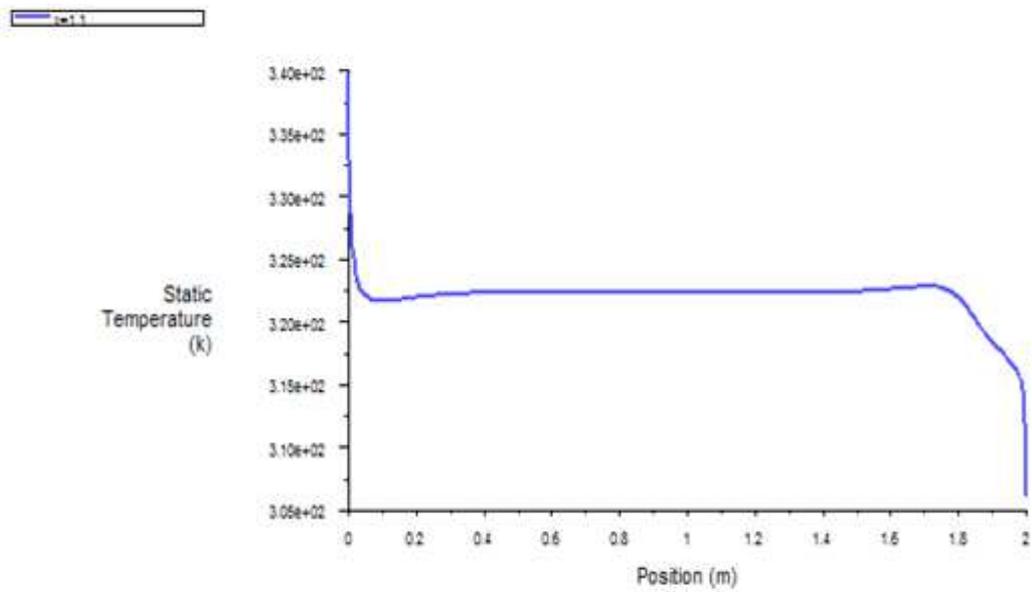


Figure 3.73: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

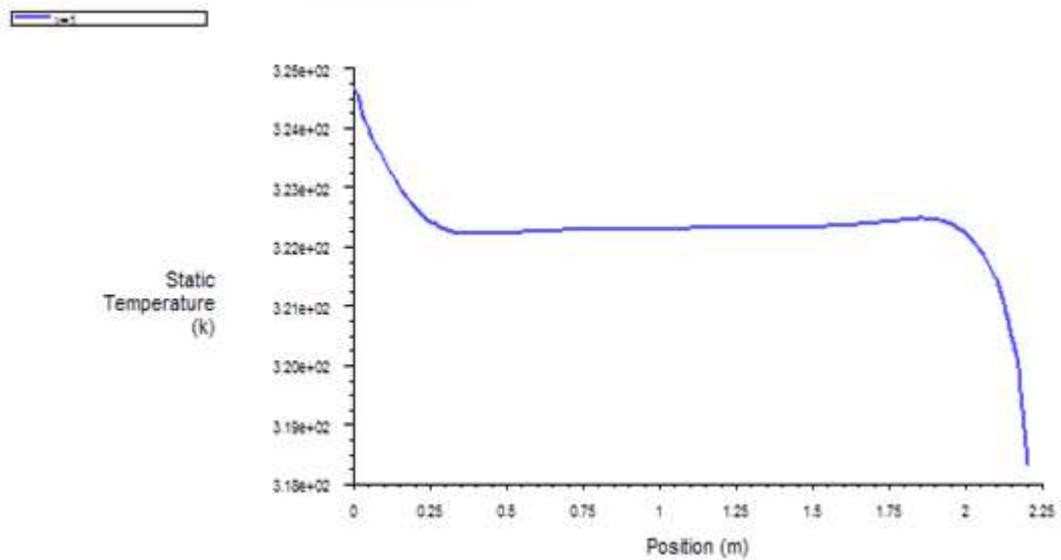


Figure 3.74: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant sauf que majorité du domaine est isotherme (323K).

❖ **Tableau de comparaison :**

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

		La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]
$T_w = 300K$		0.25	314
$q = h(T - T_0)$	$h = 10Wm^{-2}.K^{-1}$	0.27	323
	$h = 5Wm^{-2}.K^{-1}$	0.256	322
$q = h(T - T_0) + \epsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ Avec : $h = 5Wm^{-2}.K^{-1}$		0.27	323

On constate que :

- ✓ Quand la température au niveau de toit (la condition à la limite) augmente la température moyenne augmente.

• Cas avec le modèle radiatif (DO):

- ✓ Définir les propriétés du Solver : nous employons un domaine 2D, solver segregated, formulation implicite, flux instationnaire et une formulation de vitesse absolue.
- ✓ Activer le calcul du transfert thermique: nous sommes intéressés par la distribution de la température, donc nous devons résoudre l'équation d'énergie. Choisissez l'équation d'énergie.
- ✓ Activer le modèle de turbulence $k - \epsilon$ standard.
- ✓ Le choix du modèle de rayonnement: nous choisissons le modèle DO.
- ✓ Définir les propriétés matérielles.
- ✓ Pour prendre en compte les forces de flottabilité, le modèle de Boussinesq a été activé.
- ✓ Définir les conditions de fonctionnement.

• **Hypothèse simplificatrice pour l'utilisation de la méthode DO :**

On assume que le milieu contenu dans la serre (c'est l'air) est complètement transparent avec un coefficient d'absorption égale à zéro; le plancher est supposé noir et opaque (émissivité =1) (Ould Khaoua. S.A, 2006).

- ✓ Définir les états de frontière.
- ✓ La résolution : nous employons pour la discrétisation un arrangement d'un schéma de 2^{ème} ordre amont (Second Order Upwind) pour les équations de quantité de mouvement, de la turbulence et de la chaleur.
- ✓ Pour libérer du problème posé par le couplage pression/vitesse et pour résoudre les équations couplées, nous avons utilisé l'algorithme SIMPLE (Semi Implicit Method for Pressure-Linked Equations). Pour la pression nous avons utilisé le schéma Presto !.
- ✓ Initialisez le champ d'écoulement à All- Zones, cliquer Init ; ceci accomplit l'initialisation, introduire les critères de convergence.
- ✓ Permettez pendant le calcul le traçage des résiduels : *Fluent* signale (rapporte) un résidu pour chaque équation résolue. Le résidu mesure à quel point la solution courante satisfait la forme discrète de chaque équation résolue numériquement. Nous procédons aux itérations jusqu'à ce que le résidu de chaque équation soit au- dessous de 10^{-6} .
- ✓ Réitérez jusqu'à la convergence : dans la fenêtre des itérations, changer le nombre d'itérations en prenant 20000. Le résiduel de chaque itération est imprimé comme un tracé dans la fenêtre du graphique.

A) Lignes de courant:

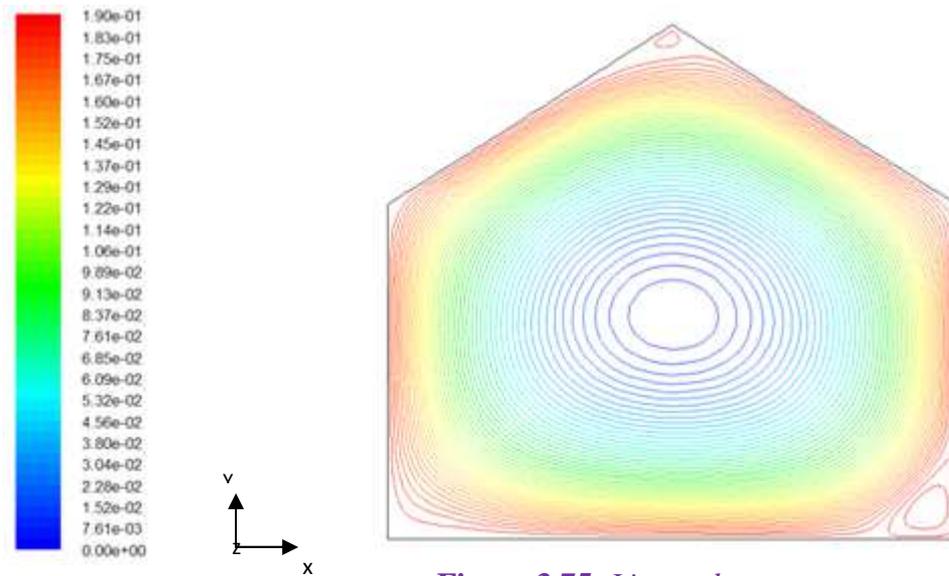


Figure 3.75: Lignes de courant.

- Dans ce cas, on a une grande cellule de recirculation ce qui est conforme avec le facteur de forme $A = \frac{L}{H} = 1$.

B) Le champ de vitesse :

- On observe une discontinuité dans la partie inférieure gauche de la serre, comme on observe que les vecteurs vitesses décrivent une circulation constituée de deux cellules, l'une grosse située au centre de la serre et l'autre petite située dans la partie inférieure gauche de la serre. L'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.2 m/s.

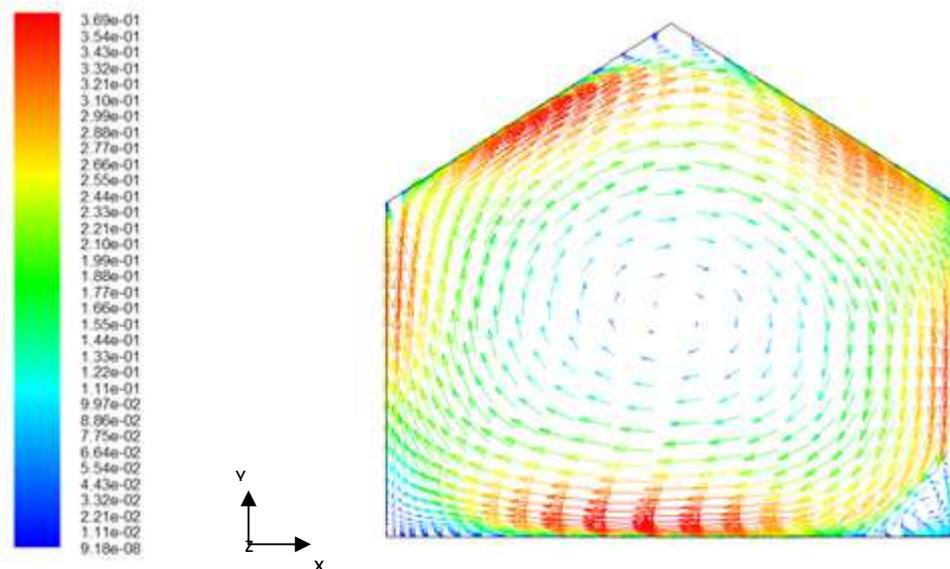


Figure 3.76: Le champ de vecteur vitesse.

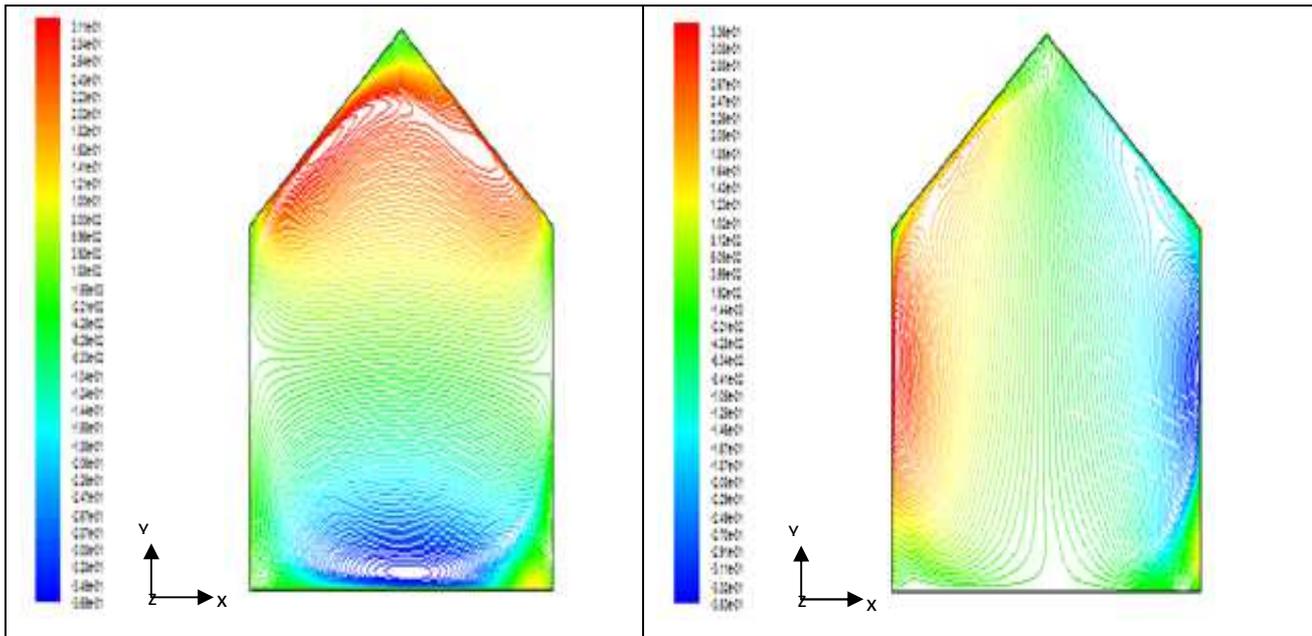


Figure 3.77-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

Figure 3.77-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- On remarque dans chaque cas l'apparition de deux cellules.

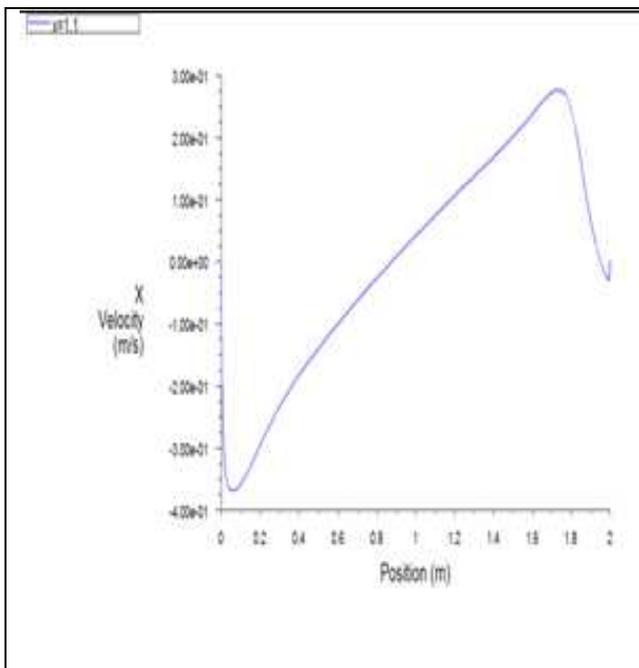


Figure 3.78: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

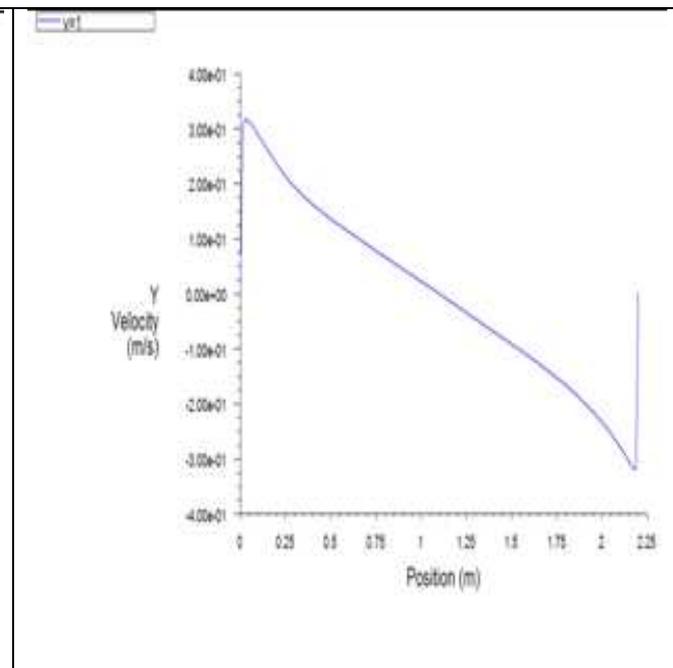


Figure 3.79: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Même interprétation qu'avant.

C) Contours de la température :

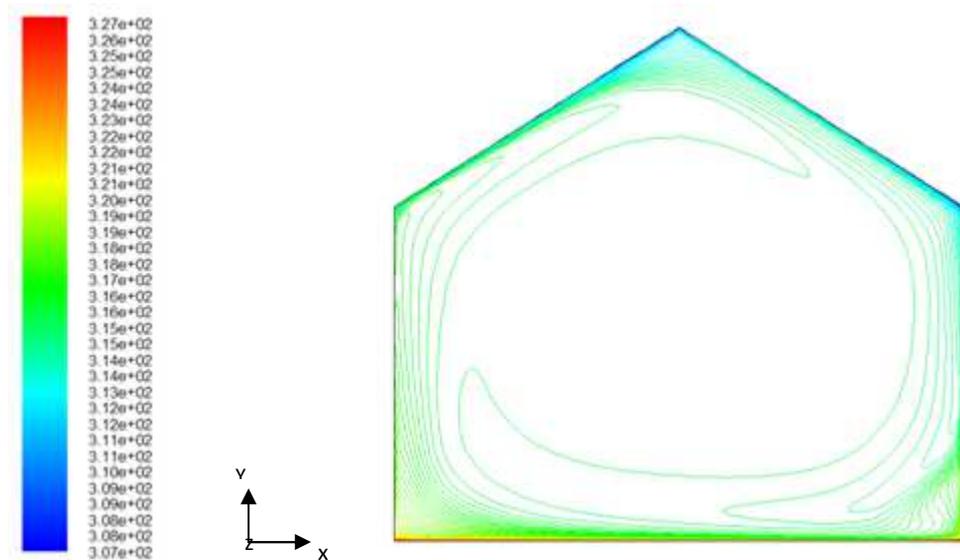


Figure 3.80: *Contours de la température.*

- On obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La majorité du domaine est isotherme sauf au voisinage du sol et du toit où on a un gradient de température. On constate un gradient de température très important au voisinage du sol.

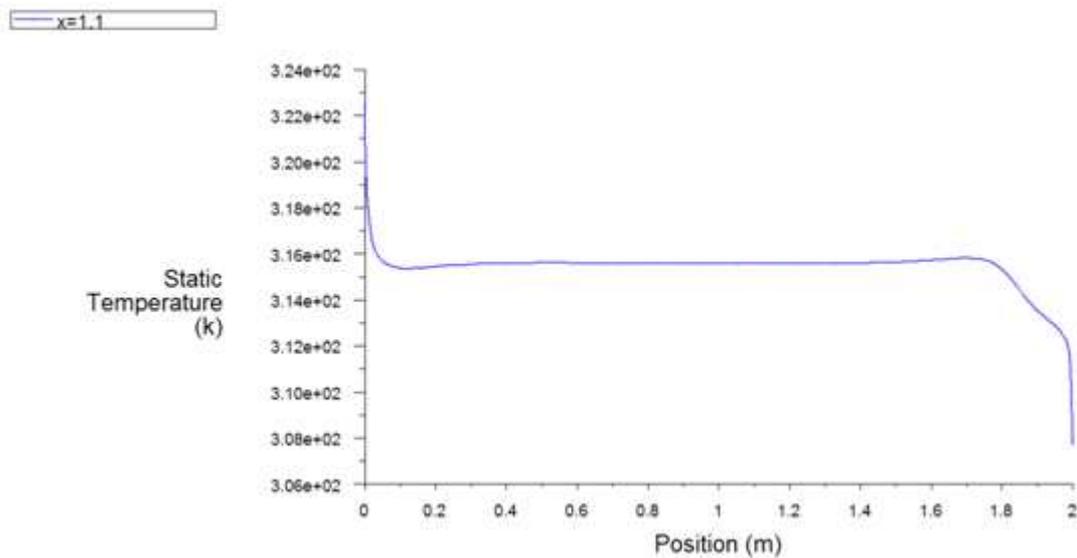


Figure 3.81: *Profil vertical de la température à $x=1.1$.*

- La figure (3.81) montre que la température au voisinage de la surface du sol est plus élevée par rapport à la surface de toit. Même interprétation qu'avant sauf que majorité du domaine est isotherme (315K).

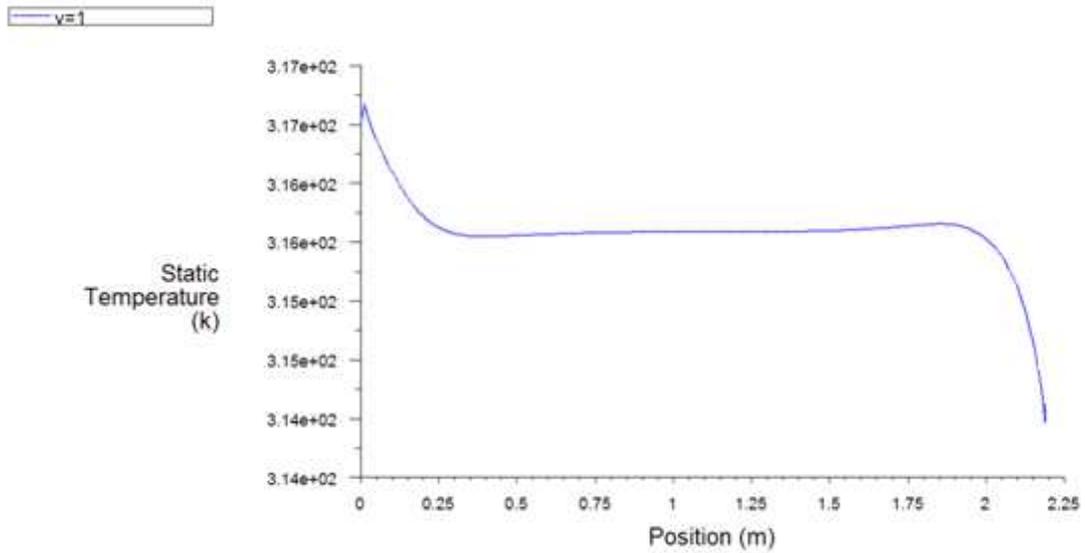


Figure 3.82: Profil horizontal de la température à y=1.

- La figure (3.82) représente le profil horizontal de la température à mi hauteur de la serre. L'air est chaude à coté des parois de montée d'air et il est froid du coté des parois de descente d'air.

❖ **Tableau de comparaison :**

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]
$q = h(T - T_0) + \epsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ Avec : $h = 5Wm^{-2}.K^{-1}$ sans modèle DO	0.27	323
$q = h(T - T_0) + \epsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ Avec : $h = 5Wm^{-2}.K^{-1}$ avec modèle DO	0.2	315

On constate que :

- ✓ La température de l'air (intérieur de la serre) résulte simultanément d'un transfert convectif avec les surfaces des parois et d'un transfert radiatif entre ces surfaces (i.e. l'effet de serre).

- ✓ Le toit et les parois verticales gagnent globalement de la chaleur par absorption du rayonnement de grandes longueurs d'ondes qui lui parvient à partir du sol.

3.5.3. Cas d'une serre mono chapelle ouverte :

La maquette de serre était équipée de des ouvrants en toiture permettant de tester deux configurations d'ouverture. Sur le domaine entourant la serre d'étude, nous avons imposé des forces de flottabilité conformément à l'hypothèse de Boussinesq. L'échauffement de la serre est réalisé par la circulation de l'eau chaude dans les quatre tubes se trouvant près du sol. La densité du flux de chaque tube correspondante est de l'ordre de 100 Wm^{-2} . Les conditions aux limites de la température et de vitesses sont représentées sur la figure ci-dessous :

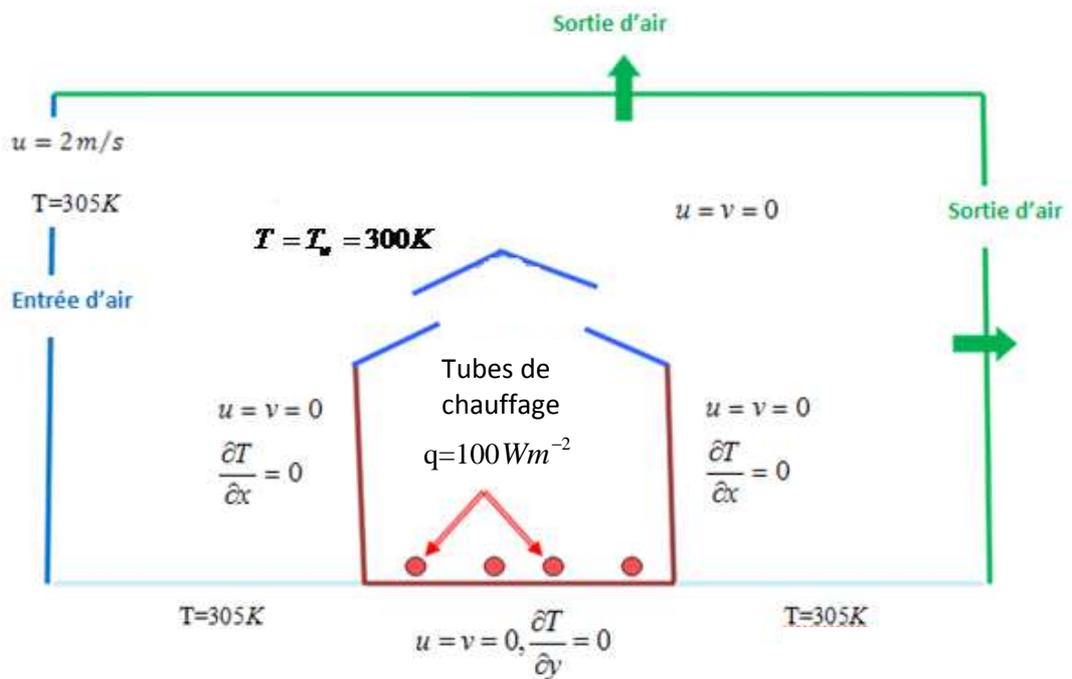


Figure 3.83: Conditions aux limites sur le domaine entourant la maquette de serre.

a) Cas d'une serre avec un ouvrant en faîtage :

Les calculs numériques ont été conduits en utilisant un maillage de 80 sur 72 mailles (figure 3.84), avec un raffinement du maillage près des parois, d'ouvrant et des tubes de chauffage.

- Le maillage est illustré par la figure suivante :

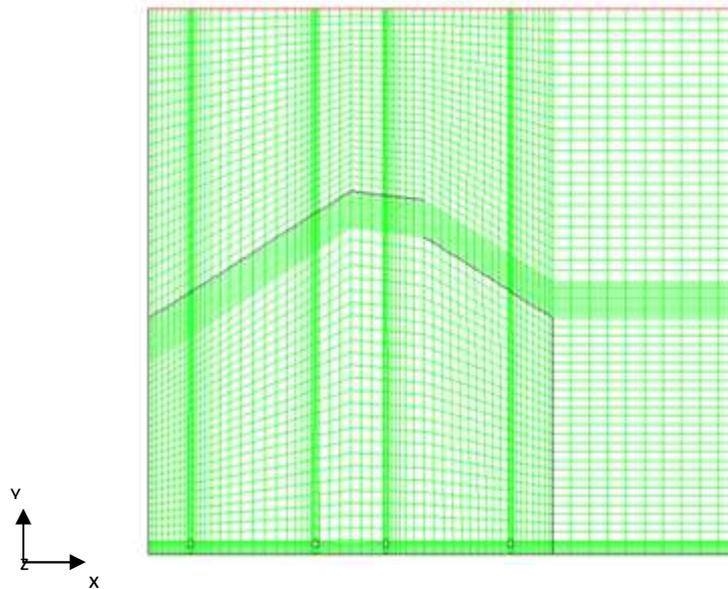


Figure 3.84: Maillage utilisé pour une serre avec un ouvrant en faitage.

✓ **Première configuration :**

Au niveau du toit, nous avons imposé une température fixe ($T = T_w = 300 K$).

A) Le champ de vitesse :

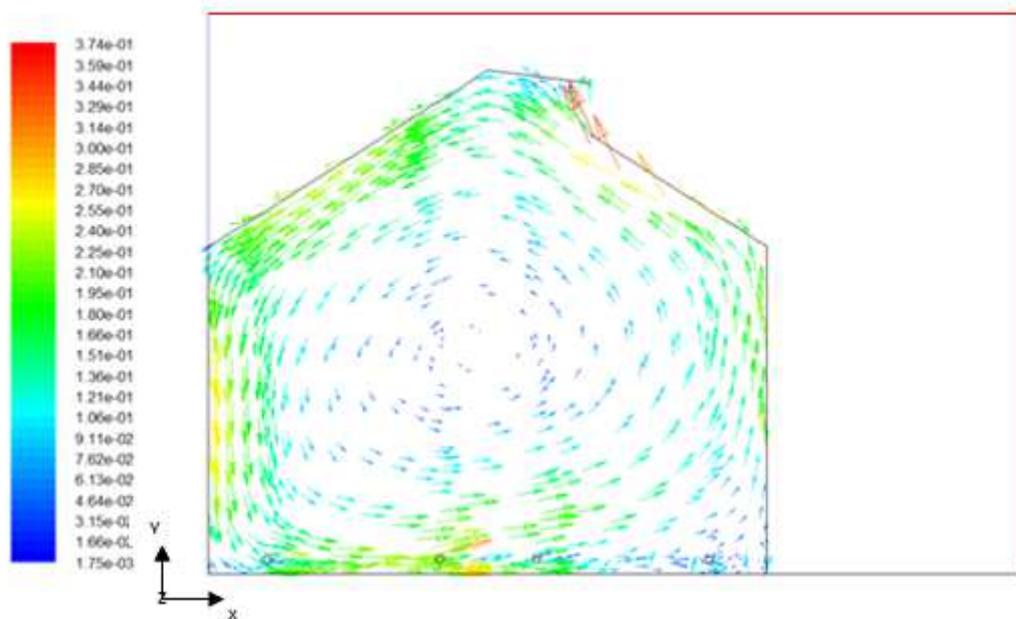


Figure 3.85: Le champ de vecteur vitesse.

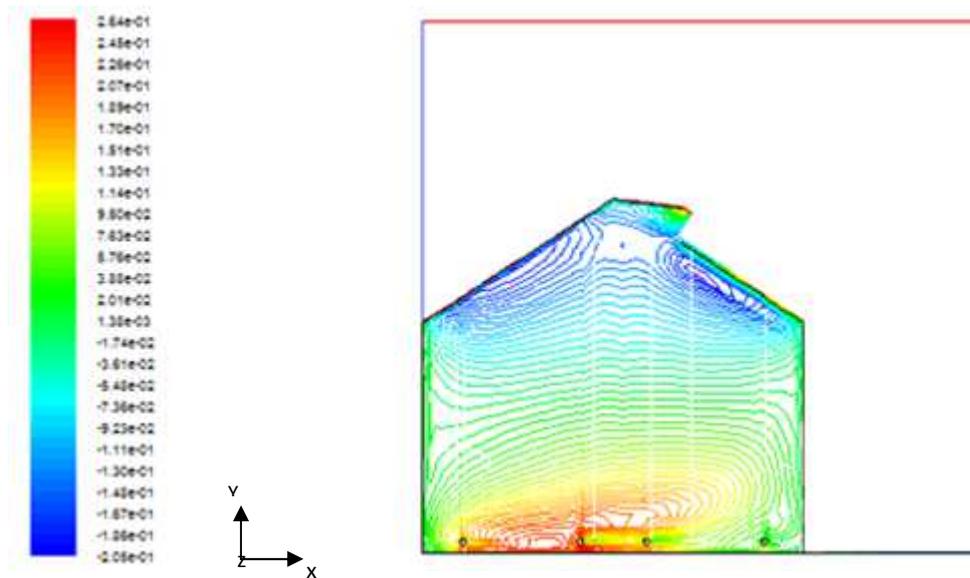


Figure 3.86-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

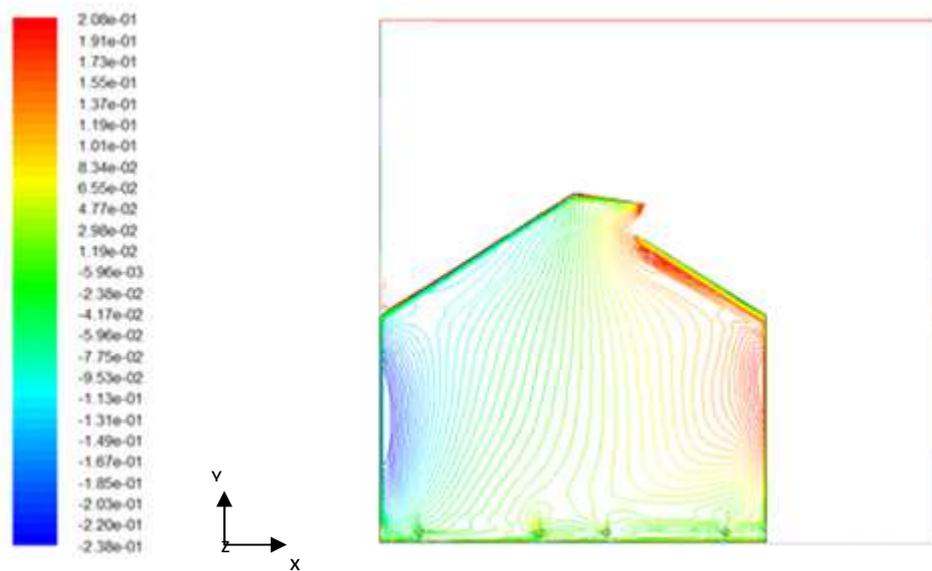


Figure 3.86-b : La variation de la vitesse selon l'axe des y .

- La Figure 3.85 représente l'apparition d'une cellule convective. L'ordre de grandeur de la vitesse moyenne est: 0.186 m/s.

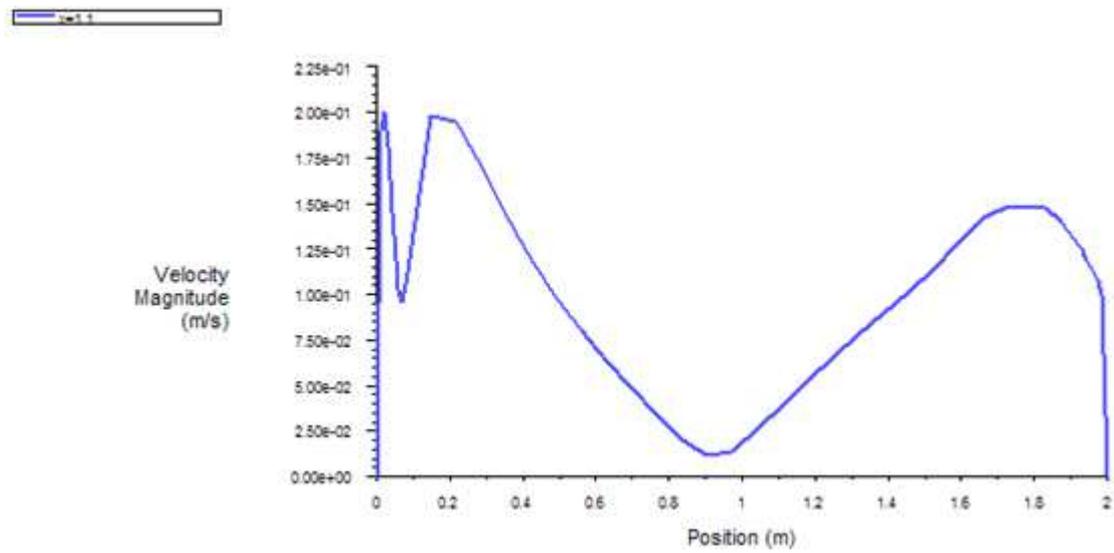


Figure 3.87: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

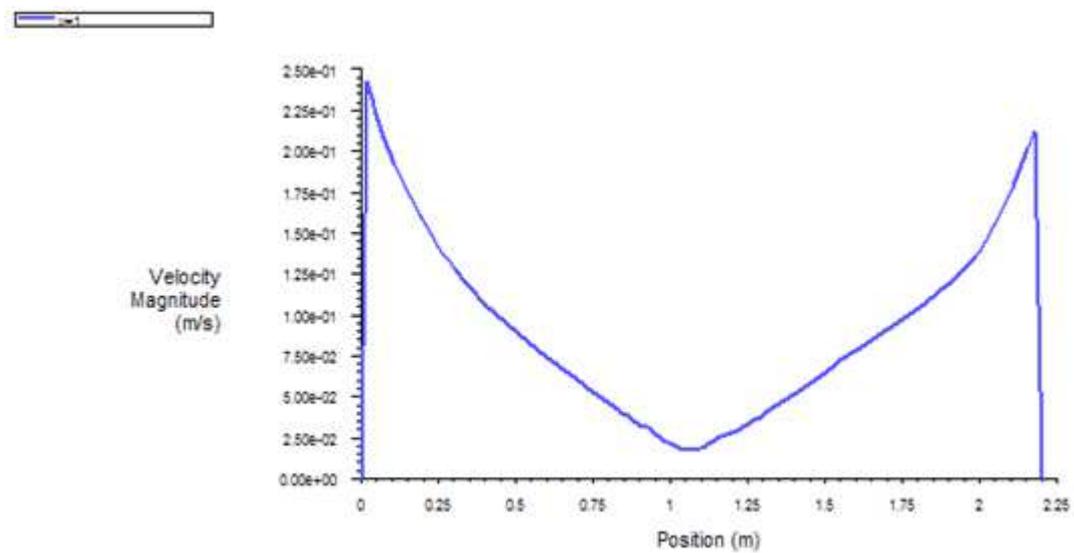


Figure 3.88: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Les profils de vitesse représentés dans les figures (3.87) et (3.88) sont dus à la recirculation du fluide.

B) Contours de la température :

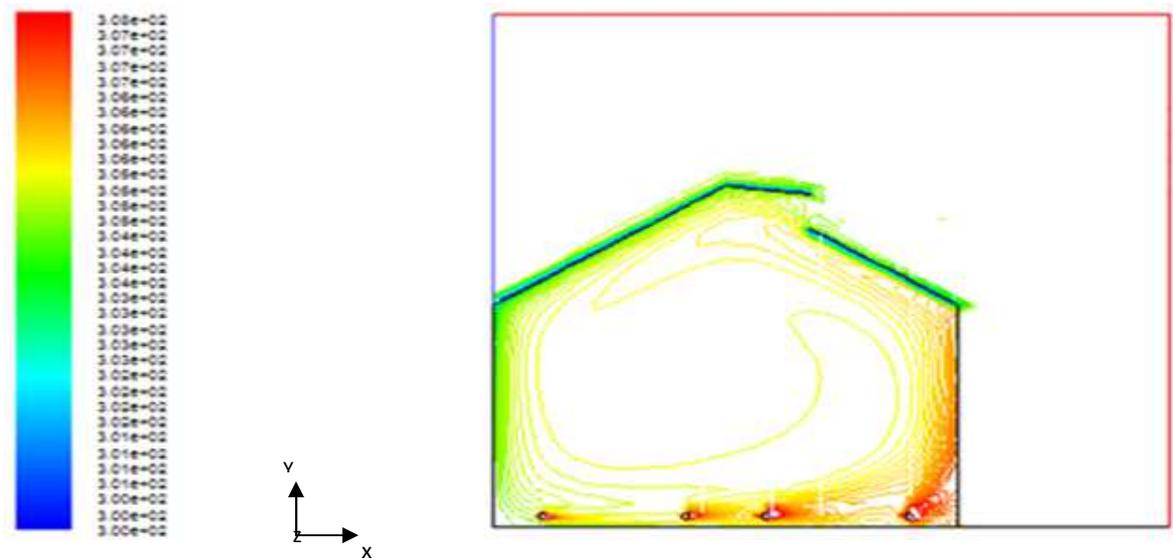


Figure 3.89 : *Contours de la température.*

- Après un temps de calcul grand, on obtient le champ de température représenté dans la figure sous dessus. On constate que la température à l'intérieur de la serre est presque isotherme sauf dans la zone proche de toit à droite en haut où l'air est moins renouvelé et la température est élevée. La température moyenne est 305.5 K.

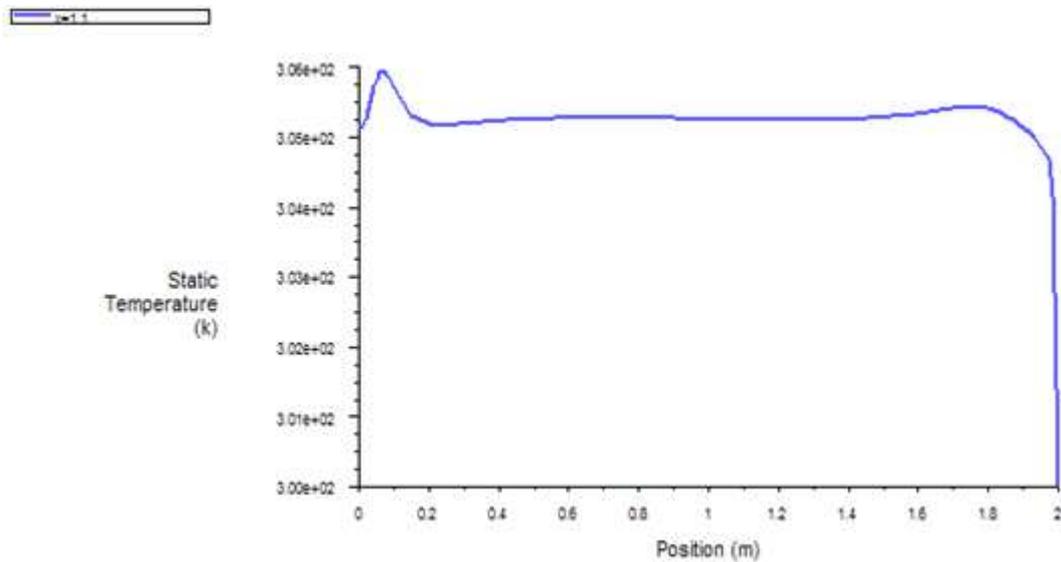


Figure 3.90: *Profil vertical de la température à $x=1.1$.*

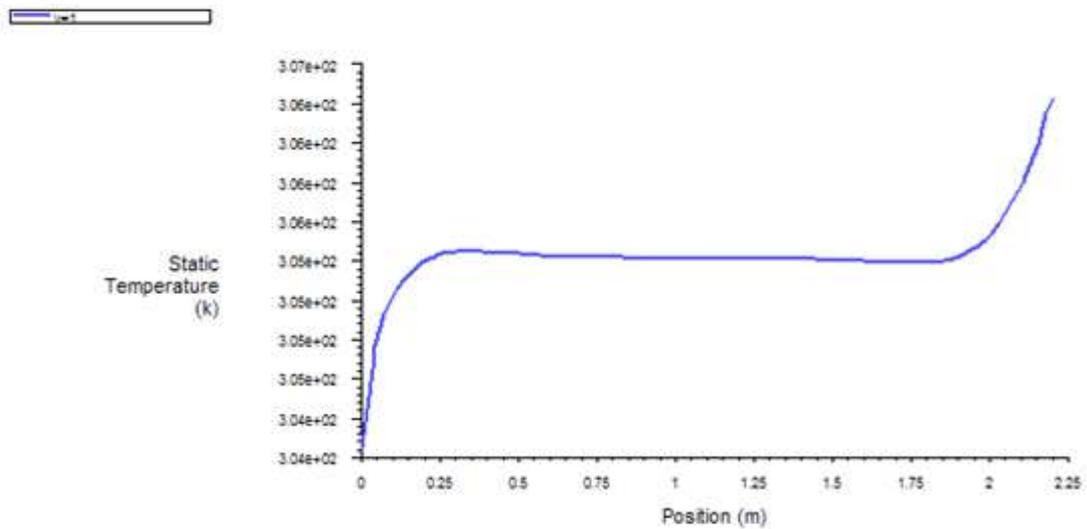


Figure 3.91: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Le profil horizontal de la température à mi hauteur de la serre est représenté dans la figure (3.91). On constate que la température plus élevée dans les zones où l'air est moins renouvelé, près de paroi droite verticale. Le profil vertical de la température au centre de la serre est représenté dans la figure (3.90). La température augmente légèrement, ensuite elle chute pour atteindre la température fixe du toit.

b) Cas d'une serre avec deux ouvrants en faîtage :

Les calculs numériques ont été conduits en utilisant un maillage de 112 sur 72 mailles (figure 3.92), avec un raffinement du maillage près des parois, des ouvrants et des tubes de chauffage.

- Le maillage est illustré par la figure suivante :

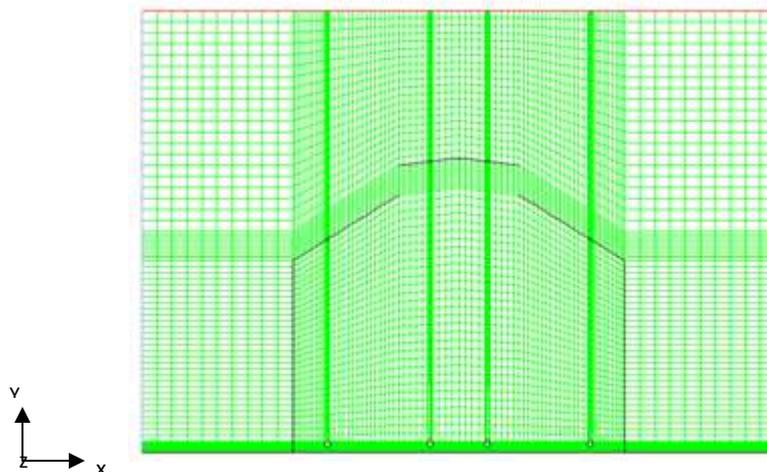


Figure 3.92: Maillage utilisé pour une serre avec deux ouvrants en faîtage.

✓ **Première configuration :**

Au niveau du toit, nous avons imposé une température fixe ($T = T_w = 300 K$).

A) Le champ de vitesse :

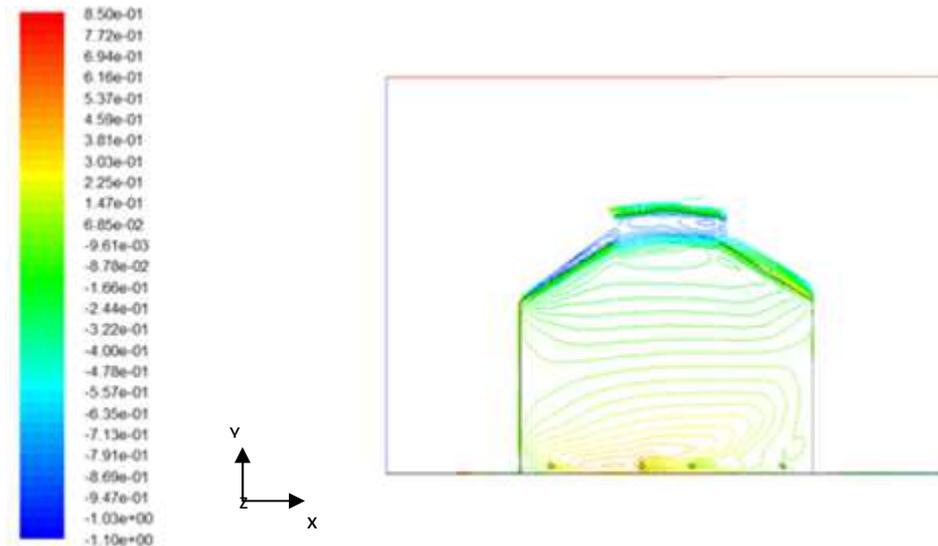


Figure 3.93-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

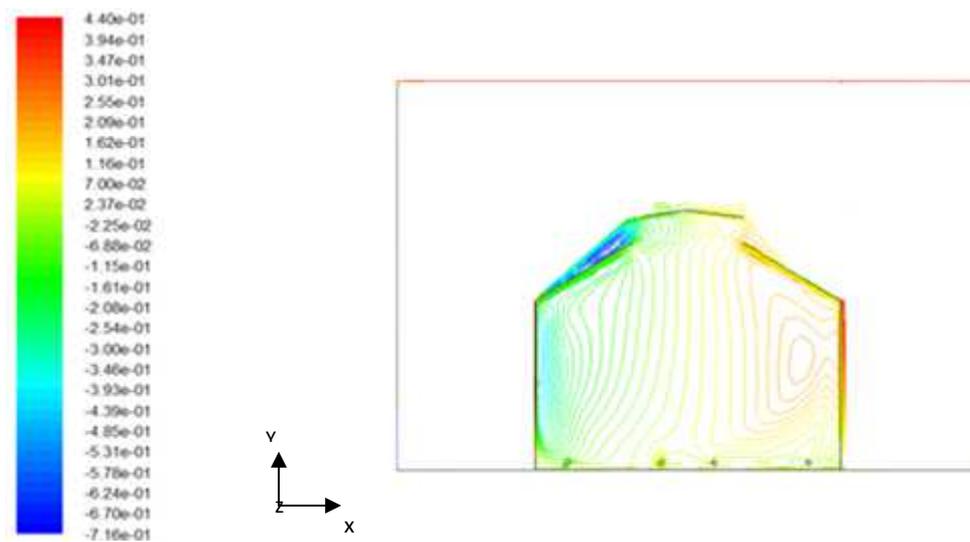
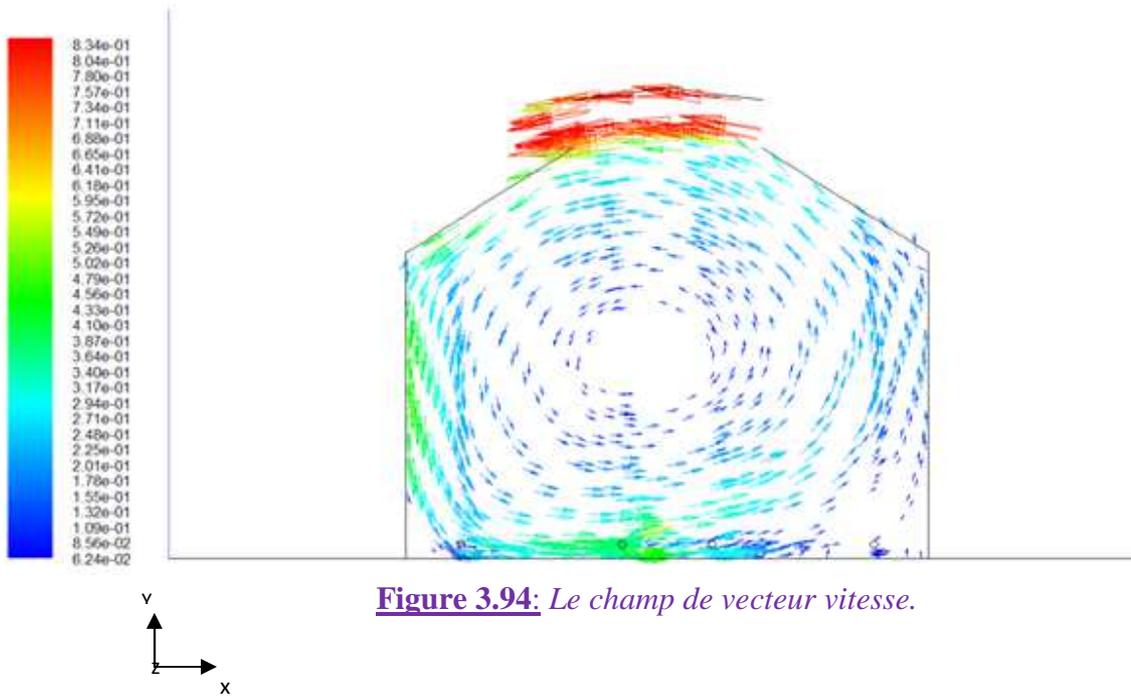
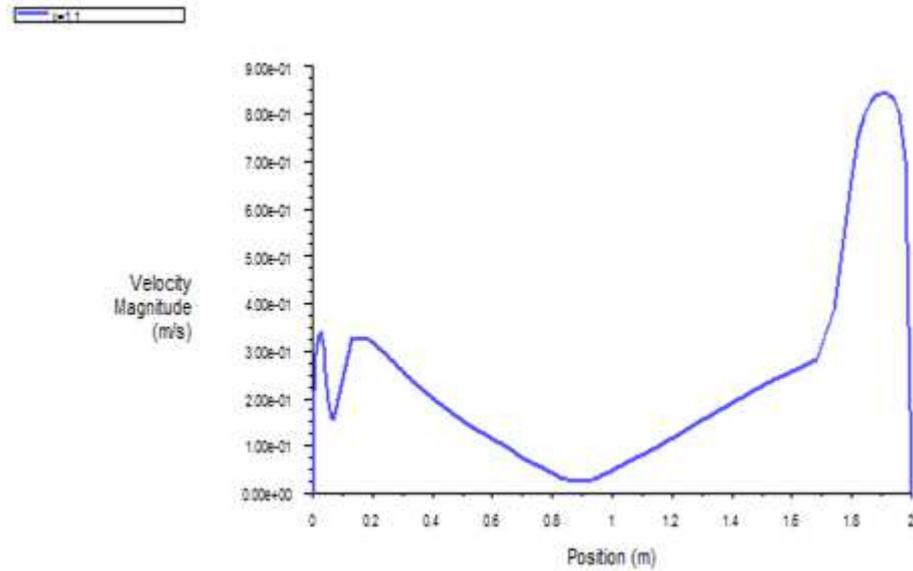


Figure 3.93-b: La variation de la vitesse selon l'axe des y .



- La figure 3.94 représente la cellule convective .L'ordre de grandeur de vitesse moyenne est: 0.38m/s, le taux de ventilation est augmenté légèrement si on compare au cas d'une seule ouverture.



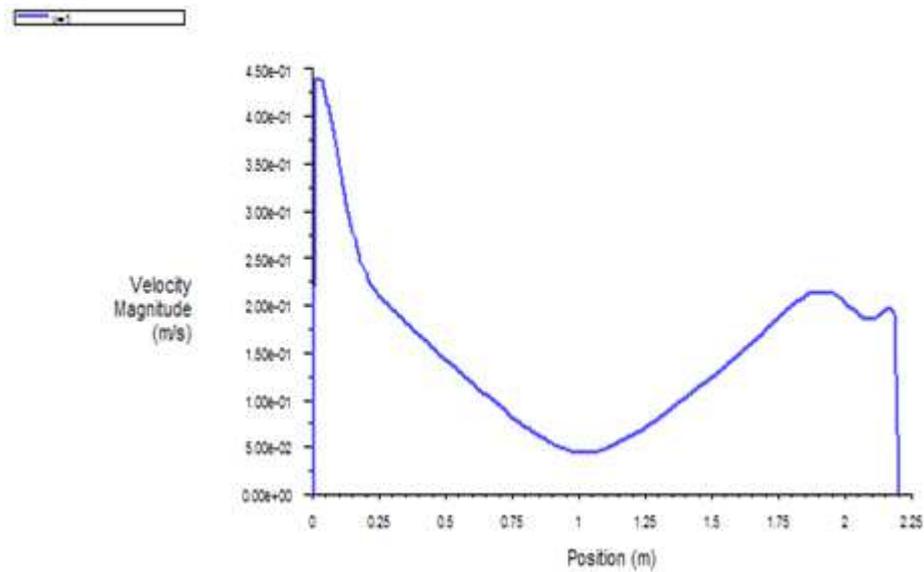


Figure 3.96: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Les vitesses maximales sont près des parois et faibles au centre de la serre (figure 3.96). Au niveau des ouvrants (figure 3.95) les gradients des vitesses sont très importants par rapport au centre de la serre et du sol. Les profils de vitesse sont dus à la recirculation du fluide.

B) Contours de la température :

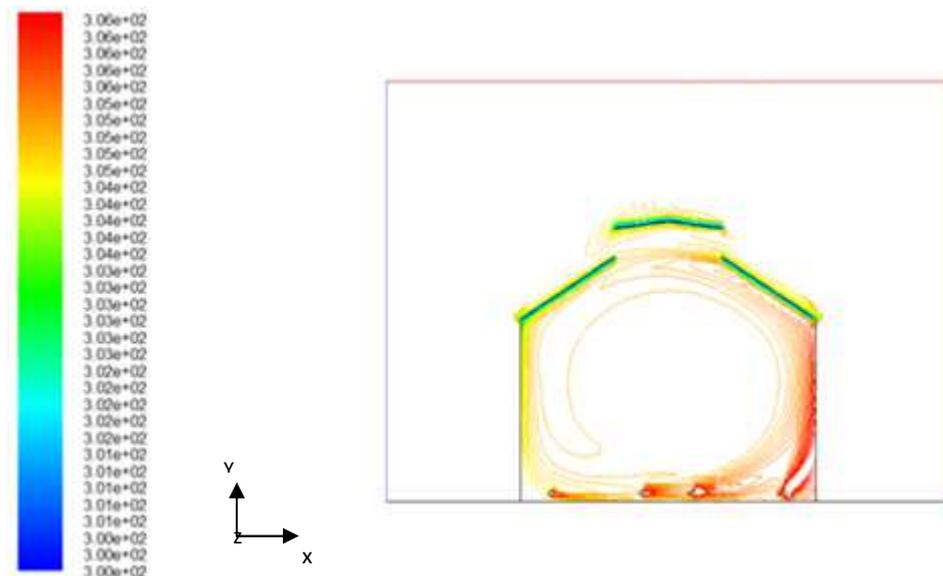


Figure 3.97 : Contours de la température.

- Le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La température est presque constante dans tout dans le domaine de calcul. Au niveau des ouvrants, la température à l'intérieur de la serre est approximativement constante, alors qu'au niveau du sol, elle est hétérogène. La température moyenne est 305K.

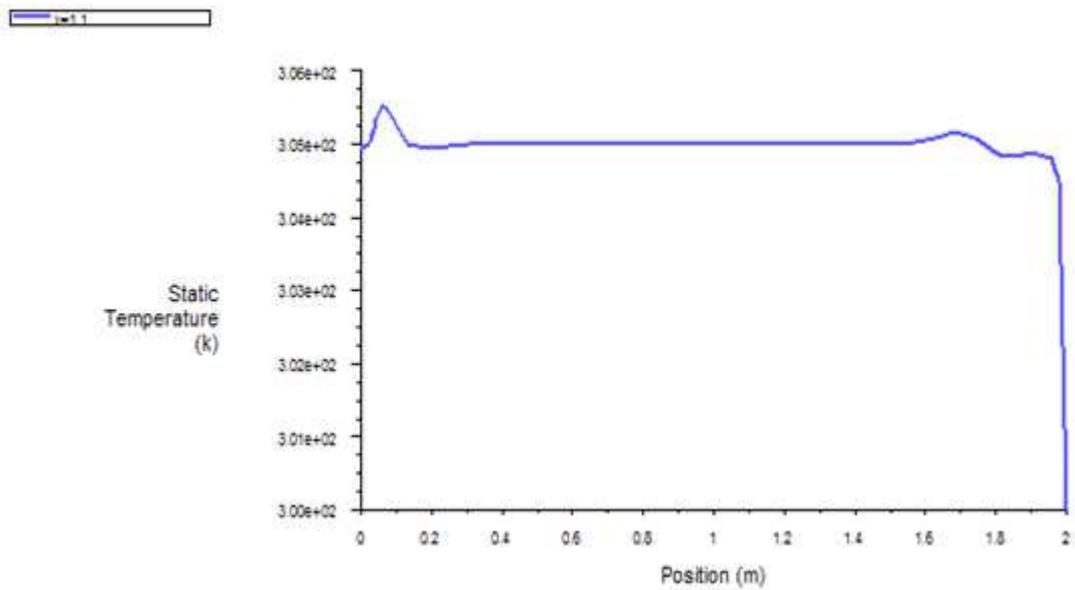


Figure 3.98: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

- Le profil horizontal de la température à mi hauteur de la serre est représenté dans la figure (3.99). On constate que l'air est chaud du côté des parois de montée d'air et il est froid du côté des parois de descente d'air. Le profil vertical de la température au centre de la serre est représenté dans la figure (3.98). La température augmente, ensuite elle chute pour atteindre la température fixe du toit (la température au voisinage de la surface du sol est plus élevée par rapport à la surface du toit).

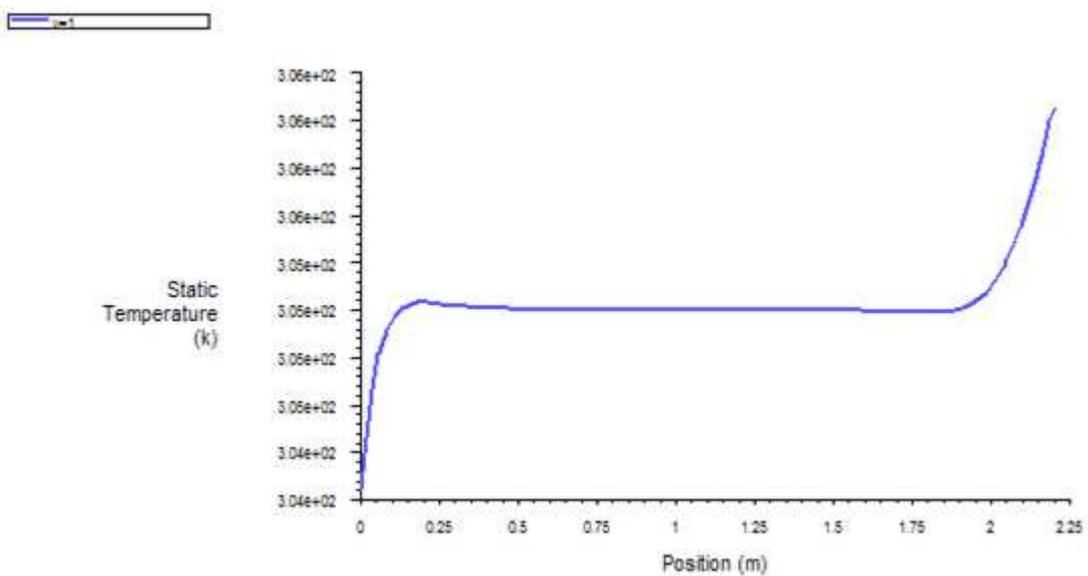


Figure 3.99: Profil horizontal de la température à $y=1$.

❖ **Tableau de comparaison :**

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

	Résultats Azil, F.Z(2005)		Résultats numériques	
	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]
Serre avec un seul ouvrant en faîtage	0.19	306	0.186	305.5
Serre avec deux ouvrants en faîtage	0.26	300	0.38	305

On constate que :

- ✓ Dans le cas d'une serre avec un seul ouvrant la vitesse est faible contrairement à une serre avec deux ouvrants.

**3.6. Simulation des flux d'air dans une serre en présence
du couvert végétal :**

On estime une seule région de végétation représentée comme milieu poreux, située au centre de la serre. On suppose une seule couche homogène de végétation allant du sol jusqu'à 1.3 m de hauteur. Le logiciel de résolution des équations de la dynamique des fluides que nous utilisons prend en compte de façon standard l'approche de type milieu poreux avec la discrétisation des équations de Darcy et Forshheimer où les coefficients qui interviennent dans ce modèle sont calculés expérimentalement. Pour le cas d'une plantation de tomates adultes, on retiendra donc le couple ($C_F = 1, K = 0.884$).

**3.6.1. Cas d'une serre mono chapelle fermée en
présence de la plante avec deux tubes de chauffage au
plancher :**

Le domaine d'étude est représenté schématiquement par la figure (3.100), les dimensions de la serre sont les mêmes qu'avant (2.2m de largeur, 2m de hauteur et 1.5m de profondeur). L'échauffement de la serre est réalisé par la circulation de l'eau chaude dans deux tubes (32mm de diamètre). La culture est présente sous forme d'une seule rangée de

la plantation de tomates adultes située entre les tubes chauffants au centre de la serre. La hauteur de la plantation est 1,3m.

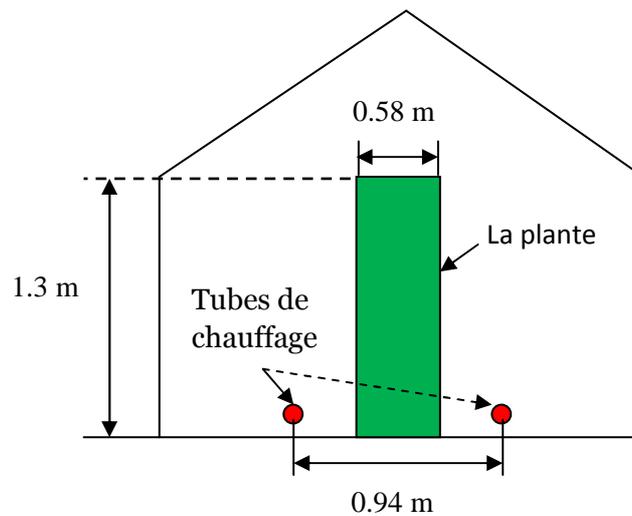


Figure 3.100: Schéma de la maquette de serre et de ses dimensions en présence de la culture.

1. Les conditions aux limites :

Aux parois nous avons utilisé la condition de non glissement (vitesse tangentielle nulle). Pour les parois latérales et le sol de la maquette, le flux de chaleur est supposé nul (conditions adiabatiques). Au niveau du toit, nous avons imposé une température fixe ($T = T_w = 300K$) tantôt une condition de flux :

a) $q = h(T - T_0) + \varepsilon\sigma(T^4 - T_0^4)$ ou : $T_0 = 300K$ est la température de l'ambiance ;
 $\varepsilon = 0.9$ le coefficient d'émission; $\sigma = 5.672 \times 10^{-8} W.m^{-2}.K^{-4}$ la constante de Stefan-Boltzmann et $h = 5Wm^{-2}.K^{-1}$.

Sur l'ensemble du domaine, nous avons imposé aussi des forces de flottabilité (moteur de la convection naturelle) conformément à l'hypothèse de Boussinesq. Par ailleurs, nous avons déterminé le flux de chaleur dû au chauffage par les tubes au niveau du sol. Il est équivalent à une densité de flux de $200W/m^2$ (flux par unité de surface du sol).

2. Le maillage :

Les calculs numériques ont été conduits en utilisant un maillage de type BFC composé de 100 sur 100 mailles, avec un raffinement du maillage près des parois et des

tubes de chauffage. Ces mailles cartésiennes suivent profondément la forme des parois de la serre (figure 3.101).

- Le maillage est illustré par la figure suivante :

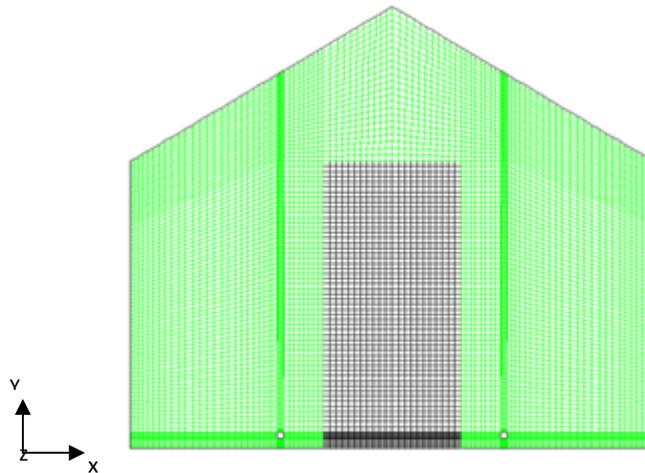


Figure 3.101: Maillage utilisé pour une serre fermée et chauffée en présence de la culture.

- ✓ **Première configuration :**

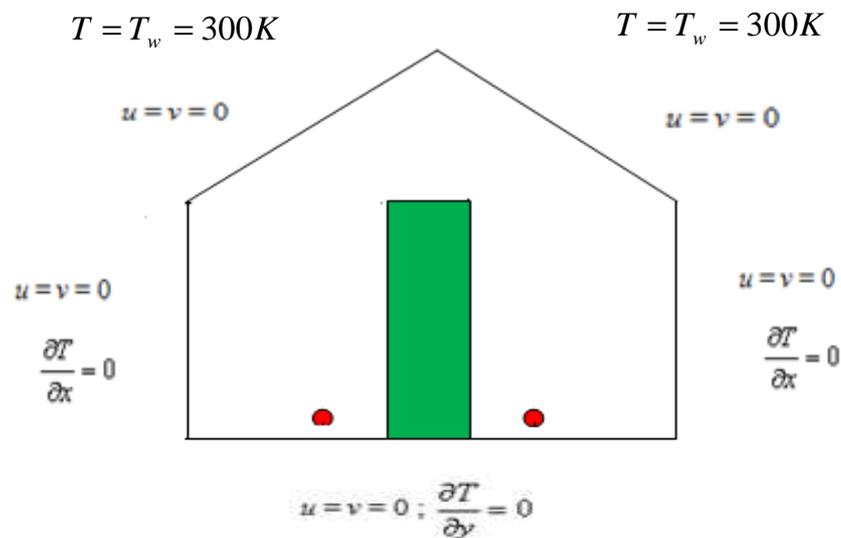


Figure 3.102: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée en présence de la culture.

A) Le champ de vitesse :

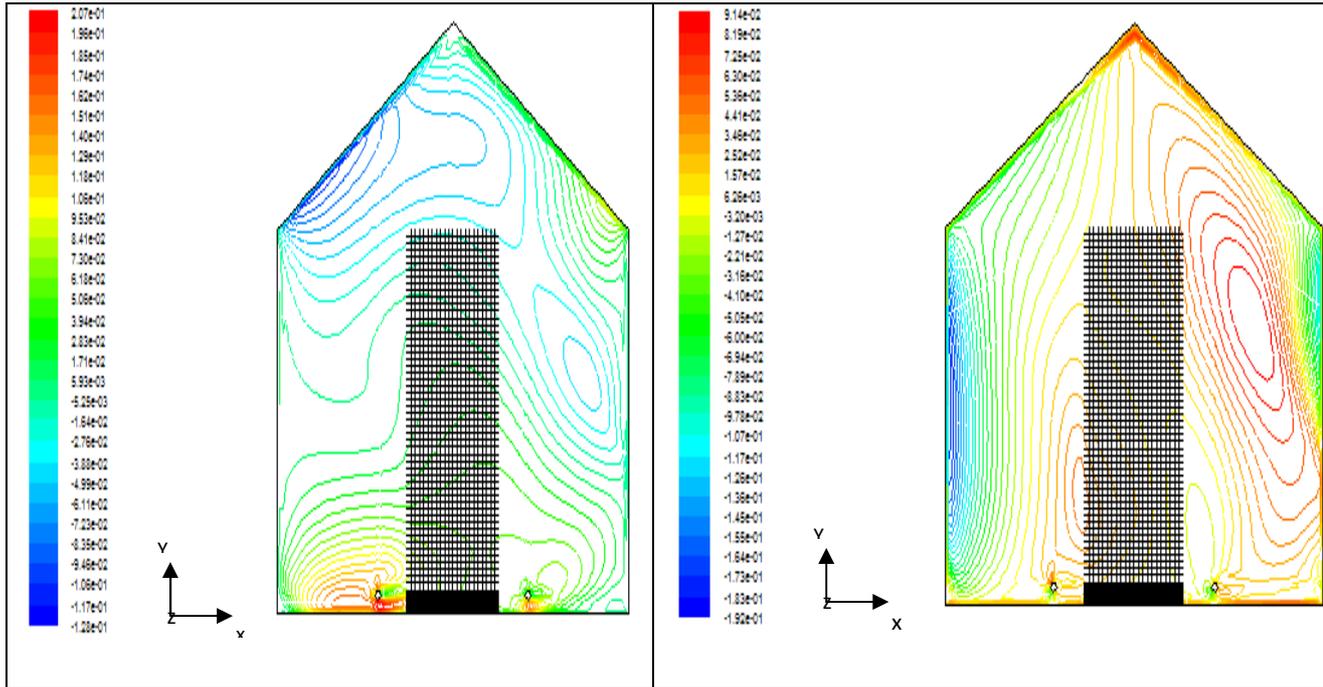


Figure 3.103-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

Figure 3.103-b: La variation de la vitesse selon l'axe des y .

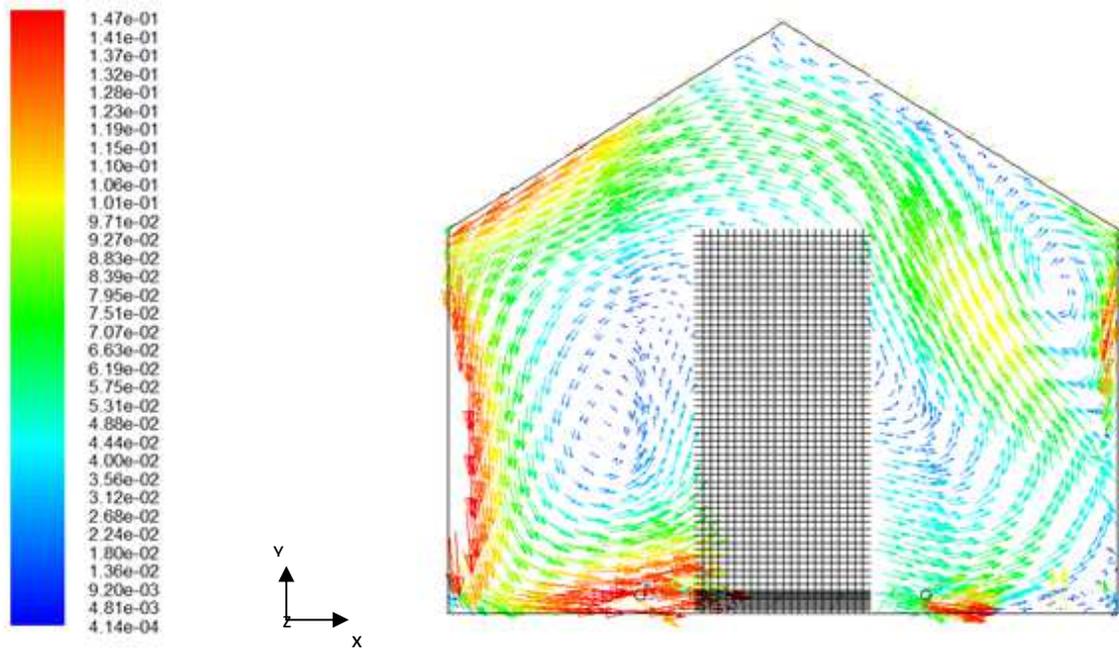


Figure 3.104-a: Le champ de vecteur vitesse.

- L'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.07m/s.

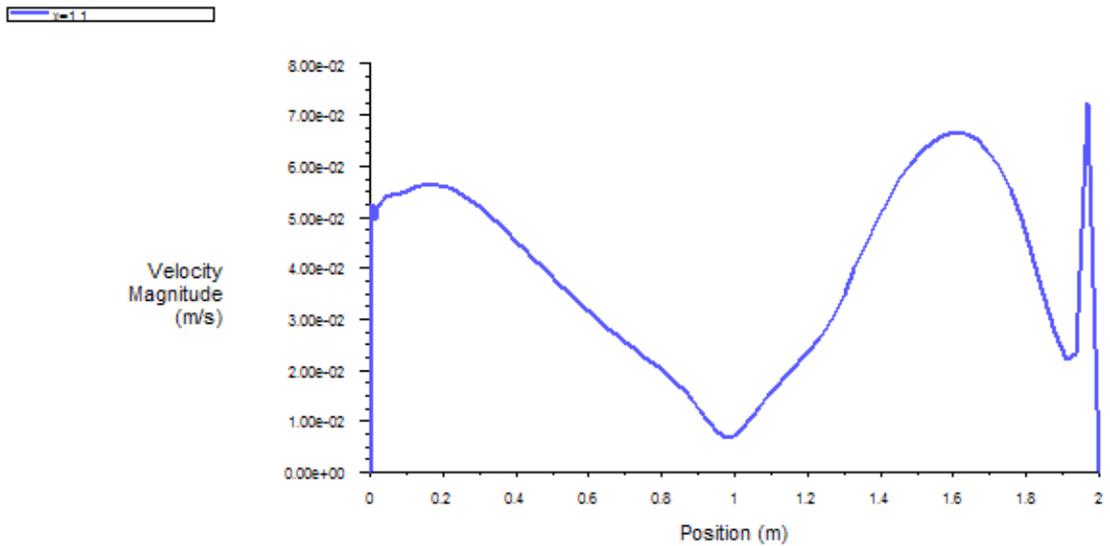


Figure 3.105: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

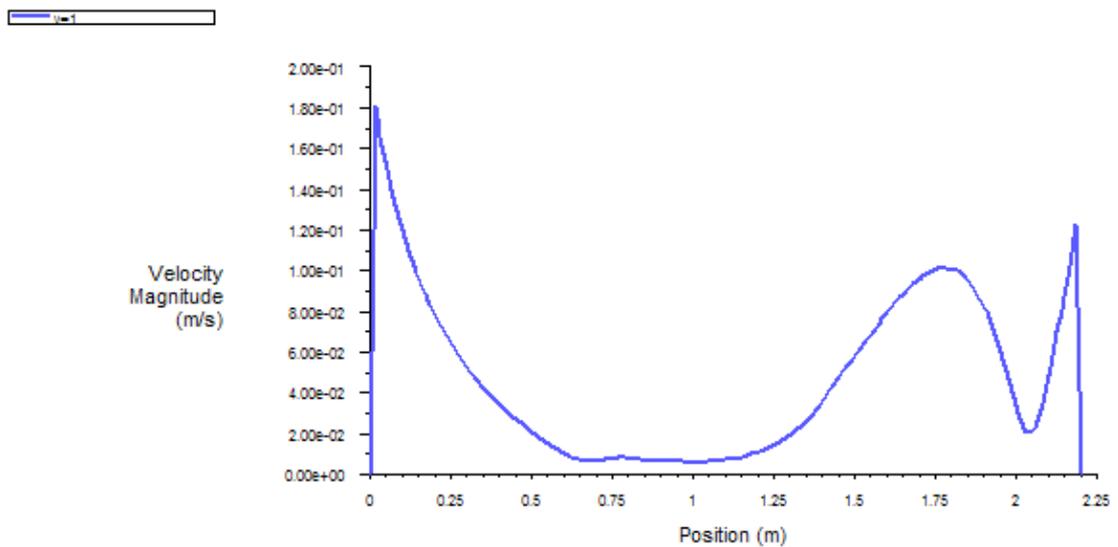


Figure 3.106: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Le profil horizontal de la vitesse qui donné dans la figure (3.106) est dû à la recirculation d'air dû à la présence de végétation. Comme on vérifié que dans la zone de végétation, la vitesse diminue légèrement ensuite elle augmente ; elle continue à augmenter ensuite elle diminue dans la région de recirculation d'air (un pic) (figure (3.105)).

B) Contours de la température :

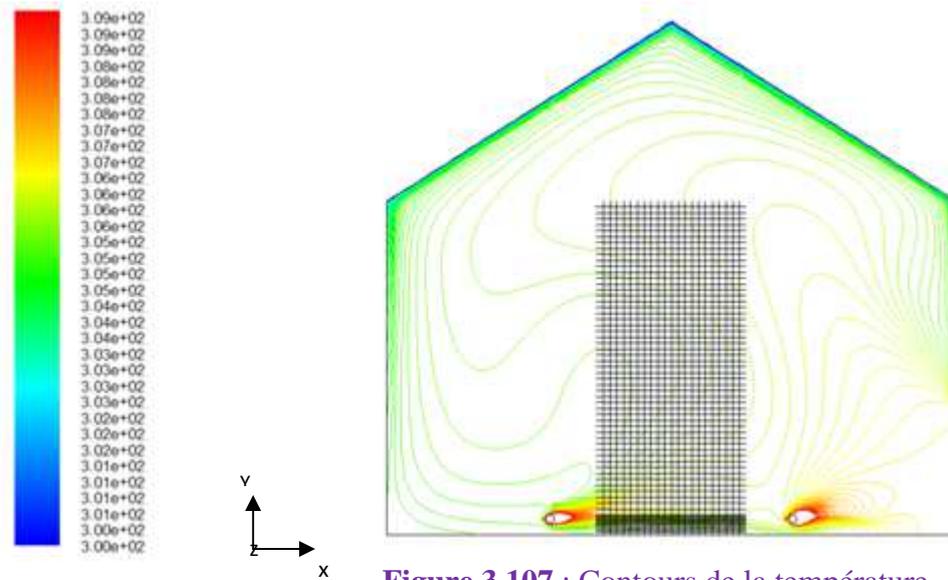


Figure 3.107 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La température maximale au voisinage des tubes tandis que la température moyenne est 305K.

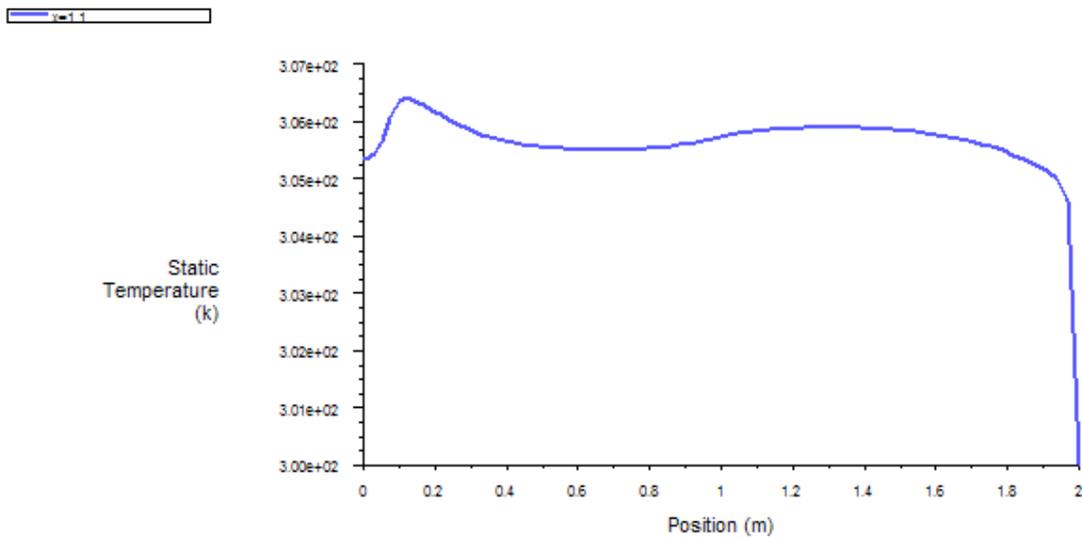


Figure 3.108: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

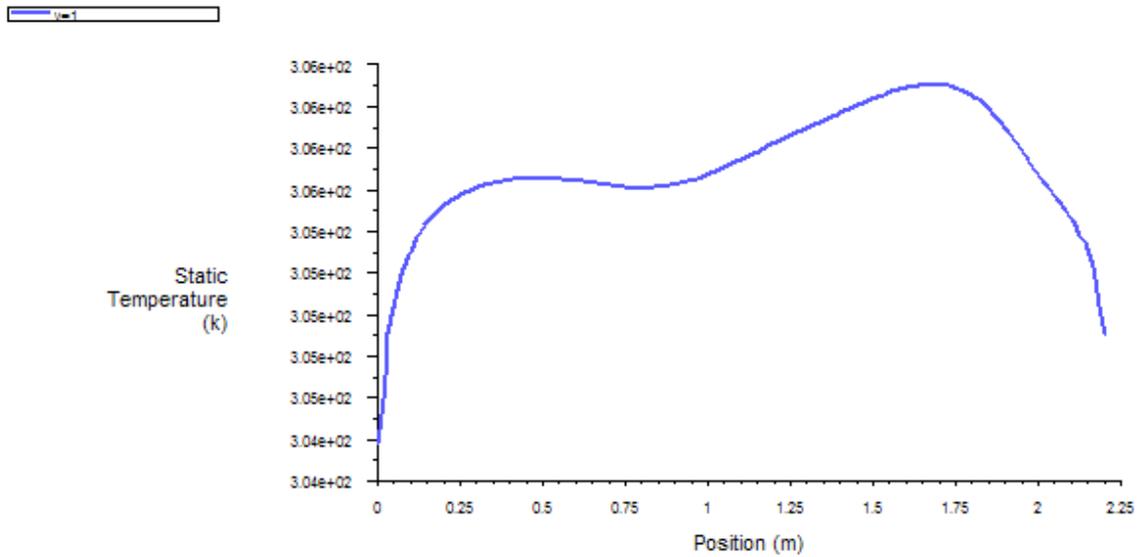


Figure 3.109: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Le profil horizontal de la température à mi hauteur de la serre est représenté dans la figure (3.109). On constate une légère variation de la température, ceci est dû à la recirculation de l'air. Le profil vertical de la température au centre de la serre est représenté dans la figure (3.108). La température augmente légèrement du bas en haut (régime stationnaire), ensuite elle chute pour atteindre la température fixe du toit.

✓ **Deuxième configuration :**

a)

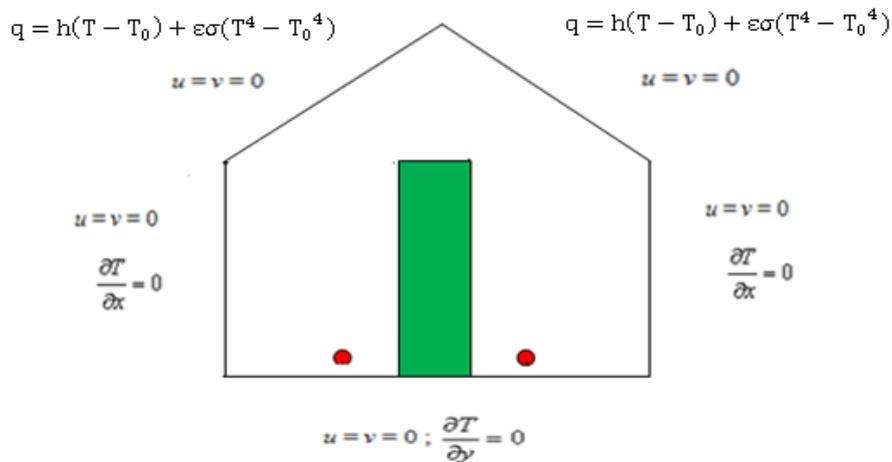


Figure 3.110: Schématisation des conditions aux limites dans une serre mono chapelle fermée et chauffée en présence de la culture.

A) Le champ de vitesse :

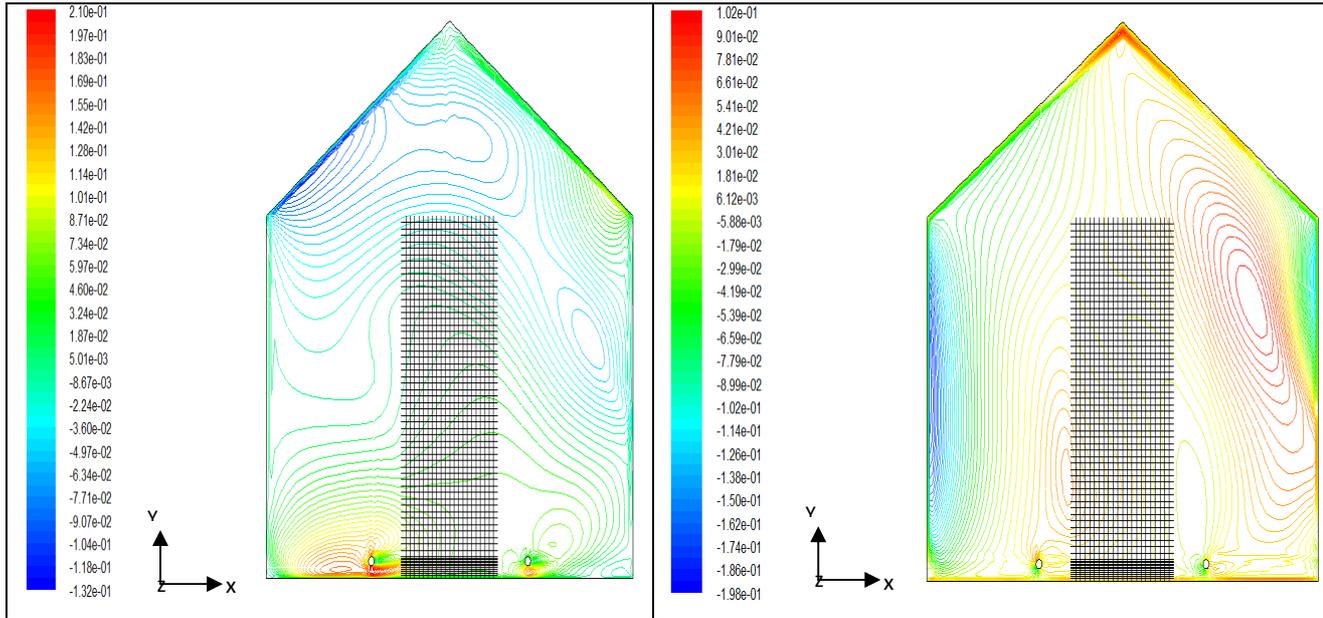


Figure 3.111-a: La variation de la vitesse selon l'axe des x .

Figure 3.111-b: La variation de la vitesse selon l'axe des y .

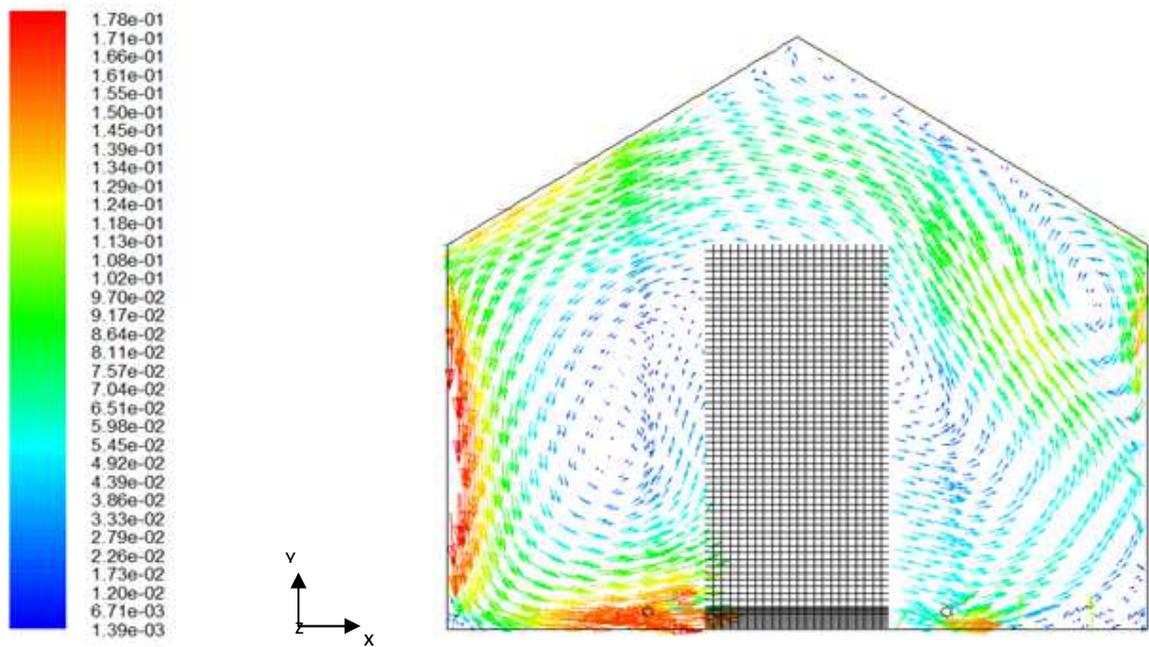


Figure 3.112-a: Le champ de vecteur vitesse.

- L'ordre de grandeur des vitesses moyennes est: 0.088 m/s.

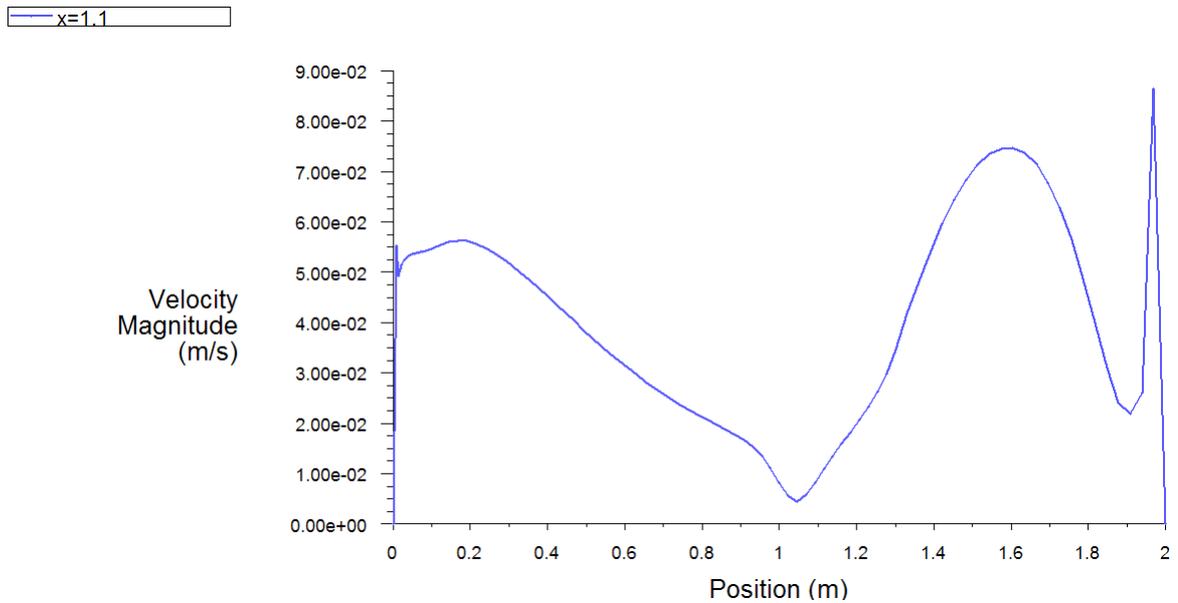


Figure 3.113: Profil vertical de la vitesse à $x=1.1$.

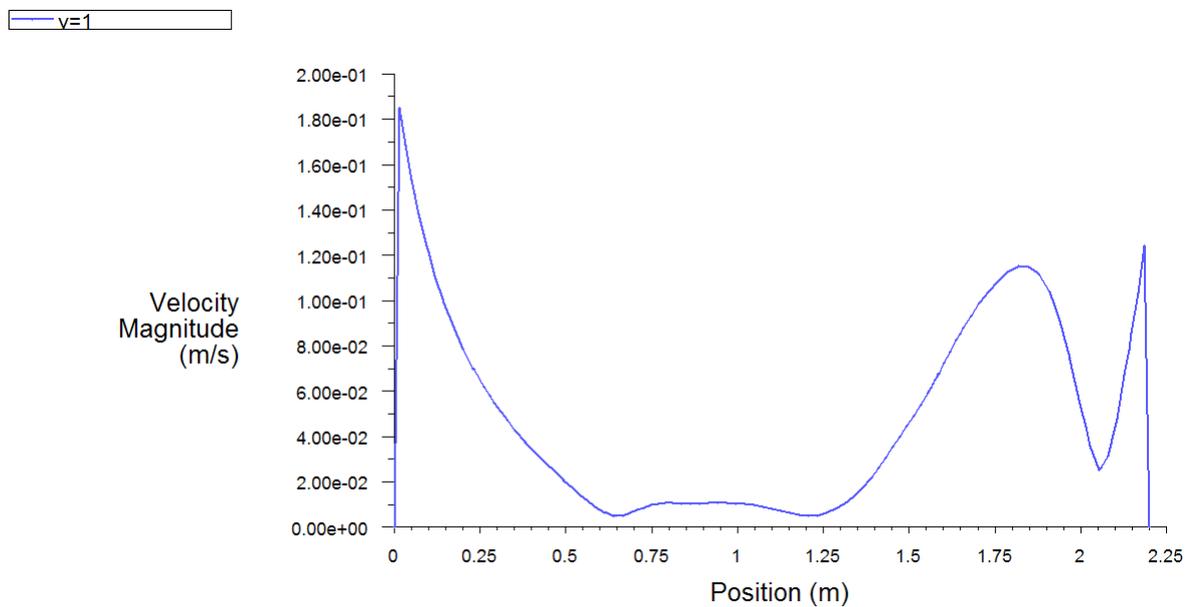


Figure 3.114: Profil horizontal de la vitesse à $y=1$.

- Le profile horizontal de la vitesse qui donné dans la figure (3.114) est dû à la recirculation d'air dû à la présence de végétation. Comme on vérifié que dans la zone de végétation, la vitesse est faible augmente légèrement; elle continue à augmenter ensuite elle diminue dans la région de recirculation d'air (un pic) (figure (3.113)).

B) Contours de la température :

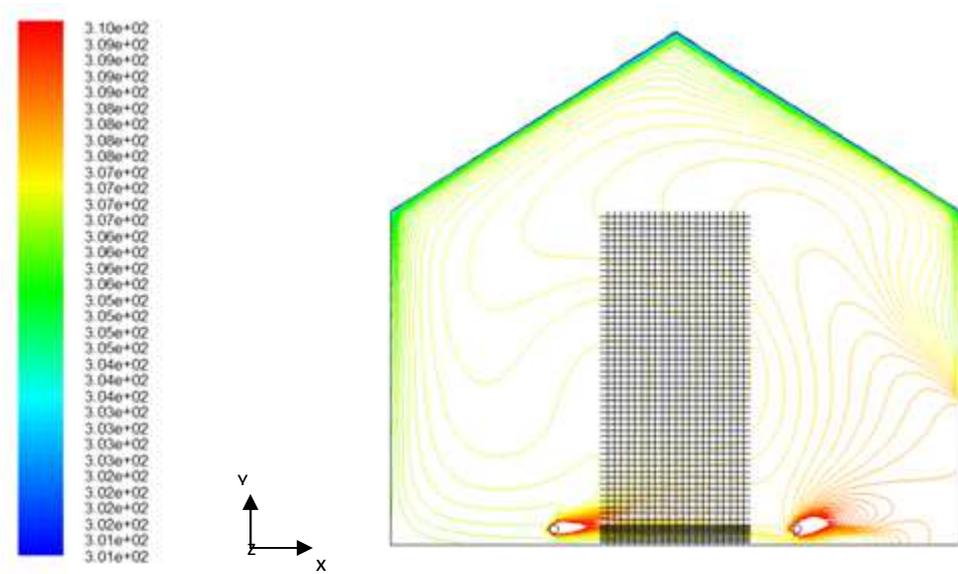


Figure 3.115 : Contours de la température.

- Après un temps de calcul approximativement d'une heure, on obtient le champ de température représenté dans la figure ci-dessus. La température maximale au voisinage des tubes tandis que la température moyenne est 307K.

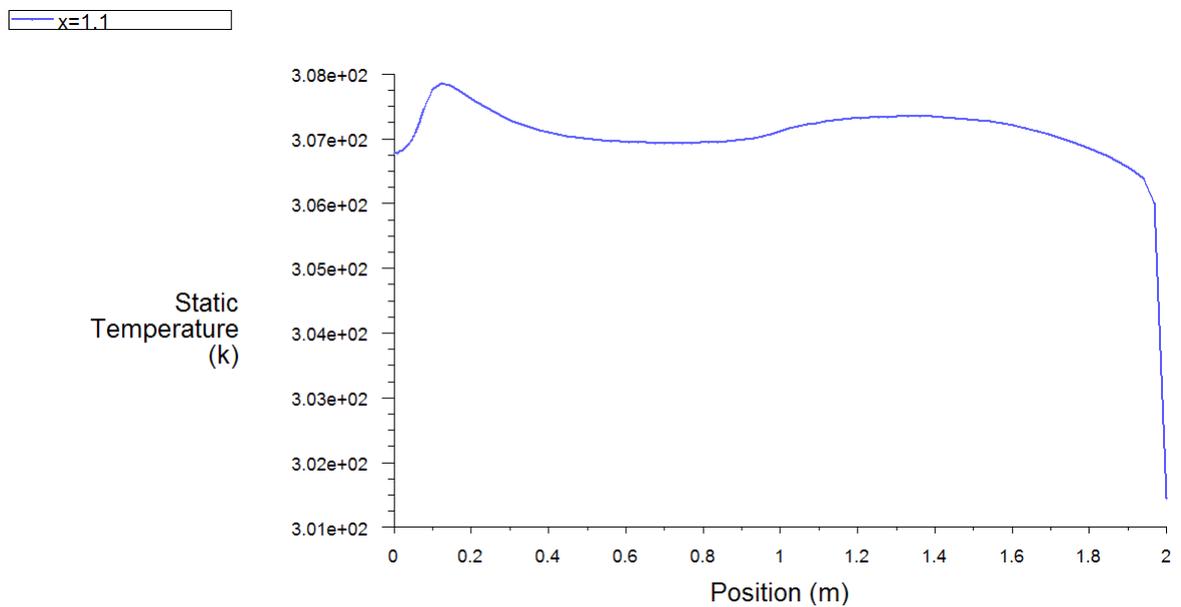


Figure 3.116: Profil vertical de la température à $x=1.1$.

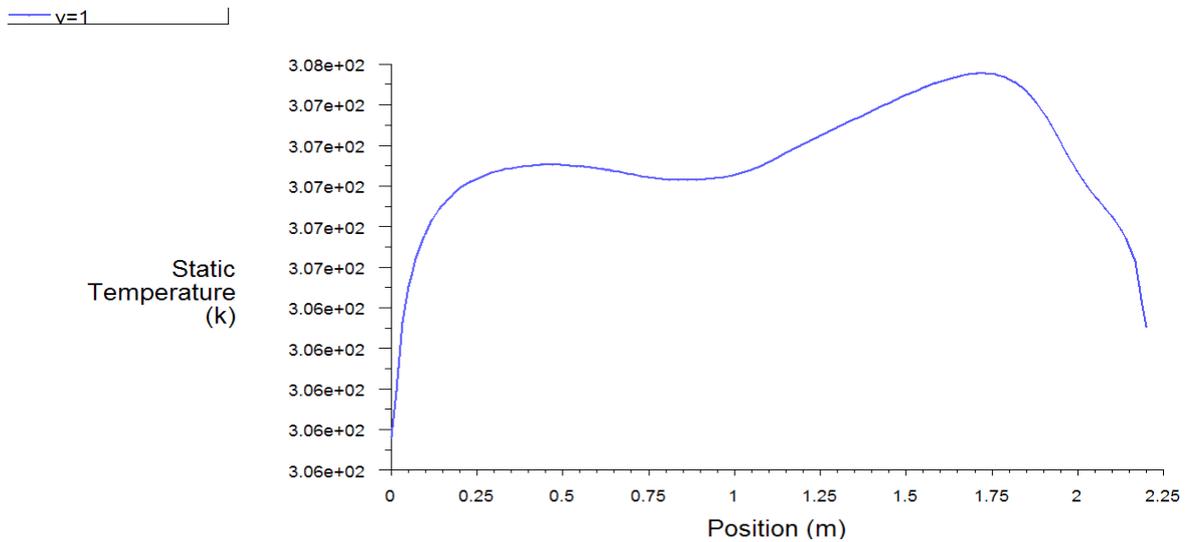


Figure 3.117: Profil horizontal de la température à $y=1$.

- Le profil horizontal de la température à mi hauteur de la serre est représenté dans la figure (3.117). On constate une légère variation de la température, ceci est dû à la recirculation de l'air. Le profil vertical de la température au centre de la serre est représenté dans la figure (3.116). La température augmente légèrement du bas en haut (régime stationnaire), ensuite elle chute pour atteindre la température fixe du toit.

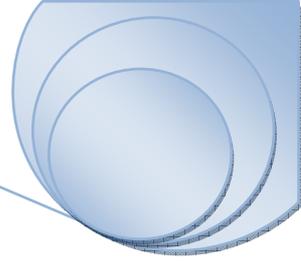
❖ **Tableau de comparaison :**

Le tableau ci-dessous résume les résultats :

	Résultats numériques		Résultats Azil, F.Z(2005)	
	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]	La vitesse moyenne [m/s]	La température moyenne [K]
La première configuration	0.07	305	0.018	302
La deuxième configuration a)	0.088	307	---	---

On constate que :

- ✓ La présence de la plante faite diminuer la vitesse de circulation d'air.
- ✓ Quand la température au niveau de toit augmente la température moyenne augmente aussi.



Conclusions et perspectives

Conclusions et perspectives

Dans ce mémoire, on a présenté une étude numérique des champs dynamique et thermique dans les serres agricoles en verre, dans le cas de la convection naturelle. En se basant sur l'approximation de Boussinesq, on a développé le modèle mathématique décrivant notre problème. Un module radiatif a été rajouté dans le modèle numérique, ce dernier résout l'équation des transferts radiatifs en couplage avec l'équation d'énergie. On a validé quelques résultats que nous avons obtenus aux résultats expérimentaux et une bonne concordance a été obtenue.

Une modélisation du problème, en 2D a été menée en utilisant le code de mécanique des fluides numérique (*Fluent*) basé sur un schéma de discrétisation en volumes finis pour discrétiser les équations gouvernantes. La turbulence, dont l'effet est loin d'être négligeable sous serre, a été modélisée à l'aide du modèle ($k-\epsilon$). Les effets dynamiques de la végétation ont été simulés à partir de l'approche milieu poreux proposée par Darcy - Forshheimer.

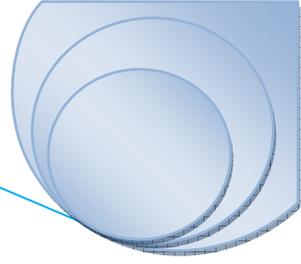
Nous avons simulé numériquement le mouvement d'air induit par un flux de chaleur imposée aux tubes dans une serre mono-chapelle fermé et aérée. La circulation d'air a été analysée en régime turbulent avec ou sans la végétation au moyen du code de calcul commercial *Fluent*. A la base des résultats numériques obtenus, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

- Les calculs peuvent converger pour un modèle stationnaire alors que l'état réel est instationnaire.
- La circulation d'air en serre fermée chauffée et vide est caractérisée par une seule cellule convective qui est semblable à celle obtenue dans le cas d'un sol uniformément chauffé.
- La température de l'air (intérieur de la serre) résulte simultanément d'un transfert convectif avec les surfaces des parois et d'un transfert radiatif entre ces surfaces (i.e. l'effet de serre).
- Pour le cas d'une serre avec un ouvrant, on trouve toujours une seule boucle convective allant à occuper le volume entier de la serre.

- Pour le cas d'une serre avec deux ouvrants supérieurs, on constate l'apparition d'une seule cellule convective et suite à la variation de la température, on a pu constater l'effet d'un ouvrant par rapport à l'autre sur le renouvellement d'air.
- La présence de la plante modifie la circulation d'air sous serre et donne naissance à des cellules convectives supplémentaires et diminue de manière significative la vitesse moyenne dans la serre.
- La vitesse est faible pour le cas d'une serre fermée que pour le cas d'une serre ouverte.
- Quand la température au niveau de toit (la condition à la limite) augmente la température moyenne augmente.

Dans le futur, il nous semble intéressant de mener des études pour concevoir mieux les phénomènes mis en jeu dans la serre agricole. Parmi ces études nous indiquons par exemple :

- Etudier le cas des serres de grande portée (multi chapelles).
- Travailler en trois dimensions.
- Etudier l'influence de l'humidité de l'air sur le climat à l'intérieur de la serre.
- Introduire les filets anti-insectes.



Annexes

Quelques définitions et concepts en rayonnement :

Les différentes notions de base concernant le phénomène de transfert de chaleur par rayonnement sont (Ould Khaoua. S.A, 2006), (Joseph. D, 2004) :

1.1. La luminance du rayonnement :

Pour intégrer l'énergie liée au rayonnement dans un bilan thermique, on introduit la notion de flux d'énergie rayonnée sous la forme d'une grandeur intensive que l'on appellera « luminance ». La luminance rayonnée en un point $p(\vec{r})$ de l'espace dans la direction \vec{s} et pour la longueur d'onde λ , notée $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}, t)$, est la densité de flux d'énergie *monochromatique* $d\phi_\lambda(\vec{r}, t)$ rayonnée à travers une surface dS orientée selon la normale \vec{n} dans un angle solide $d\Omega$ autour de cette direction \vec{s} (figure 1.1) pendant un intervalle de temps dt autour de cet instant t tel que :

$$L_\lambda(\vec{r}, \vec{s}, t) = \frac{d^3\phi_\lambda(\vec{r}, t)}{(\vec{s}, \vec{n})d\Omega dt dS} \quad (A.1)$$

Dans l'équation (A.1), la puissance d'énergie radiative est exprimée en $[W]$, la luminance en $[Wm^{-3}s^{-1}sr^{-1}]$. La direction \vec{s} est repérée par son angle θ tel que $(\vec{s}, \vec{n}) = \cos \theta$.

Comme toute forme de rayonnement électromagnétique, la vitesse de propagation du rayonnement thermique est la vitesse de la lumière c_0 . Ceci en fait un mode de transport d'énergie thermique qui atteint l'équilibre thermodynamique local beaucoup plus vite que les autres modes que l'on peut rencontrer en aération (*i.e.* conduction, convection). On suppose donc un état stationnaire du rayonnement à l'échelle des temps considérés en aération et on occulte la dépendance temporelle de la luminance en l'écrivant simplement $L_\lambda(\vec{r}, \vec{s})$ en $[Wm^{-3}sr^{-1}]$.

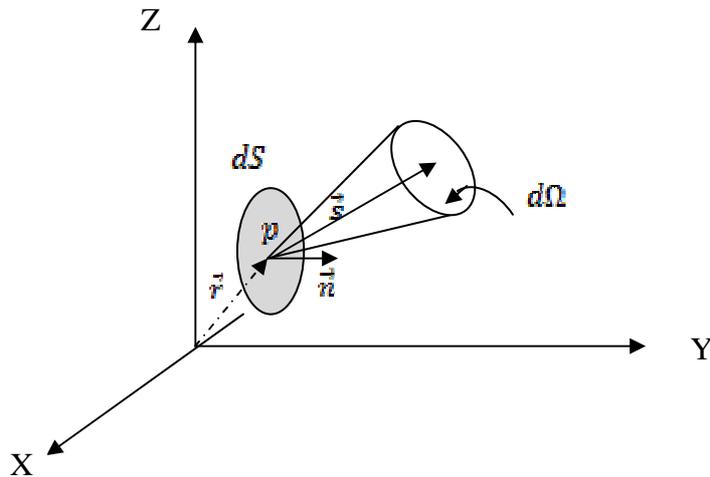


Figure 1.1. La luminance.

1.2. Luminance du corps noir :

On appelle « corps noir » un corps qui absorbe la totalité du rayonnement qui lui arrive de toutes les directions de l'espace et à toutes les fréquences, et qui, en fonction de sa température $T(\vec{r})$, émet une puissance radiative totale $L_0(\vec{r})$ (par unité de surface), dans toutes les directions et de façon isotrope :

$$L_0(\vec{r}) = \frac{\sigma T^4}{\pi} \quad (\text{A.2})$$

Où $\sigma = 5.672 \times 10^{-8} \text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ est la constante de Stefan-Boltzmann ;

On obtient cette quantité d'énergie radiative totale $L_0(\vec{r})$ en intégrant l'équation de la luminance noire monochromatique sur l'espace des fréquences (ou nombres d'onde) ;

$$L_0(\vec{r}) = \int_0^{\infty} L_{\lambda,0}(\vec{r}) d\lambda \quad (\text{A.3})$$

Cette quantité d'énergie radiative totale se répartit fréquemment selon la loi de Planck. En 1900, Planck donne la loi qui relie la luminance monochromatique du corps noir ; à la longueur d'onde λ , [μm] et à sa température absolue T , [K] de la façon suivante :

$$L_{\lambda,0}(\vec{r}) = \frac{2hc^2}{\lambda^5 \left[\exp\left(\frac{hc}{k_B \lambda T(\vec{r})}\right) - 1 \right]} \quad (\text{A.4})$$

Avec :

- L_{λ_0} : la luminance monochromatique du corps noir, [$Wm^{-2} \mu m^{-1} sr^{-1}$] ;
- $h = 6.626 \cdot 10^{-34} J s^{-1}$: la constante de Planck ;
- c : la vitesse des ondes électromagnétiques dans le milieu où se propage le rayonnement, $c = c_0/n$ avec n , l'indice de réfraction du milieu et $c_0 = 2.998 \cdot 10^8 m s^{-1}$, la vitesse de la lumière.
- $K_B = 1.3805 \cdot 10^{-23} J K^{-1}$: la constante de Boltzmann ;
- On note que la fréquence d'une onde et la longueur d'onde associée sont liées par la relation suivante :

$$v \cdot \lambda = c = c_0/n \quad (A.5)$$

Où v est la fréquence exprimée en [s^{-1}].

1.3. Absorption et Emission :

Nous considérons un milieu semi-transparent, c'est-à-dire un milieu susceptible d'émettre, d'absorber et de diffuser un rayonnement électromagnétique. Il est caractérisé par sa capacité à absorber une certaine quantité d'énergie $dL_{\lambda,\alpha}$ provenant d'une luminance $L_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s})$ sur un trajet dS en établissant que :

$$dL_{\lambda,\alpha}(\vec{r}, \vec{s}) = -k_{\lambda,\alpha} L_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}) ds \quad (A.6)$$

Puisque le terme $dL_{\lambda,\alpha}$ correspond à une diminution de la luminance incidente (perte par absorption), il est retranscrit avec un signe «-». $k_{\lambda,\alpha}$ est appelé coefficient d'absorption du milieu à la longueur d'onde λ , exprimé en [m^{-1}].

Une épaisseur dS de ce milieu aura la capacité d'émettre une certaine quantité d'énergie $dL_{\lambda,e}$ (figure 1.2) telle que :

$$dL_{\lambda,e}(\vec{r}, \vec{s}) = k_{\lambda,e} L_{\lambda_0}(\vec{r}, \vec{s}) ds \quad (A.7)$$

Ce terme correspond à un gain pour la luminance à la traversée d'un élément d'épaisseur ds , d'où le signe «+». $k_{\lambda,e}$ est appelé coefficient d'absorption du milieu à la longueur d'onde λ , exprimée en [m^{-1}].

A l'équilibre Thermodynamique Local, tout milieu est capable d'absorber et d'émettre dans les mêmes proportions (loi de Kirchoff). On considère donc que :

$$k_{\lambda,\alpha} = k_{\lambda,\varepsilon} = k_{\lambda} \quad (\text{A.8})$$

Cette notation k_{λ} est alors utilisée pour caractériser les deux phénomènes et est aussi appelé « coefficient d'absorption monochromatique ».

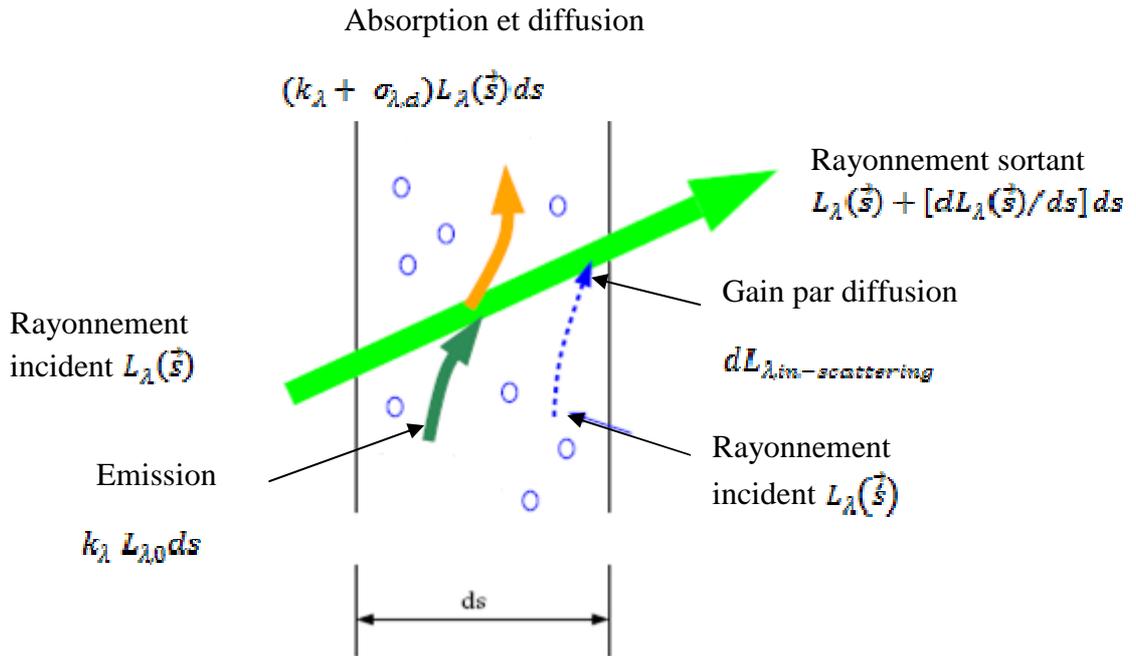


Figure 1.2. Différentes contributions du phénomène radiatif local.

1.4. Diffusion :

Le troisième phénomène caractéristique du rayonnement thermique est le phénomène de diffusion des photons (représentant la luminance dans une approche corpusculaire). Elle se traduit par la déviation de la trajectoire de ceux-ci, à la suite de chocs, à la traversée d'une épaisseur ds d'un milieu semi-transparent « diffusant ». Ceci se traduit par une variation $dL_{\lambda,d}(\vec{r}, \vec{s})$ de la luminance se propageant selon la direction \vec{s} . On peut discerner deux types de variations liées au phénomène de diffusion : le gain de la luminance par diffusion entrante ou « in-scattering » et la perte par diffusion sortante ou « out-scattering ». On notera $dL_{\lambda,out-scattering}$ la diffusion sortante (perte par diffusion) représentant une perte de luminance proportionnelle à la luminance à

l'entrée d'une épaisseur de milieu ds , sans aucune discrétisation pour les directions dans lesquelles le rayonnement est diffusé :

$$dL_{\lambda, \text{out-scattering}}(\vec{r}, \vec{s}) = -\sigma_{\lambda, d} L_{\lambda}(\vec{r}, \vec{s}) ds \quad (\text{A.9})$$

$\sigma_{\lambda, d}$ est appelé coefficient de diffusion du milieu à la longueur d'onde λ , exprimé en $[m^{-1}]$.

On notera $dL_{\lambda, \text{in-scattering}}$ la diffusion entrante (renforcement par diffusion) représentant un gain de luminance, en intégrant les contributions de toutes les luminances provenant des directions \vec{s} qui sont déviées dans la direction \vec{s} , soit :

$$dL_{\lambda, \text{in-scattering}}(\vec{r}, \vec{s}) = +\sigma_{\lambda, d} \left[\frac{1}{4\pi} \int_0^{\infty} \int_0^{4\pi} \Phi(\vec{s}, \vec{s}, \lambda, \lambda) L_{\lambda}(\vec{s}) d\Omega d\lambda \right] ds \quad (\text{A.10})$$

Où $d\Omega$ définit un élément d'angle solide d'où peut provenir la luminance obtenue par diffusion entrante et $\Phi(\vec{s}, \vec{s}, \lambda, \lambda)$ représente la fonction de phase de diffusion.

Cette fonction de phase de diffusion représente la densité de probabilité qu'un rayonnement provenant d'une direction \vec{s} avec une longueur d'onde λ soit dévié dans la direction \vec{s} à la longueur d'onde λ . La plupart des chocs rencontrés en diffusion étant élastiques (la fréquence des photons ne varie pas au cours du choc et par conséquent la longueur d'onde associée), le terme $\Phi(\vec{s}, \vec{s}, \lambda, \lambda)$ devient simplement $\Phi_{\lambda}(\vec{s}, \vec{s})$.

$$dL_{\lambda, \text{in-scattering}}(\vec{r}, \vec{s}) = +\sigma_{\lambda, d} \left[\frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} \Phi_{\lambda}(\vec{s}, \vec{s}) L_{\lambda}(\vec{s}) d\Omega \right] ds \quad (\text{A.11})$$

La fonction de phase étant une densité de probabilité qu'un rayon provenant d'une direction \vec{s} soit dévié dans la direction \vec{s} , elle obéit à la relation de normalisation suivante :

$$\frac{1}{4\pi} \int_0^{4\pi} \Phi_{\lambda}(\vec{s}, \vec{s}) d\Omega = 1 \quad (\text{A.12})$$

La variation globale de la luminance liée au phénomène de diffusion s'écrit :

$$dL_{\lambda, d}(\vec{r}, \vec{s}) = dL_{\lambda, \text{in-scattering}}(\vec{r}, \vec{s}) + dL_{\lambda, \text{out-scattering}}(\vec{r}, \vec{s}) \quad (\text{A.13})$$

1.5. Paramètre caractérisant les propriétés des surfaces

« Emissivité, Absorptivité, Réflectivité » :

En rayonnement, les conditions aux limites d'un problème sont toujours représentées par un élément de surface ds d'une paroi solide localement plane à la température T_w , opaque et participant aux transferts radiatifs.

L'émissivité \mathcal{E}_λ - ou le coefficient d'émission *monochromatique* - est le rapport entre la quantité d'énergie émise par un élément de surface de manière intrinsèque (ou émittance) et la luminance noire émise dans ces mêmes conditions. Ce coefficient peut prendre une valeur comprise entre 0 et 1. Lorsque l'émissivité est maximale et égale à 1, la surface est dite noire. Si \mathcal{E}_λ est nul, la surface se compose comme un miroir parfait. Pour toute autre valeur de \mathcal{E}_λ , on parlera d'une surface grise.

Lorsqu'un flux radiatifs dQ_i arrive sur un élément de surface *opaque*, une partie dQ_a est absorbée, l'autre partie dQ_r est réfléchie (figure 1.3). On définit ainsi l'absorptivité ou le coefficient d'absorption *monochromatique* α_λ par le rapport dQ_a / dQ_i .

De même pour caractériser le rayonnement réfléchi on définit la réflectivité ou le coefficient de réflexion *monochromatique* ρ_λ par le rapport dQ_r / dQ_i .

Nous distinguons deux types de réflexion :

1. Les surfaces rugueuses, parfaitement dépolies, ont une réflexion diffuse (figure 1.3, a) : la partie réfléchie est fonction de flux radiatif incident total provenant de toutes les directions $\vec{\xi}$ du semi-espace (au dessus de la surface) orienté selon la normale \vec{n} .
2. Les surfaces parfaitement lisses ont une réflexion spéculaire (figure 1.3, b) : le flux radiatif incident dQ_i à la surface provenant de la direction $\vec{\xi}$, et le flux radiatif réfléchi dQ_r dans la direction $\vec{\xi}$ se trouvent dans un même plan et l'angle d'incidence est égal à celui de réflexion ($\theta = \theta$).

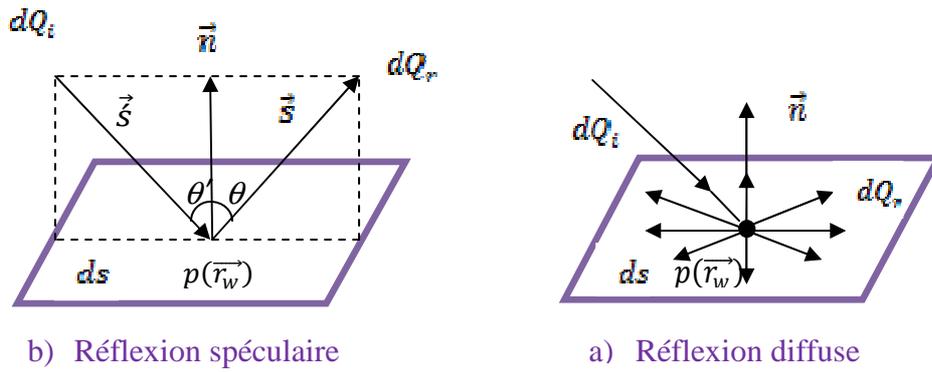


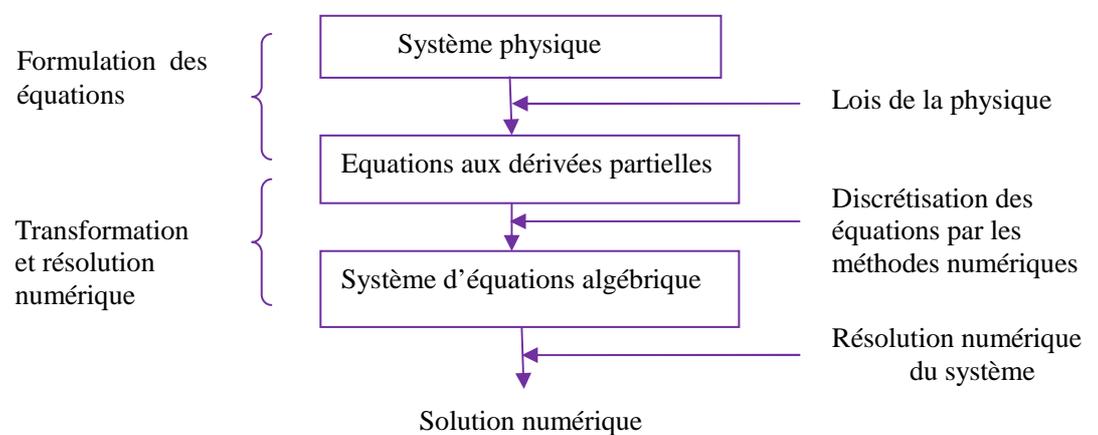
Figure 1.3. Schématisation des deux types extrêmes de réflexion pouvant avoir lieu sur une surface.

Pour les surfaces (non métalliques) à émission et réflexion diffuse isotrope : les grandeurs directionnelles et hémisphériques se confondent. Si de plus ces surfaces sont grises, elles cumulent les deux propriétés et sont caractérisées par un seul paramètre $\mathcal{E} = \alpha$ pour l'émission et pour l'absorption. La réflexion s'écrira dans ce cas :

$$\rho = 1 - \varepsilon \quad (\text{A.14})$$

Modélisation numérique

Le comportement d'un système physique est généralement représenté par un système d'équations aux dérivées partielles, associés à des conditions aux limites sur le domaine considéré. Comme, il n'est pas toujours possible de trouver les solutions analytiques dans la plupart de ces problèmes physiques. Le système est remplacé par un système discret équivalent décrit par des équations algébriques quand on peut résoudre par les méthodes numériques, on suit les démarches décrites dans l'organigramme suivant :



Il existe plusieurs méthodes numériques de discrétisation des équations différentielles aux dérivées partielles, à savoir:

- La méthode des éléments finis ;
- La méthode des différences finies ;
- La méthode des volumes finis.

La procédure numérique retenue pour la résolution du système d'équations gouvernantes de notre configuration est basée sur la méthode des volumes finis. Cette dernière utilise une formulation des équations en variables primitives (pression-vitesse), où le couplage vitesse-pression est calculé selon l'algorithme SIMPLER développé par Spalding et Patankar. Elle est à l'origine de la majorité des codes de calculs (Fluent, CFD,...).

La méthode des volumes finis qui se distingue par sa fiabilité quand aux résultats, son adaptation au problème physique, sa garantie pour la conservation de masse, de quantité de mouvement et de tout scalaire transportable sur chaque volume de contrôle et dans tout le domaine de calcul.

1.1. Principe de la méthode des volumes finis :

Dans la simulation par la méthode des volumes finis, le domaine de calcul est divisé en un nombre fini de sous-domaines élémentaires, appelés volumes de contrôle. La méthode des volumes finis consiste à intégrer les équations aux dérivées partielles, décrites au deuxième chapitre, sur chaque volume de contrôle. Chacun de ces derniers (volumes de contrôle) contenant un nœud dit: "nœud principal", comme indiqué dans la figure ci-dessous. Pour un nœud principal P, les points E et W (E = Est, W = Ouest) sont des voisins dans la direction X, tandis que N et S (N = Nord, S = Sud) sont ceux dans la direction Y. Le volume de contrôle entourant P est montré par les lignes discontinues. Les faces du volume de contrôle sont localisées aux points e et w dans la direction X, n et s dans la direction Y.

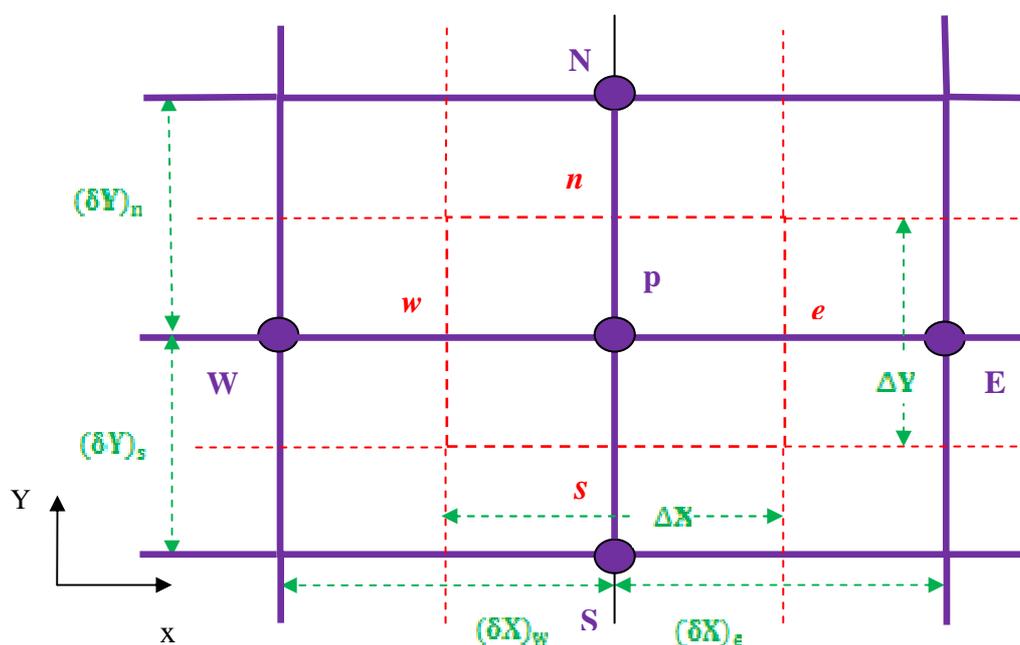


Figure 1.1: Volume de contrôle pour un milieu bidimensionnel.

1.2. Maillage :

Le maillage est la subdivision du domaine d'étude en grilles longitudinales et transversales dont l'intersection représente un nœud.

La discrétisation du domaine est obtenue par un maillage constitué d'un réseau de points (nœuds). Ainsi un élément de volume (volume de contrôle) est défini autour de chaque nœud.

Les grandeurs scalaires pression, température, énergie cinétique et taux de dissipation sont stockées dans le nœud P du maillage, tandis que les grandeurs vectorielles (U et V) sont stockées aux milieux des segments reliant les nœuds. L'équation générale du transport est

intégrée sur le volume de contrôle associé aux variables scalaires et les équations de quantité de mouvement sont intégrées sur le volume de contrôle associé aux composantes de vitesse.

Le volume de contrôle de la composante longitudinale U est décalé suivant la direction x par rapport au volume de contrôle principale, celui de la composante transversale V est décalé suivant la direction de y. Ce type de maillage dit “maillage décalé” permet une bonne approximation des flux convectifs et une meilleure évaluation des gradients de pression ainsi qu’une stabilisation numérique de la solution.

La construction des volumes de contrôle et le maillage décalé sont montrés dans le schéma suivant :

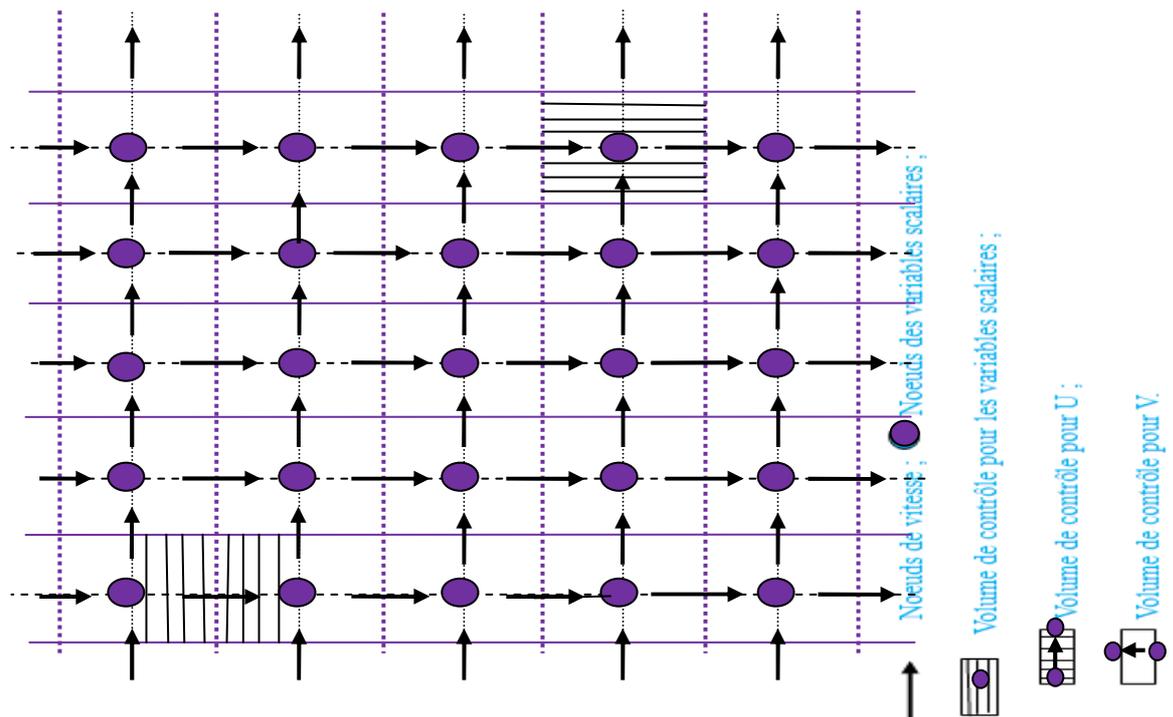


Figure 1.2: Schéma représentant le maillage décalé.

1.3. La discrétisation :

Les équations de conservation présentées au deuxième chapitre peuvent être écrites sous une forme commune. Cette formulation permet de ne pas réitérer le travail de discrétisation pour chaque équation. Si on note ϕ la variable étudiée, chacune des équations peut être réduite à une seule équation générale, en coordonnées cartésiennes selon la forme :

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_I + \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j \phi)}_{II} = \underbrace{\sum_{j=1} \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial x_j} \right)}_S + \underbrace{S_\phi}_S \tag{1.1}$$

Avec:

I: terme transitoire; II: terme de convection ;
III: terme de diffusion; S: terme source.

Nous venons de voir que, pour chaque variable ϕ , l'équation de transport s'écrit dans le cas instationnaire, bidimensionnel :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u\phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v\phi) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma \frac{\partial\phi}{\partial y}\right) + S_\phi \quad (1.2)$$

Où : ϕ est la propriété transportée, Γ indique le coefficient de diffusion et S_ϕ le terme source.

Tous ces termes sont listés dans le tableau (2.1) au chapitre deux. Seule cette équation (1.2) est discrétisée et le système d'équations aux dérivées partielles est résolu pour chaque valeur successive de ϕ . Le système prend alors la forme d'une équation très condensée.

L'équation (1.2) peut être écrite sous la forme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(J_x) + \frac{\partial}{\partial y}(J_y) = S_\phi \quad (1.3)$$

Avec :

$$\begin{cases} J_x = \rho u\phi - \Gamma \frac{\partial\phi}{\partial x} \\ J_y = \rho v\phi - \Gamma \frac{\partial\phi}{\partial y} \end{cases} \quad (1.4)$$

J_x et J_y sont les flux totaux (convection et diffusion) par unité de surface dans les directions x et y.

La discrétisation consiste à transformer l'équation différentielle de transport en un système d'équations algébriques. L'équation (1.3) est d'abord intégrée sur le volume de contrôle et entre deux temps successifs t et $t + \Delta t$:

$$\underbrace{\int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_w^e \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dx dy dt}_{\text{I}} + \underbrace{\int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_w^e \left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} \right) dx dy dt}_{\text{II}} = \underbrace{\int_t^{t+\Delta t} \int_s^e \int_w^e S_\phi dx dy dt}_{\text{III}} \quad (1.5)$$

Pour pouvoir approximer l'équation sous forme algébrique, on considère les hypothèses suivantes:

- La variable généralisée varie linéairement entre les nœuds principaux dans les deux directions;
- Les termes convectifs et diffusifs sont uniformes à travers les faces correspondantes;
- Le terme source est uniforme sur le volume de contrôle.

1. Intégration du flux total :

L'intégration du terme convectif et diffusif (terme (II) de l'équation (1.5)) entre t et $t + \Delta t$ pour tout le volume de contrôle est:

$$\begin{aligned} \text{II} &= \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e \left(\frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} \right) dx dy dt \\ \text{II} &= \int_t^{t+\Delta t} \left[\int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial x} (J_x) dx dy + \int_s^n \int_w^e \frac{\partial}{\partial y} (J_y) dx dy \right] dt \\ \text{II} &= \left[\left((J_x)_e - (J_x)_w \right) \int_s^n dy + \left((J_y)_n - (J_y)_s \right) \int_w^e dx \right] \Delta t \\ \text{II} &= \left[\left((J_x)_e - (J_x)_w \right) \int_s^n dy + \left((J_y)_n - (J_y)_s \right) \int_w^e dx \right] \Delta t \end{aligned}$$

Si on pose :

$$\begin{aligned} J_e &= (J_x)_e \Delta y & J_n &= (J_y)_n \Delta x \\ J_w &= (J_x)_w \Delta y & J_s &= (J_y)_s \Delta x \end{aligned}$$

Donc l'expression de terme II devient:

$$\text{II} = (J_e - J_w + J_n - J_s) \Delta t \quad (1.6)$$

2. Intégration du terme source :

L'intégration du terme source (terme (III) de l'équation (1.5)) entre t et $t + \Delta t$ pour tout le volume de contrôle est :

$$\text{III} = \int_t^{t+\Delta t} \int_s^n \int_w^e S_\phi dx dy dt = \int_t^{t+\Delta t} S_\phi \int_s^n \int_w^e dx dy dt = \overline{S_\phi} \Delta V \Delta t \quad (1.7)$$

Où : $\overline{S_\phi}$ est la valeur moyenne du terme source sur ce volume, ΔV est le volume du volume de contrôle.

Suite à la résolution des équations algébriques adoptées, le terme source sera linéaire de façon à forcer la convergence, de sorte que :

$$\overline{S_\phi} = S_c + S_p \phi_p \quad (1.8)$$

Où : S_c : est la partie constante qui ne dépend pas explicitement de ϕ_p , S_p étant la pente de ϕ_p .

Il est nécessaire que le coefficient (S_p) soit inférieur à zéro pour que la solution soit numériquement stable et que la convergence soit plus rapide (Patankar. S, 1980).

1.3.1. Discrétisation temporelle :

Dans l'équation (1.5) le terme de dérivée temporelle (I) est intégré entre l'instant t et $t + \Delta t$, pour tout le volume de contrôle:

$$I = \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dt \int_s^e \int_w^e dx dy = \int_t^{t+\Delta t} \frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} dt \Delta V = (\rho_p^1 \phi_p^1 - \rho_p^0 \phi_p^0) \Delta V \quad (1.9)$$

Les exposants 0 et 1 indiquent les temps t et $t + \Delta t$.

Plusieurs hypothèses sont possibles pour définir comment varie ϕ_i ($i = E, W, N, S, P$) entre l'instant t et $t + \Delta t$. Elles sont généralisées comme suit :

$$\int_t^{t+\Delta t} \phi_i dt = (f \phi_i^1 - (1-f) \phi_i^0) \Delta t \quad (1.10)$$

Où :

f : est un facteur de pondération compris entre 0 et 1. Où : $f = 0$ pour le schéma explicite, $f = 1$ pour le schéma implicite et $f = 0.5$ pour le schéma de Cranck-Nicolson (Patankar. S, 1980).

Dans notre discrétisation, on a choisi le schéma implicite pour $f=1$ qui présente plusieurs avantages, à savoir: son utilisation pour n'importe quel pas des temps, il permet de mieux refléter la réalité physique, et il permet également de simplifier la discrétisation de l'équation de transport.

1.3.2. Discrétisation spatiale :

Discrétiser une équation différentielle aux dérivées partielles revient à remplacer l'information continue exacte, contenue dans cette équation par une information discrète

contenue dans une équation algébrique.

L'approximation de la variable généralisée ϕ aux interfaces du volume de contrôle se fera donc avec le choix du schéma de discrétisation approprié. Le rôle du schéma intervient pour expliquer comment évaluer les flux de diffusion et de convection sur les faces du volume de contrôle après intégration.

La forme stationnaire de l'équation (1.5) est :

$$(J_e - J_w + J_n - J_s) = (S_c + S_p \phi_p) \Delta x \Delta y \quad (1.11)$$

Où $J_i (i = e, w, n, s)$ est le flux total évalué sur chaque face du volume de contrôle.

Ce flux est composé de deux parties: flux convectif et diffusif.

Par exemple:

$$J_e = (\rho u \phi - \Gamma \left(\frac{\partial \phi}{\partial x} \right)_e) \quad (1.12)$$

On peut utiliser les schémas suivants:

a) Schéma aux différences centrées (CDS) :

Pour évaluer le flux convectif à l'interface, la variation de la variable ϕ entre deux nœuds adjacents doit être exprimée par un profil linéaire. On suppose que les faces (e, w, n, s) trouvent au milieu des nœuds (E, W, N, S) respectivement, les termes convectifs des variables généralisées ϕ se présentent par une interpolation comme suit:

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_e = \frac{1}{2}(\phi_E - \phi_P) \\ \phi_w = \frac{1}{2}(\phi_P - \phi_W) \\ \phi_n = \frac{1}{2}(\phi_N - \phi_P) \\ \phi_s = \frac{1}{2}(\phi_P - \phi_S) \end{array} \right. \quad (1.13)$$

Les parties diffusives sont évaluées en approximant les dérivées par les différences, ce qui donne :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Gamma_e \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_e = \Gamma_e \frac{\phi_E - \phi_P}{(\partial x)_e} \\ \Gamma_w \frac{\partial \phi}{\partial x} \Big|_w = \Gamma_w \frac{\phi_P - \phi_W}{(\partial x)_w} \\ \Gamma_n \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_n = \Gamma_n \frac{\phi_N - \phi_P}{(\partial y)_n} \\ \Gamma_s \frac{\partial \phi}{\partial y} \Big|_s = \Gamma_s \frac{\phi_P - \phi_S}{(\partial y)_s} \end{array} \right. \quad (1.14)$$

Remplaçons les formules (1.13) et (1.14) dans l'équation (1.11), on obtient:

$$\begin{aligned} a_P \phi_P &= a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \\ a_P &= a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta V; \end{aligned} \quad (1.15)$$

Où :

$$\begin{cases} a_E = D_e - \frac{C_e}{2} \\ a_W = D_w + \frac{C_w}{2} \\ a_N = D_n - \frac{C_n}{2} \\ a_S = D_s + \frac{C_s}{2} \end{cases} \quad (1.16)$$

$b = S_c \Delta V$, $D_i = \frac{\Gamma}{\Delta x_i}$ est la conductance de la diffusion toujours positif et $C_i = (\rho u_i)$ la force

de convection peut être, positive ou négative, selon le sens de l'écoulement.

Les coefficients de discrétisation a_i (i=S, N, W, E) rassemblant les flux convectifs et diffusifs. Les coefficients a_i doivent avoir le même signe positif (la deuxième règle de base pour la méthode des volumes finis), mais la relation (1.16), peut créer des coefficients négatifs.

Les coefficients de l'équation (1.16) écrits en terme du nombre de Peclet (P_e) sont donnés par :

$$\begin{cases} a_E = D_e \left(1 - \frac{P_{ee}}{2}\right) \\ a_W = D_w \left(1 + \frac{P_{ew}}{2}\right) \\ a_N = D_n \left(1 - \frac{P_{en}}{2}\right) \\ a_S = D_s \left(1 + \frac{P_{es}}{2}\right) \end{cases} \quad (1.17)$$

Avec :

$$P_{ei} = \frac{C_i}{D_i} = \frac{(\rho u_i)(\Delta x_i)}{\Gamma} \quad (1.18)$$

Pour que ces coefficients soient positifs, le nombre P_e doit être dans l'intervalle $[-2, 2]$ et $S_p \leq 0$. L'application de ce schéma n'est avantageé que si $|P_e| \leq 0$, ceci est réalisé pour des maillages fins.

b) Schéma Upwind (UPS) :

Dans ce schéma, la valeur de la variable ϕ à l'interface n'est pas interpolée. Il est appliqué pour les écoulements à dominance convective. Si on considère la figure (1.3), on voit que ce schéma assigne directement $\phi_i (i = e, w, n, s)$, par exemple:

$$\begin{cases} \phi_e = \phi_p & \text{si } C_e \geq 0 \\ \phi_e = \phi_E & \text{si } C_e \leq 0 \end{cases} \quad (1.19)$$

Les valeurs de ϕ_w, ϕ_n et ϕ_s , sont exprimées de la même façon.

Cette condition peut être exprimée par l'opérateur :

$$\|A, B\| = \max(A, B) \quad (1.20)$$

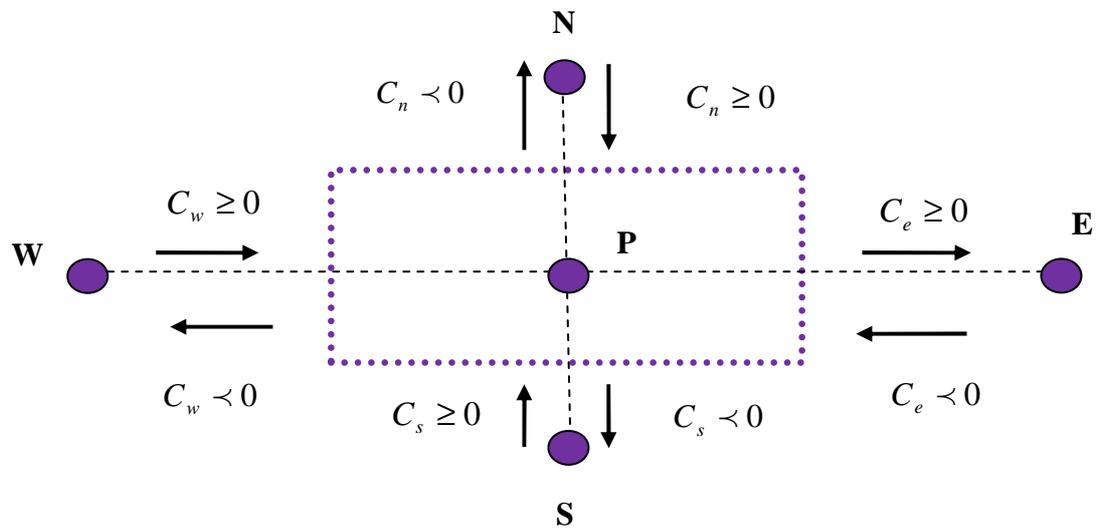


Figure 1.3: Schéma Upwind.

Le schéma Upwind s'écrit donc:

$$\begin{cases} C_e \phi_e = \phi_p \|C_e, 0\| - \phi_E \| -C_e, 0\| \\ C_w \phi_w = \phi_p \|C_w, 0\| - \phi_P \| -C_w, 0\| \\ C_n \phi_n = \phi_p \|C_n, 0\| - \phi_N \| -C_n, 0\| \\ C_s \phi_s = \phi_p \|C_s, 0\| - \phi_P \| -C_s, 0\| \end{cases} \quad (1.21)$$

En substituant les expressions (1.21) dans l'équation (1.11), l'équation de discrétisation devient:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_P \Delta V; b = S_c \Delta V$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = D_e + \|-C_e, 0\| \\ a_W = D_w + \|C_w, 0\| \\ a_N = D_n + \|-C_n, 0\| \\ a_S = D_s + \|C_s, 0\| \end{cases} \quad (1.22)$$

Tous les coefficients de discrétisation de ce schéma sont positifs, ce qui fait que ce schéma est inconditionnellement stable, il introduit une erreur nommée fausse diffusion, et de ce fait il donne une mauvaise représentation du phénomène physique réel.

c) Schéma Hybride (HDS) :

Ce schéma mis au point par Spalding (1972). Le schéma HDS est la combinaison des deux schémas (centré et Upwind).

En appliquant ce schéma, la variable généralisée aux différentes interfaces du volume de contrôle prendra la forme suivante:

$$\begin{cases} \phi_e = \alpha_e \phi_P + (1 - \alpha_e) \phi_E \\ \phi_w = \alpha_w \phi_W + (1 - \alpha_w) \phi_P \\ \phi_n = \alpha_n \phi_P + (1 - \alpha_n) \phi_N \\ \phi_s = \alpha_s \phi_S + (1 - \alpha_s) \phi_P \end{cases} \quad (1.23)$$

Où les coefficients $\alpha_i (i = e, w, n, s)$ sont définis par:

$$\alpha_i = \begin{cases} 0 & \text{si } P_e < -2 \rightarrow \text{SchémaUpwind} \\ \frac{1}{2} & \text{si } |P_e| \geq -2 \rightarrow \text{SchémaCentré} \\ 1 & \text{si } P_e > 2 \rightarrow \text{SchémaUpwind} \end{cases} \quad (1.24)$$

En substituant les valeurs prises par la variable à l'équation (1.11), on aura:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_p \Delta V; b = S_c \Delta V$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = \|-C_e, D_e - \frac{C_e}{2}, 0\| \\ a_W = \|C_w, D_w + \frac{C_w}{2}, 0\| \\ a_N = \|-C_n, D_n - \frac{C_n}{2}, 0\| \\ a_S = \|C_s, D_s + \frac{C_s}{2}, 0\| \end{cases} \quad (1.25)$$

d) Schéma à loi de puissance (PLDS) :

On remarque que pour $P_e = \pm 2$ l'erreur est maximale, aussi il n'est pas exacte de mettre la diffusion égale à zéro pour : $|P_e| > 2$.

Une bonne approximation polynomiale de la solution exacte est donnée par le schéma PLDS (Power Law Differenting Scheme) développé par Patankar (1980), qui s'écrit pour le coefficient a_E comme suit :

$$\left\{ \begin{array}{ll} a_E = -P_{ee} D_{ee} & \text{si } P_{ee} < -10 \\ a_E = ((1 + 0.1P_{ee})^5 - P_{ee}) D_e & \text{si } -10 \leq P_{ee} \leq 0 \\ a_E = (1 - 0.1P_{ee})^5 D_e & \text{si } 0 \leq P_{ee} \leq 10 \\ \frac{a_E}{D_e} = 0 & \text{si } P_{ee} > 10 \end{array} \right. \quad (1.26)$$

Appliqué à notre cas, l'équation de discrétisation de ce schéma s'écrit:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S - S_p \Delta V; b = S_c \Delta V$$

Avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} a_E = D_e \left\| 0, (1 - 0.1|P_e|)^5 \right\| + \left\| 0, -C_e \right\| \\ a_W = D_w \left\| 0, (1 - 0.1|P_w|)^5 \right\| + \left\| 0, C_w \right\| \\ a_N = D_n \left\| 0, (1 - 0.1|P_n|)^5 \right\| + \left\| 0, -C_n \right\| \\ a_S = D_s \left\| 0, (1 - 0.1|P_s|)^5 \right\| + \left\| 0, C_s \right\| \end{array} \right. \quad (1.27)$$

On peut distinguer que le nombre de Peclet est l'élément essentiel pour caractériser le comportement d'un schéma numérique. La limitation des schémas précédents se situe comme suit:

- Schéma centré: par les valeurs $|P_e| \leq 2$,
- Schéma Upwind: surestime la diffusion pour les grands nombres de Peclet,
- Schéma Hybride: son inconvénient est l'erreur maximale lorsque $P_e = 2$,
- Schéma PLDS: stable et donne une bonne approximation de la solution exacte.

Nous avons adopté le schéma en loi de puissance (PLDS) qui donne une bonne approximation polynomiale de la solution exacte, ainsi une bonne caractéristique de stabilité et de précision des autres schémas, en plus il a été largement utilisé.

1.4. Formulation généralisée du problème :

L'intégration de l'équation générale de transport (1.2) donne:

$$(\rho_P^1 \phi_P^1 - \rho_P^0 \phi_P^0) \frac{\Delta V}{\Delta t} + (j_e^1 - j_w^1 + j_n^1 - j_s^1) = (S_c + S_P \phi_P) \Delta V \quad (1.28)$$

Où :

$$j_i^1 = (\rho u_j)_i \phi_i^1 - \Gamma_i \frac{\partial \phi_i^1}{\partial x_j} ; \text{ avec } \begin{cases} \text{si } i = e, w \text{ alors } u_j = u \text{ et } x_j = x \\ \text{si } i = n, s \text{ alors } u_j = v \text{ et } x_j = y \end{cases} \quad (1.29)$$

Pour simplifier l'écriture, l'exposant 1 sera omis, on obtient :

$$(\rho_P \phi_P - \rho_P^0 \phi_P^0) \frac{\Delta V}{\Delta t} + (j_e - j_w + j_n - j_s) = (S_c + S_P \phi_P) \Delta V \quad (1.30)$$

L'intégration de l'équation de continuité entre t et $t + \Delta t$, sur le volume de contrôle donne:

$$(\rho_P - \rho_P^0) \frac{\Delta V}{\Delta t} + (C_e - C_w + C_n - C_s) = 0 \quad (1.31)$$

Où : C_i ($i = e, w, n, s$), sont les débits massiques à travers les faces du volume de contrôle.

Si on multiplie l'équation (1.31) par ϕ_P et on la retranche de l'équation (1.30), on obtient:

$$(\phi_P - \phi_P^0) \frac{\rho_P^0 \Delta V}{\Delta t} + (j_e - C_e \phi_P) - (j_w - C_w \phi_P) + (j_n - C_n \phi_P) - (j_s - C_s \phi_P) = (S_c + S_P \phi_P) \Delta V \quad (1.32)$$

On peut écrire les termes entre parenthèses de l'équation (1.32) comme suit:

$$\begin{aligned} j_e - C_e \phi_P &= a_E (\phi_P - \phi_E) & j_w - C_w \phi_P &= a_W (\phi_P - \phi_W) \\ j_n - C_n \phi_P &= a_N (\phi_P - \phi_N) & j_s - C_s \phi_P &= a_S (\phi_P - \phi_S) \end{aligned} \quad (1.33)$$

Avec :

$$\begin{cases} a_E = D_e A(|P_{ee}|) + \|-C_e, 0\| \\ a_W = D_w A(|P_{ew}|) + \|C_w, 0\| \\ a_N = D_n A(|P_{en}|) + \|-C_n, 0\| \\ a_S = D_s A(|P_{es}|) + \|C_s, 0\| \end{cases} \quad (1.34)$$

L'équation de discrétisation s'écrit sous la forme:

$$a_P \phi_P = a_E \phi_E + a_W \phi_W + a_N \phi_N + a_S \phi_S + b \quad (1.35)$$

Avec :

$$a_P^0 = \rho_P^0 \frac{\Delta V}{\Delta t};$$

$$b = S_c \Delta V + a_p^0 \phi_p^0;$$

$$a_p = a_E + a_W + a_N + a_S + a_p^0 - S_p \Delta V.$$

La fonction $A(|P_e|)$ s'écrit pour différent schéma comme suit :

Schéma aux Différences centrées	$A(P_e) = 1 - 0.5(P_e)$
Schéma Upwind	$A(P_e) = 1$
Schéma Hybride	$A(P_e) = \left\ 1, (1 - 0.5 P_e) \right\ $
Schéma au Loi de puissance	$A(P_e) = \left\ 1, (1 - 0.5 P_e)^5 \right\ $

Où :

P_e : est le nombre de Peclet qui représente le rapport local de la convection à la diffusion.

$$P_{ei} = \frac{\rho u_i (\delta x_i)}{\Gamma_i}; \quad i = (e, w, n, s)$$

1.5. Procédure de Résolution :

Le résultat de la discrétisation des équations différentielles de transport est un ensemble d'équations algébriques non linéaires. Si on divise le domaine de calcul en \mathbf{N} mailles selon x et en \mathbf{M} mailles selon y , on aura un système de $\mathbf{N} \times \mathbf{M}$ équations algébriques non linéaire pour chaque variable considérée. Rappelons que les variables, dans notre problème, sont la température T , les deux composantes de la vitesse \mathbf{u} et \mathbf{v} , l'énergie cinétique k et son taux de dissipation ε . Un problème subsiste du fait qu'il n'existe pas d'équation donnant directement le champ de pression. Il faut faire à une méthode itérative.

On utilise un algorithme de correction de pression appelé SIMPLER (Semi- Implicit Method for Pressure-Linked Equation Revised), développé par Patankar en 1980.

1.5.1. Equation algébrique de pression :

Lorsque le champ de pression est connu, le champ de vitesse est obtenu directement par la résolution des équations de quantité de mouvement. Dans le cas ou ce champ est inconnu, l'établissement d'une équation de pression est nécessaire.

Dans l'équation de mouvement, le terme ϕ représente les composantes de la vitesse U et V qui doivent satisfaire l'équation de continuité. Le but est de chercher les champs de pression correcte sur le volume de contrôle.

L'intégration de l'équation générale de transport pour U^* et V^* sur les deux volumes de contrôle spécifiques aux composantes de vitesse donne les équations suivantes :

$$\begin{aligned} a_e U_e &= \sum_i a_i U_i + b_u + A_e (P_P - P_E) \\ a_n V_n &= \sum_j a_j V_j + b_v + A_n (P_P - P_N) \end{aligned} \quad (1.36)$$

Avec b_u et b_v contient tous les termes de source de l'équation sauf ceux de pression, Le terme $A_i (P_P - P_E)$ représente les forces de pression et A_i sont les surfaces $i = (e, w, n, s)$.

L'étape de prédiction consiste à donner un champ de pression P^* pour obtenir des valeurs estimées de la vitesse U^* et V^* à partir des équations suivantes:

$$\begin{aligned} a_e U_e^* &= \sum_i a_i U_i^* + b_u + A_e (P_P^* - P_E^*) \\ a_n V_n^* &= \sum_j a_j V_j^* + b_v + A_n (P_P^* - P_N^*) \end{aligned} \quad (1.37)$$

En général, les valeurs obtenues des vitesses ne vérifient pas l'équation de continuité, c'est pourquoi on corrige la pression estimée P^* par P donnée par:

$$P = P^* + P' \quad (1.38)$$

De même pour les composantes de la vitesse:

$$\begin{aligned} U &= U^* + U' \\ V &= V^* + V' \end{aligned} \quad (1.39)$$

Où P' , U' et V' sont les corrections de la pression et des vitesses ce qui fait que :

$$U_i = U_i^* + U'_i \quad ; \text{ avec } \mathbf{i} = (\mathbf{e}, \mathbf{w}) \quad (1.40)$$

$$V_i = V_i^* + V'_i \quad ; \text{ avec } \mathbf{i} = (\mathbf{n}, \mathbf{s})$$

Si on retranche les équations des valeurs estimées de celles des valeurs corrigées, on trouve:

$$\begin{aligned} a_e U'_e &= \sum_i a_i U'_i + A_e (P'_P - P'_E) \\ a_n V'_n &= \sum_j a_j V'_j + A_n (P'_P - P'_N) \end{aligned} \quad (1.41)$$

D'autre part, et pour des raisons numériques on néglige les termes $\sum_i a_i U'_i$ et $\sum_j a_j V'_j$ par rapport aux termes de pression, alors les équations (1.41) deviennent respectivement :

$$\begin{aligned} U'_e &= de (P'_P - P'_E) \\ V'_n &= dn (P'_P - P'_N) \end{aligned} \quad (1.42)$$

Avec :

$$de = \frac{A_e}{a_e} \quad \text{et} \quad dn = \frac{A_n}{a_n}$$

Les champs des vitesses seront corrigés par les équations suivantes :

$$\begin{aligned} U_e &= U_e^* + de(P'_P - P'_E) \\ V_n &= V_n^* + dn(P'_P - P'_N) \end{aligned} \quad (1.43)$$

Maintenant pour trouver la discrétisation de P (équation de correction de pression), il suffit d'écrire l'équation de continuité comme une équation de correction de pression.

L'équation de continuité discrétisée pour un volume de contrôle s'écrit :

$$(U_e - U_w)\Delta y + (V_n - V_s)\Delta x = 0 \quad (1.44)$$

L'introduction des expressions (1.38) et (1.40) et (1.43) est injecté dans (1.44) (l'équation de continuité), nous donne:

$$a_P P'_P = a_E P'_E + a_W P'_W + a_N P'_N + a_S P'_S + b \quad (1.45)$$

Avec :

$$\begin{aligned} a_E &= de\Delta y, \quad a_W = dw\Delta y, \quad a_N = dn\Delta x, \quad a_S = ds\Delta x, \\ a_P &= a_E + a_W + a_N + a_S \quad \text{et} \quad b = (U_w^* - U_e^*)\Delta y + (V_s^* - V_n^*)\Delta x \end{aligned}$$

Les équations (1.42) peuvent être écrites sous la forme :

$$\begin{aligned} U_e &= U_e'' + de(P_P - P_E) \\ V_n &= V_n'' + dn(P_P - P_N) \end{aligned} \quad (1.46)$$

Les pseudo-vitesses U_e'' et V_n'' sont définies par les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} U_e'' &= \frac{\sum_i a_i U_i + b_u}{a_e} \\ V_n'' &= \frac{\sum_j a_j V_j + b_v}{a_n} \end{aligned} \quad (1.47)$$

L'introduction des équations (1.47) dans l'équation de continuité discrétisée (1.44), on obtient une équation de pression semblable à l'équation de correction de pression (1.45), s'écrit sous la forme :

$$a_P P_P = a_E P_E + a_W P_W + a_N P_N + a_S P_S + b \quad (1.48)$$

Avec:

$$a_E = de\Delta y \quad , \quad a_W = dw\Delta y \quad , \quad a_N = dn\Delta x \quad , \quad a_S = ds\Delta x \quad ,$$

$$a_P = a_E + a_W + a_N + a_S \quad \text{et} \quad b = \left(U_w'' - U_e'' \right) \Delta y + \left(V_s'' - V_n'' \right) \Delta x$$

Dans ce cas aucun terme n'a été négligé pour aboutir à l'équation algébrique de la pression et la pression n'est pas choisie arbitrairement.

1.5.2. Algorithme SIMPLER :

L'algorithme SIMPLER est une procédure de prédiction correction, avec laquelle il nous sera possible de tirer un champ de pression et de vitesse vérifiant à la fois les équations de quantité de mouvement et celle de continuité.

Les étapes de résolution de cet algorithme résument la résolution du problème posé dans les séquences suivantes:

1. Se donner un champ de vitesse ;
2. Calculer les coefficients pour les équations du mouvement et de là calculé les pseudo-vitesses U'' et V'' a partir des équations (1.47) en leur substitutions les valeurs des vitesses voisines;
3. Calculer les coefficients pour l'équation de pression (1.48) et la résoudre pour obtenir le champ de pression ;
4. Traiter le champ de pression P comme champ estimé P^* , résoudre les équations de mouvement pour obtenir les vitesses U^* et V^* ;
5. Calculer les sources de masse b de l'équation de correction de pression (1.45) et puis la résoudre pour obtenir les corrections de pression P' ;
6. Corriger le champ de vitesse en utilisant les équations (1.43), mais ne pas corriger le champ de pression ;
7. Résoudre les équations discrétisées de k et ε .
8. Retourner à l'étape 2 et répéter jusqu'à convergence des différentes grandeurs calculées.

1.5.3. Détails de calcul :

a) Sous-relaxation :

Dans le cas des problèmes non linéaires, il est souvent utile d'accélérer ou de freiner le procédé itératif. La sous relaxation est fréquemment utilisé pour éviter une divergence quand

les équations sont fortement non linéaires. L'équation algébrique s'écrit :

$$a_p \phi_p = \sum a_{nb} \phi_{nb} + b \quad (1.49)$$

Où :

$$\phi_p = \phi_p^* + \left(\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right) \quad (1.50)$$

Avec : ϕ_p^* est la valeur ϕ_p de l'itération précédente.

Un facteur de sous-relaxation α ($0 < \alpha < 1$) peut être alors introduit pour atténuer ou amplifier la variation de ϕ_p comme suit :

$$\phi_p = \phi_p^* + \alpha \left(\frac{\sum a_{nb} \phi_{nb} + b}{a_p} - \phi_p^* \right) \quad (1.51)$$

b) Résolution du système algébrique linéaire (Algorithme TDMA) :

Considérons la notation indicielle, utilisée en raison de faciliter la programmation des étapes de calcul. La forme de l'équation de discrétisation de l'équation générale de transport sous la nouvelle notation est:

$$(A_{i,j} - S_{Pi,j}) \phi_{i,j} - A_{i,j-1} \phi_{i,j-1} - A_{i,j+1} \phi_{i,j+1} = A_{i+1,j} \phi_{i+1,j} + A_{i-1,j} \phi_{i-1,j} + S_c \quad (1.52)$$

tel que : $1 \leq i \leq N$ et $1 \leq j \leq M$

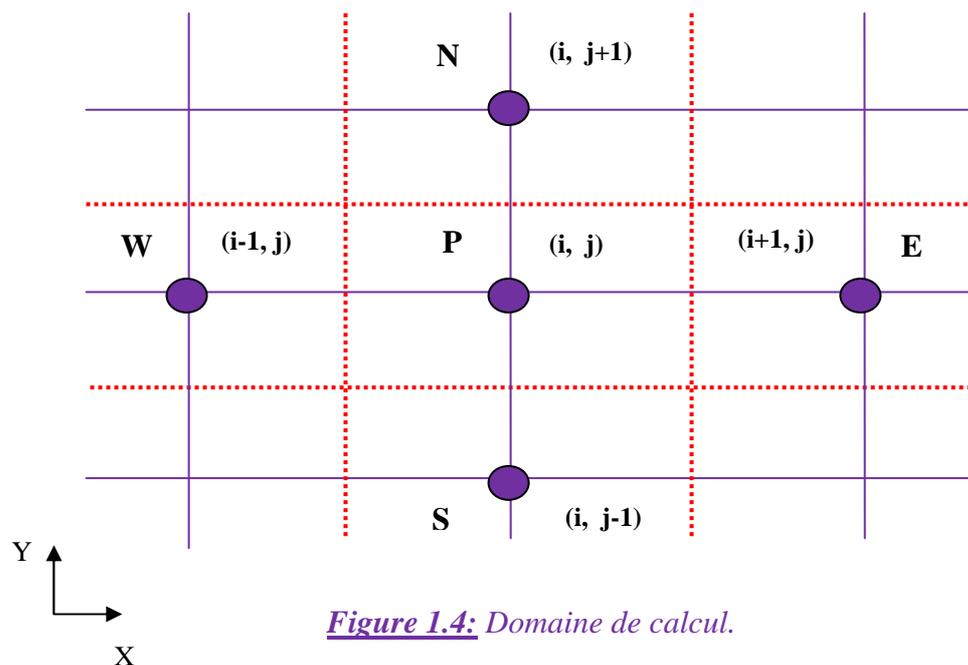


Figure 1.4: Domaine de calcul.

Les coefficients de l'équation précédente sont fonction des variables de transport ϕ , une méthode de résolution itérative doit être utilisée à cause de la non-linéarité. Le système (1.52) est écrit sous la forme matricielle suivante:

$$[A][\phi] = [S] \quad (1.53)$$

Où : $[A]$ est une matrice et $[\phi]$ est le vecteur des inconnues $\phi(i, j)$.

La technique de balayage permet de transformer le système (1.53), en un système tri-diagonal qui peut être résolu par l'algorithme de Thomas TDMA (Tri Diagonal Matrix Algorithm).

Considérons le balayage Ouest-Est :

On attribut à la variable ϕ pour les lignes $(i-1)$ et $(j+1)$, ses valeurs obtenues lors de l'itération précédente, on aboutit au système suivant :

$$d_j \phi_j = c_j + b_j \phi_{j-1} + a_j \phi_{j+1} \quad (1.54)$$

Les coefficients de cette équation sont exprimés comme suit:

$$\begin{aligned} a_j &= A_{i,j+1} \\ b_j &= A_{i,j-1} \\ c_j &= A_{i+1,j} \phi_{i+1,j} + A_{i-1,j} \phi_{i-1,j} + S_c \\ d_j &= A_{i,j} - S_{Pi,j} \end{aligned} \quad (1.55)$$

Cette technique de balayage permet une convergence plus rapide. Le choix de la direction de balayage exigé par les conditions aux limites. Dans notre problème on utilise deux balayages successifs suivant l'axe OX et un balayage suivant l'axe OY afin de transmettre toutes les informations à l'intérieur du domaine.

La méthode TDMA est utilisée après chaque balayage pour résoudre les systèmes d'équations correspondantes. Dans l'équation (1.54), ϕ_j est fonction de ϕ_{j+1} et ϕ_{j-1} , or une équation correspondante au nœud (i, j) peut être écrite de la manière suivante:

$$\phi_j = P_j \phi_{j+1} + Q_j \quad (1.56)$$

Une équation correspondante au nœud $(i, j-1)$ est de la forme:

$$\phi_{j-1} = P_{j-1} \phi_j + Q_{j-1} \quad (1.57)$$

En introduisant l'expression précédente dans l'expression (1.54), nous aurons:

$$\phi_j = \frac{a_j}{d_j - b_j P_{j-1}} \phi_{j+1} + \frac{c_j + b_j Q_{j-1}}{d_j - b_j Q_{j-1}} \quad (1.58)$$

De telle façon que:

$$P_j = \frac{a_j}{d_j - b_j P_{j-1}} \quad \text{et} \quad Q_j = \frac{c_j + b_j Q_{j-1}}{d_j - b_j Q_{j-1}} \quad (1.59)$$

Donc il faut calculer P_1 et Q_1 , ensuite P_2 et Q_2 jusqu'à P_N et Q_N .

$$P_1 = \frac{a_1}{d_1}, \quad Q_1 = \frac{c_1}{d_1}, \quad P_N = 0 \quad \text{et} \quad Q_N = \phi_N.$$

La valeur de ϕ_N étant connue d'après les conditions aux limites, on déterminera par retour en arrière $\phi_{N-1}, \phi_{N-2}, \dots, \phi_2$ (ϕ_1 étant connue aux limites), nous balayons dans le sens inverse.

c) Critère de convergence :

La convergence est quantifiée par l'intermédiaire de résidus normalisés (définis pour chaque grandeur ϕ comme la somme, sur tous les volumes de contrôles, des erreurs sur le bilan de ϕ rapportée à la somme des termes de l'équation discrétisée qui concernent le centre des volumes). Ils permettent de suivre la convergence des calculs au fur et à mesure des itérations.

Ce résidu est défini par :

$$R_\phi = \sum \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + S_c - a_p \phi_p \right| / F_{in,\phi} \quad (1.60)$$

Où :

R_ϕ : est la somme absolue des résidus correspondant à la variable ϕ ;

$F_{in,\phi}$: est le flux total à l'entrée de la variable.

La convergence des résultats est testée selon deux critères : pour chaque grandeur calculée, les résidus normalisés doivent être inférieurs à 10^{-4} et des itérations supplémentaires ne doivent pas modifier les résultats une fois la convergence atteinte.

1.6. Etapes de la méthode des ordonnées discrètes (DOM):

- **Discrétisation spatial :**

On considère une cavité rectangulaire définie en coordonnées cartésiennes (x, y) de dimension respectivement suivant x et y , dont on commence par subdiviser la cavité en $I \times J$

mailles indicées i, j d'épaisseurs (Δx_i) et (Δy_j) respectivement suivant l'axe des « x » et l'axe des « y ». Chaque un des mailles est supposée isotherme à la température $T_{i,j}$ et le coefficient d'absorption $(k_{i,j})$ est invariant égale à $k_{i,j}$, les luminances seront calculées au milieu (centre) de la maille. La méthode utilise les valeurs des luminances sur les quatre faces des mailles.

La convention d'indices est indiquée sur la figure suivante :

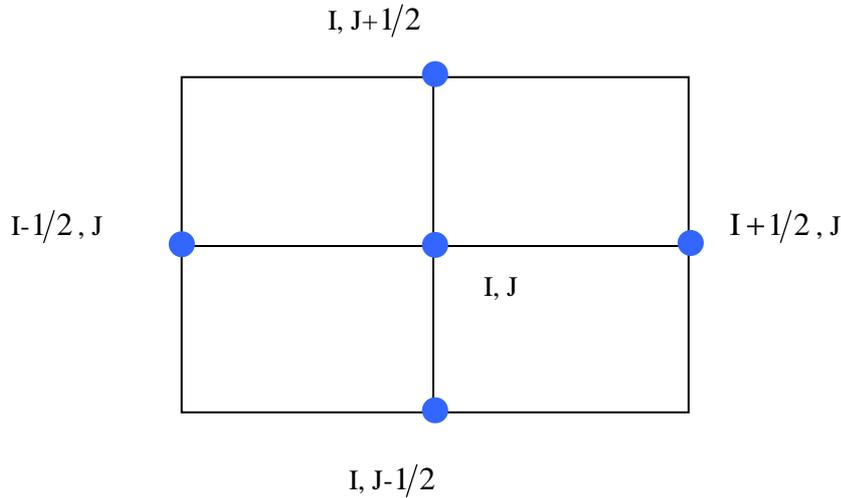


Figure 1.5 : Indices utilisés pour repérer les faces d'une maille courante (i, j)

• **Discretisation directionnelle, calcul des intégrales :**

On applique le principe général de la **DOM**; un ensemble de **M** directions discrètes est sélectionné. On choisi de prendre une quadrature de type S_N comprenant **M=N (N+2)** directions (\vec{u}_m) définies par cosinus directeurs (μ_m, η_m, ξ_m) . La cavité rectangulaire étant infinie suivant **Z**, par raison de symétrie par rapport au plan (x, y) , le problème sera résolu pour une moitié des directions en multipliant les poids par 2.

La source locale d'énergie radiative s'écrit alors :

$$S^r(x, y) = k(x, y) \left[4\sigma T^4(x, y) - 2 \sum_{m=1}^{M/2} \omega_m L(x, y, \vec{u}_m) \right] \tag{1.61}$$

Et le flux net radiatif local dans la direction \vec{v} (contenu dans le plan (x, y)) se développe comme suivant :

$$q_r^{net}(x, y, \vec{v}) = 2 \sum_{m=1}^{M/2} \omega_m (\mu_m v_x + \eta_m v_y) L(x, y, \vec{u}_m) \tag{1.62}$$

Il est par conséquent nécessaire de calculer le champ de luminances totales $L(x, y, \vec{u}_m)$ pour l'ensemble des directions $\{\vec{u}_m, m \in \{1, M/2\}\}$ en résolvant l'équation de transfert radiatif.

Mais avant cela, on spécifie les conditions aux limites radiatives.

• **Conditions aux limites :**

Dans le cas où les surfaces sont opaques noires à température imposée T_{paroi} , la luminance totale correspondante s'écrit :

$$L_{paroi} = \sigma \frac{T_{paroi}^4}{\pi} \tag{1.63}$$

Si les surfaces sont grises (émissivité totale hémisphérique \mathcal{E}) à la réflexion diffuse, les luminances $L_{i,1/2}$ de la paroi SUD (S) se développent alors suivant :

$$L_{i,1/2}(\vec{u}_m) = \mathcal{E}\sigma \frac{T_s^4}{\pi} + 2 \frac{(1-\mathcal{E})}{\pi} \sum_{\substack{m=1 \\ \eta_m < 0 \\ \xi_m > 0}}^{M/2} |\eta_m| \omega_m L_{i,1/2}(\vec{u}_m) \tag{1.64}$$

1.6.1. Calcul des profils de luminances totales directionnelles:

Avant d'accéder aux champs d'énergie et de flux nets radiatifs totaux, les champs de luminances totales directionnelles doivent être évalués, pour chacune des directions, pour suivre l'évolution de la luminance totale directionnelle dans une direction donnée le long de son trajet optique, il est nécessaire de partir d'une situation pour laquelle la luminance est connue. On distingue quatre possibilités en fonctions des signes des cosinus directeurs (μ_m et η_m), voir le tableau (1.1).

On ne traitera que la configuration $\mu_m > 0$ et $\eta_m > 0$, la procédure étant similaire pour les autres cas.

	Maille de départ	L_{connue}
$\mu_m > 0$ et $\eta_m > 0$	(1,1)	$L_{1/2,1,m}$ et $L_{1,1/2,m}$
$\mu_m > 0$ et $\eta_m < 0$	(1, J)	$L_{1/2,j,m}$ et $L_{1,j+1/2,m}$
$\mu_m < 0$ et $\eta_m > 0$	(I, 1)	$L_{i+1/2,1,m}$ et $L_{i,1/2,m}$
$\mu_m < 0$ et $\eta_m < 0$	(I, J)	$L_{i+1/2,j,m}$ et $L_{i,j+1/2,m}$

Tableau 1.1: Mailles de démarrage et luminances connues.

1.6.2. Intégration de l'équation de transfert radiatif sur un volume de contrôle:

Pour évaluer les champs de luminances directionnelles totales, on doit résoudre l'équation de transfert radiatif. On supposera pour simplifier, que le milieu est gris, émettant, absorbant mais non diffusant. Donc l'E.T.R s'écrit :

$$\frac{dL(s, \vec{u})}{ds} = k(s)[L^0[T(s)] - L(s, \vec{u})] \quad (1.65)$$

$$\text{Ou : } L^0[T(s)] = \sigma \frac{T^4(s)}{\pi} \quad (1.66)$$

On écrit cette variation sous la forme:

$$\frac{dL(s, \vec{u})}{ds} = \vec{u} \vec{\nabla} L \quad (1.67)$$

En coordonnées cartésiennes bidimensionnelles, cela se développe suivant:

$$\vec{u} \vec{\nabla} L = \begin{pmatrix} \mu \\ \eta \end{pmatrix}^T \begin{pmatrix} \frac{\partial L}{\partial x} \\ \frac{\partial L}{\partial y} \end{pmatrix} = \mu \frac{\partial L}{\partial x} + \eta \frac{\partial L}{\partial y} \quad (1.68)$$

Finalement, l'E.T.R a pour expression en coordonnées cartésiennes (x, y) :

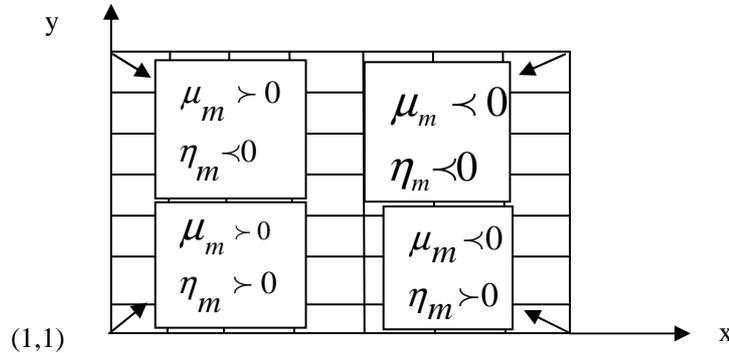


Figure 1.6: Maille de démarrage en fonction de la direction (μ_m, η_m) étudiée.

$$\mu_m \frac{dL(x, y, \vec{u}_m)}{dx} + \eta_m \frac{dL(x, y, \vec{u}_m)}{dy} = k(x, y)[L^0[T(x, y)] - L(x, y, \vec{u}_m)] \quad (1.69)$$

On isole ensuite une maille (i, j) , une direction discrète \vec{u}_m de cosinus directeur (μ_m, η_m) (positif), puis on intègre l'E.T.R suivant la méthode des volumes finis, sur le volume de contrôle $\delta V_{i,j} = \delta x_i \delta y_j * 1$:

$$\int_{\delta V_{i,j}} \left[\mu_m \frac{dL(x, y, \vec{u}_m)}{dx} + \eta_m \frac{dL(x, y, \vec{u}_m)}{dy} \right] dx dy = \int_{\delta V_{i,j}} [k(x, y)L^0[T(x, y)] - L(x, y, \vec{u}_m)] dx dy \quad (1.70)$$

Soit :

$$\mu_m \delta_i L \delta y_j + \eta_m \delta_j L \delta x_i = k_{i,j} [L_{i,j}^0 - L_{i,j,m}] \delta x_i \delta y_j \quad (1.71)$$

Où la notation $\delta_k f$ signifie :

$$\delta_k f = f\left(x_k + \frac{\delta x_k}{2}\right) - f\left(x_k - \frac{\delta x_k}{2}\right) \quad (1.72)$$

Et où, pour alléger les écritures, on a noté :

$$\begin{aligned} L_{i,j,m} &= L(x_i, y_j, \vec{u}_m) \\ k_{i,j} &= k(x_i, y_j) \\ L_{i,j}^0 &= L^o[T(x_i, y_j)] \end{aligned} \quad (1.73)$$

On trouve finalement :

$$\mu_m (L_{i+1/2,j,m} - L_{i-1/2,j,m}) \delta y_j + \eta_m (L_{i,j+1/2,m} - L_{i,j-1/2,m}) \delta x_i = k_{i,j} [L_{i,j}^0 - L_{i,j,m}] \delta x_i \delta y_j \quad (1.74)$$

Avec les notations habituelles:

$$\begin{aligned} L_{i+1/2,j,m} &= L\left(x_i + \frac{\delta x_i}{2}, y_j, \vec{u}_m\right) \\ L_{i-1/2,j,m} &= L\left(x_i - \frac{\delta x_i}{2}, y_j, \vec{u}_m\right) \\ L_{i,j+1/2,m} &= L\left(x_i, y_j + \frac{\delta y_j}{2}, \vec{u}_m\right) \\ L_{i,j-1/2,m} &= L\left(x_i, y_j - \frac{\delta y_j}{2}, \vec{u}_m\right) \end{aligned}$$

• **Remarque :**

On aurait pu transformer L'E.T.R suivant une procédure de type différences finies sur la maille (i, j) pour obtenir directement :

$$\mu_m \frac{L_{i+1/2,j,m} - L_{i-1/2,j,m}}{\delta x_i} + \eta_m \frac{L_{i,j+1/2,m} - L_{i,j-1/2,m}}{\delta y_j} = k_{i,j} [L_{i,j}^0 - L_{i,j,m}] \quad (1.75)$$

• **Calcul de la luminance $L_{1,1,m}$:**

On souhaite calculer le profil de luminance $L_{i,j,m} = L(x_i, y_j, \vec{u}_m)$ au milieu des mailles pour la direction discrète \vec{u}_m . L'E.T.R est écrite pour la maille de démarrage :

$$\mu_m \frac{L_{1+1/2,1,m} - L_{1-1/2,1,m}}{\delta x_1} + \eta_m \frac{L_{1,1+1/2,m} - L_{1,1-1/2,m}}{\delta y_1} = k_{1,1} [L_{1,1}^0 - L_{1,1,m}] \quad (1.76)$$

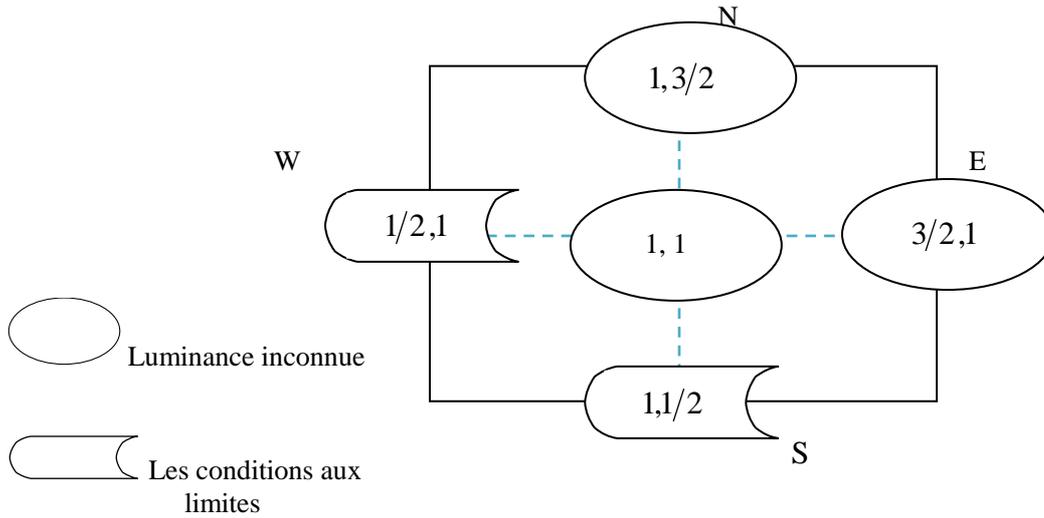
Or, puisque μ_m et η_m sont positifs, les luminances $L_{1-1/2,1,m}$ et $L_{1,1-1/2,m}$ sont respectivement données par les conditions aux limites (on a supposé que les parois noires):

$$L_{1-1/2,1,m} = L_{1/2,1,m} = \sigma \frac{T_W^4}{\pi}$$

$$L_{1,1-1/2,m} = L_{1,1/2,m} = \sigma \frac{T_S^4}{\pi} \quad (1.77)$$

Où l'on a supposé les parois noires par conséquent, l'équation (1.76) comporte :

- Deux luminances connues ($L_{1/2,1,m}$ et $L_{1,1/2,m}$).
- Trois luminances inconnues ($L_{1+1/2,1,m}$, $L_{1,1+1/2,m}$ et $L_{1,1,m}$).



Cela signifie que trois inconnues doivent être déterminées à partir d'une équation. Il est de nouveau nécessaire de fermer le problème en ajoutant deux relations complémentaires.

Relations de fermeture, interpolations : on utilise les relations d'interpolation, en supposant :

$$L_{centre} = \rho L_{inconnue} + (1 - \rho) L_{connue} \quad (1.78)$$

Où le coefficient d'interpolation ρ est compris entre 1/2 et 1.

Appliquée à la première maille, cette relation s'écrit :

$$L_{1,1,m} = \rho L_{3/2,1,m} + (1 - \rho) L_{1/2,1,m} \quad (1.79)$$

$$L_{1,1,m} = \rho L_{1,3/2,m} + (1 - \rho) L_{1,1/2,m}$$

Cela permet d'exprimer les inconnues supplémentaires en fonction de la luminance au centre de la maille (recherchée) et les luminances connues sur les parois :

$$L_{3/2,1,m} = \frac{L_{1,1,m} - (1 - \rho) L_{1/2,1,m}}{\rho} \quad (1.80)$$

$$L_{1,3/2,m} = \frac{L_{1,1,m} - (1 - \rho) L_{1,1/2,m}}{\rho}$$

Les luminances $L_{1+1/2,1,m}$ et $L_{1,1+1/2,m}$ sont éliminées dans l'équation (1.80) grâce aux relations d'interpolation précédentes :

$$\mu_m \left[\frac{L_{1,1,m} - (1-\rho)L_{1/2,1,m}}{\rho} - L_{1/2,1,m} \right] \delta y_1 + \eta_m \left[\frac{L_{1,1,m} - (1-\rho)L_{1,1/2,m}}{\rho} - L_{1,1/2,m} \right] \delta x_1 = k_{1,1} [L_{1,1}^0 - L_{1,1,m}] \delta x_1 \delta y_1 \quad (1.81)$$

Ce qui permet de déduire la valeur de la luminance au centre de la première maille:

$$L_{1,1,m} = \frac{k_{1,1} L_{1,1}^0 + \frac{\mu_m}{\rho \delta x_1} L_{1/2,1,m} + \frac{\eta_m}{\rho \delta y_1} L_{1,1/2,m}}{k_{1,1} + \frac{\mu_m}{\rho \delta x_1} + \frac{\eta_m}{\rho \delta y_1}} \quad (1.82)$$

Une fois la luminance $L_{1,1,m}$ calculée, les luminances $L_{3/2,1,m}$ et $L_{1,3/2,m}$ peuvent être déduites en utilisant les relations d'interpolation (1.80).

1. 6.3. Calcul du profil de luminances:

La succession des étapes précédentes est reproduite pour l'une des deux mailles voisines ((1,2) et (2,1)) d'une manière générale, en supposant que l'on travaille sur la tranche (i-1, j) ou (i, j-1), on peut passer au calcul en (i, j) sachant que :

- $L_{i-1/2,j,m} = L_{(i-1)+1/2,j,m}$ que l'on vient de déterminer ou qui est imposée par les conditions aux limites si i=1,
- $L_{i,j-1/2,m} = L_{i,(j-1)+1/2,m}$ que l'on a calculé au niveau (j-1) ou qui est imposée par les conditions aux limites si j=1,

On écrit l'E.T.R intégrée sur le volume de la maille (i, j) :

$$\mu_m \frac{L_{i+1/2,j,m} - L_{i-1/2,j,m}}{\delta x_i} + \eta_m \frac{L_{i,j+1/2,m} - L_{i,j-1/2,m}}{\delta y_j} = k_{i,j} [L_{i,j}^0 - L_{i,j,m}] \quad (1.83)$$

Les inconnues supplémentaires $L_{i+1/2,j,m}$ et $L_{i,j+1/2,m}$ sont éliminées par des relations d'interpolation :

$$L_{i,j,m} = \rho L_{i+1/2,j,m} + (1-\rho)L_{i-1/2,j,m} \quad (1.84)$$

$$L_{i,j,m} = \rho L_{i,j+1/2,m} + (1-\rho)L_{i,j-1/2,m}$$

La luminance au milieu au centre de la tranche peut être alors calculée :

$$L_{i,j,m} = \frac{k_{i,j} L_{i,j}^0 + \frac{\mu_m}{\rho \delta x_i} L_{i-1/2,j,m} + \frac{\eta_m}{\rho \delta y_j} L_{i,j-1/2,m}}{k_{i,j} + \frac{\mu_m}{\rho \delta x_i} + \frac{\eta_m}{\rho \delta y_j}} \quad (1.85)$$

Puis les luminances inconnues sur les faces de la maille sont déduites, suivant les relations d'interpolation :

$$L_{i+1/2,j,m} = \frac{L_{i,j,m} - (1-\rho)L_{i-1/2,j,m}}{\rho} \quad (1.86)$$

$$L_{i,j+1/2,m} = \frac{L_{i,j,m} - (1-\rho)L_{i,j-1/2,m}}{\rho}$$

Cela implique que la méthode procède par un balayage du domaine de calcul, qui se fait, pour le cas des directions telles que les cosinus μ_m et η_m sont positifs, pour i allant de 1 à I et j allant de 1 à J voir figure 1.7:

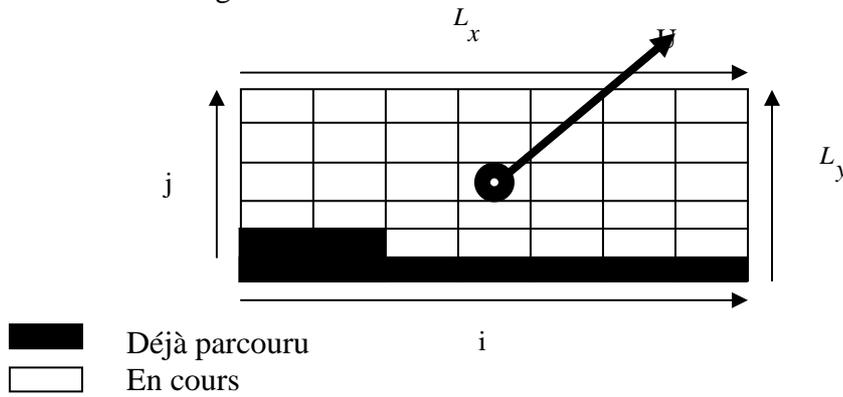


Figure 1.7: Balayage du domaine de calcul.

Lorsque (par exemple) $\mu_m < 0$ et $\eta_m < 0$, la procédure décrite précédemment est semblable, en s'apercevant que :

- Le balayage s'effectue pour i allant de I à 1 et j allant de J à 1.
- Les luminances connues sur chaque maille (i, j) sont $L_{i+1/2,j,m}$ et $L_{i,j+1/2,m}$.

Pour les relations d'interpolation, il faut respecter la convention :

$$L_{centre} = \rho L_{inconnue} + (1-\rho)L_{connue} \quad (1.87)$$

1.6.4. Champs de sources d'énergie et de flux nets radiatifs:

Lorsque les champs de luminances ont été évalués pour chacune des directions discrètes, on peut déduire le champ de sources totales d'énergie radiative :

$$S_{i,j}^r = k_{i,j} \left[4\sigma T_{i,j}^4 - 2 \sum_{m=1}^{M/2} \omega_m L_{i,j,m} \right] \quad (1.88)$$

Ainsi que le champ des flux nets totaux radiatifs dans la direction \vec{v} :

$$G_{r,i,j}^{net}(\vec{v}) = 2 \sum_{m=1}^{M/2} \omega_m (\mu_m v_x + \eta_m v_y) L_{i,j,m} \quad (1.89)$$

1.7. Conditions aux limites :

La résolution des équations aux dérivées partielles nécessite la connaissance des conditions aux limites sur le temps et sur l'espace sur les frontières du domaine de calcul. En général on considère quatre types de conditions aux limites : Entrée et sortie du fluide, parois rigides et axe de symétrie.

a) Entrée du fluide :

Sur cette frontière, les caractéristiques du fluide sont connues sauf la pression. On doit assurer un flux exact rentrant dans le domaine de calcul. Sur cette limite la correction de pression est négligée car la pression est fixe.

b) Sortie du fluide :

Généralement on suppose que la sortie est assez éloignée de telle sorte qu'on peut considérer que l'écoulement est totalement développé. Donc le gradient de toutes les quantités transportées est nul. On a une invariance par translation par rapport à x.

c) Axe de symétrie :

Sur cet axe les gradients de toutes les quantités sont nuls.

d) Parois rigides :

Pour ces parois les composantes de la vitesse sont nulles et pour les autres variables tout dépend du cas à étudier.

1.8. Les codes de calcul:

Plusieurs codes de calcul ont été développés appelés des **CFD** (Computational Fluid Dynamics). Ces codes utilisent différents modèles de simulation des écoulements à partir des équations différentielles basées sur des lois physiques. Ils résolvent ces équations et donnent la variation des différents paramètres tels que, la vitesse, la température, la pression,... etc.

Technique de mesure :

Afin de mieux comprendre les principales observations disponibles dans la littérature et présentées dans cette partie, nous avons jugé utile de rappeler brièvement un certain nombre de techniques de mesure des paramètres micro-climatiques de serre qui ont été développées et utilisées par différents auteurs (S.A. Ould Khaoua, 2006) :

1/ Mesure des échanges globaux de masse et d'énergie :

a- Mesures du taux d'aération :

Les travaux expérimentaux menés sur l'aération naturelle des serres dans les années 80 et au début des années 90 se sont focalisés sur l'estimation des flux volumiques de ventilation (*i.e.* taux d'aération) par la méthode dite des "gaz traceurs" (Boulard & Draoui, 1995). Cette technique consiste à injecter un gaz à une concentration donnée et à observer sa décroissance dans le temps. Le taux d'aération est déterminé à partir d'un bilan massique du gaz traceur à l'intérieur de la serre.

b- Mesure de la vitesse et de la direction du vent :

La mesure de la vitesse du vent se fait le plus souvent par l'emploi d'un anémomètre à coupelles. Un tel anémomètre est constitué d'un rotor muni de trois coupelles qui, sous l'effet du vent, se met à tourner autour d'un axe vertical. En général, l'anémomètre est également doté d'une girouette indiquant la direction du vent.

2/ Mesures du climat distribué :

a- Mesure de vitesses :

Plusieurs techniques sont utilisées :

- ✓ *Anémométrie à fil chaud (directionnel) ou à boule chaude (omni directionnel):* l'anémomètre à fil chaud enregistre la vitesse de l'écoulement (*i.e.* écoulement d'air) en comparant les écarts de température existant entre le fil chaud placé du côté amont de l'écoulement et celui placé du côté aval. Plus la vitesse est forte plus le fil chaud en aval de l'écoulement se refroidit. Boulard *et al.*, (1999) ont utilisé cette technique.

✓ **Anémométrie sonique** : Il s'agit de mesurer le temps mis par un ultrason pour aller d'un point à un autre. En effet l'air étant le support de l'ultrason, la vitesse de propagation de ce signal se trouve corrélée à la vitesse de déplacement de l'air. Cette technique permet une investigation plus fine du champ des vitesses que l'anémomètre à fil chaud. Elle présente aussi l'avantage de pouvoir dresser une cartographie de l'écoulement. L'anémométrie sonique a été utilisée récemment avec succès pour cartographier les champs fluides au travers des ouvrants et à l'intérieur des serres (Boulard *et al.*, 1997 ; Haxaire, 1999). L'article de Boulard *et al.*, (2000) a décrit le protocole expérimental de mise en œuvre de cette installation.

✓ **Anémométrie Laser Doppler, ou Tomographie laser** : cette méthode est peu intrusive, car seules les particules de fumée injectées dans l'écoulement constituent une intrusion dont les effets sur l'écoulement sont négligeables ; où le principe : un faisceau laser illumine des particules ensemencées et transportées par l'air à travers ce faisceau (Figure 1.4), les particules peuvent par exemple être des gouttelettes d'huile. Cette technique permet ainsi d'accéder à une cartographie bidimensionnelle en effectuant des mesures sur plusieurs sections. Des informations quantitatives peuvent alors être extraites par analyse d'image. Lamrani *et al.*, (2001) a employé cette méthode (Ould Khaoua. S.A, 2006). Le dispositif de mise en place de cette technique est décrit dans (Haxaire, 1999).

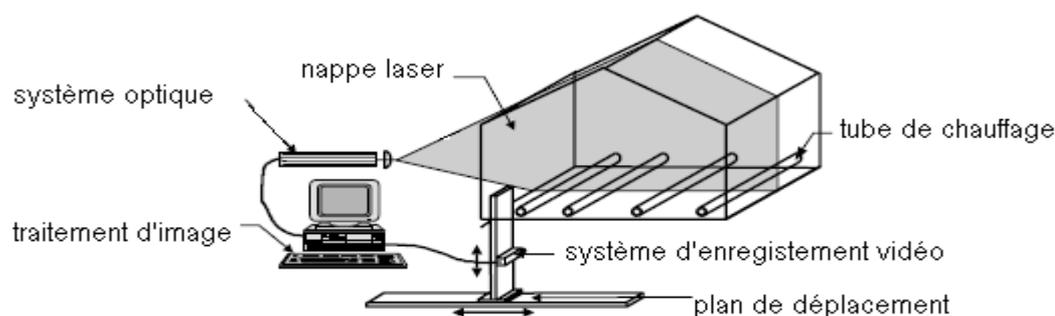


Figure 1.4 : Représentation du dispositif de visualisation laser PIV

d'après (Roy et al., 2000b).

b- Mesures de températures et d'humidités :

La température ainsi que l'humidité de l'air peuvent être mesurées par des psychromètres ventilés. C'est la technique la plus souvent utilisée dans les mesures expérimentales en serre. Il s'agit de mesurer la température par deux sondes platine abritées du rayonnement solaire dans une tuyère ventilée mécaniquement. La température peut aussi être mesurée par des thermocouples différentiels associés à une sonde platine. Lorsque l'on souhaite procéder à des acquisitions haute fréquence afin d'étudier les fluctuations de température et déterminer des grandeurs turbulentes (Ould Khaoua. S.A, 2006), on utilise un thermocouple fin associé à un anémomètre sonique (Boulard *et al.*, 1996 ; Boulard *et al.*, 2002 ; Boulard & Wang, 2002a).

3/ Mesures du rayonnement solaire et du

rayonnement net :

Le rayonnement d'origine solaire dans le domaine spectral allant de 0.3 jusqu'à 3.0 μm (i.e. courtes longueurs d'ondes), qui parvient sur la surface du sol peut être mesuré par des cellules à la silicone (pyranomètres) placées à même niveau que le sol dans la serre ou à l'extérieur (Boulard & Wang, 2002a). Le rayonnement net dans le domaine spectral entre (0.2 - 100 μm), correspondant à la somme des contributions de courtes (0.3 – 3.0 μm) et grandes (3.0 - 100 μm) longueurs d'ondes, peut quant à lui être mesuré avec un pyrromètre différentiel, à l'extérieur ou à l'intérieur de la serre. Le rayonnement provenant de l'atmosphère, le rayonnement réfléchi et émis par la surface extérieure de la toiture ainsi que le bilan radiatif sont déduits de ces mesures (Ould Khaoua. S.A, 2006).

Références bibliographiques

Azil, F.Z. (2005). Etude des paramètres climatiques, sous serres chauffées en présence de la plante. Thèse de Magistère. Université El-Hadj Lakhdar- Batna.

Balima, O., Fontfreyde, T., George, E., Marinhos, S., Rezgui, A. Projet méthode numérique : étude de la convection naturelle dans une cavité carrée en 2D et 3D sous Fluent et Gambit. Ecole supérieure d'ingénieurs de Poitiers.

Boulard, T. et Draoui, B. (1995). Natural ventilation of a greenhouse with continuous roof vents: measurement and data analysis. Journal of Agricultural Engineering Research, **61**: 27-36.

Boulard, T., Meneses, J.F., Mermier, M., Papadakis, G. (1996). The mechanisms involved in the natural ventilation of greenhouses. Agricultural and Forest Meteorology, **79** :61-77.

Boulard, T., Feuilloley, P. et Kittas, C. (1997). Natural ventilation performance of six greenhouse and tunnel types. Journal of Agricultural Engineering Research, **67**: 249-266.

Boulard, T., Haxaire, R., Lamrani, M. A., Roy, J. C. et Jaffrin, A. (1999). Characterization and modeling of the air fluxes induced by natural ventilation in a greenhouse. Journal of Agricultural Engineering Research, **74**: 135-144.

Boulard, T., Wang, S. et Haxaire, R. (2000). Mean and turbulent air flows and microclimatic patterns in an empty greenhouse tunnel. Agricultural and Forest Meteorology, **100** (2-3): 169-181.

Bartzanas, T., Boulard, T. et Kittas, C. (2002). Numerical simulation of the airflow and temperature distribution in a tunnel greenhouse equipped with insect-proof screen in the openings. Computers and Electronics in Agriculture, **34**: 207-221.

Boulard, T., Kittas, C., Roy, J. C. et Wang, S. (2002). Convective and ventilation transfers in greenhouses, Part 2: Determination of the distributed greenhouse climate. Biosystems Engineering, **83**(2): 129-147.

Boulard, T. et Wang, S. (2002a). Experimental and numerical studies on the heterogeneity of crop transpiration in a plastic tunnel. *Computers and Electronics in Agriculture*, **34**: 173-190.

Boulard, T. et Wang, S. (2002b). Hétérogénéité des transferts convectifs et radiatifs dans un tunnel plastique: conséquences sur la transpiration des cultures. *Plasticulture*, **121**: 23-35.

Belkacemi, Z. (2004). Contribution à la résolution numérique de l'équation de transfert radiatif par la méthode des ordonnées discrètes. Mémoire de fin d'étude. Université El-Hadj Lakhdar- Batna.

Candel, S. (1995). Mécanique des fluides. Deuxième édition. Paris.

Chassaing, P. (2000). Turbulence en mécanique des fluides: Analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur. Toulouse.

Charles, C. (2001). Modélisation et simulation des écoulements d'air dans les serres. Stage effectué à L'INRA en Avignon, unité plantes et systèmes horticoles.

Haxaire, R. (1999). Caractérisation et modélisation des écoulements d'air dans une serre. Thèse de Doctorat, Université de Nice Sophia Antipolis.

Joseph, D. (2004). Modélisation des transferts radiatifs en combustion par méthode aux ordonnées discrètes sur des maillages non structures tridimensionnels. Thèse présentée pour l'obtention du diplôme de docteur de l'institut national polytechnique de Toulouse.

Kozai, T., Goudriaan, J. et Kimura, M. (1978). Light transmission and photosynthesis in greenhouses. Pudoc, Wageningen.

Kimball, B. A. (1986). A modular energy balance program including subroutines for greenhouses and other latent devices. Agricultural Research Service.

Luc Bouchard (1982). De l'importance d'une évaluation précise des rechanges radiatifs dans les serres. Mémoire présenté en vue de l'obtention de la maîtrise en sciences de l'atmosphère. Université du Québec à Chicoutimi.

Lamrani, M. A., Boulard, T., Roy, J. C. et Jaffrin, A. (2001). Airflows and temperature patterns induced in a confined greenhouse. *Journal of Agricultural Engineering Research*, **78**(1): 75-88.

Monteny, B. A., Lhomme, J.B. (1980). Eléments de bioclimatologie. Office de la recherche scientifique et technique outre-mer, SRSTOM centre d'adiopodoume-cote d'ivoire B.P. V 51 – Abidjan.

Monteil, C. (1985). Contribution informatique à l'analyse énergétique des serres agricoles. Thèse de doctorat, Institut Polytechnique de Toulouse.

Monteil, C., Issanchou, G., Silva, Amouroux, M. (1991). Modèle énergétique de la serre agricole. Journal de physique III, **1**: 429-454.

Mstriotis, A., Arcidiacono, C., Picuno, P., Bot, G. P. A. et Scarascia-Mugnozza, G. (1997a). Computational analysis of ventilation in greenhouses at zero-and low-wind speeds. Agricultural and Forest Meteorology, **88**: 221-135.

Montero, J.I., Munoz, P., Anton, A., Iglesias, N. (2005). Computational fluid dynamic modeling of night-time energy fluxes in unheated greenhouses. Acta Horticulturae, **691**(1): 403-409.

Mesmoudi, K., Soudani, A., Serir, L. (2008). Modèle de bilan énergétique d'une serre agricole sans couvert végétal. Revue des énergies renouvelables, **11**(1): 51-64.

Msen, A. (1969). L'éclairage naturel des serres. Presse Agronomique, Gembloux.

Msen, A. et Dogniaux, R. (1975). Traite de l'éclairage naturel des serres. Institut Royal Météorologique, Bruxelles.

Ould Khaoua, S.A. (2006). Modélisation de l'aération naturelle et du microclimat des serres en verre de grande portée sous climat tempéré océanique. Thèse de Doctorat, Ecole Doctorale d'Angers.

Putankar, S. V. (1980). Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere. New York.

Aquet, J. (1983). La turbulence et sa modélisation, Tome1. E.N.S.M. France.

Roy, J. C., Boulard, T. et Bailly, Y. (2000). Characterisation of the heat transfer from heating tubes in a greenhouse. EurAgEng, FB22.

Roy, J. C., Bailly, Y. et Boulard, T. (2000b). Characterisation of the natural convection in a heated greenhouse. 9th international Symposium on Flow Visualization, Edinburgh, UK, paper 254.

◆ *Sanhill, G., Fuchs, M., Bakker, J. et Moreshet, S. (1973).* The radiation balance of a glasshouse rose crop. *Agricultural Meteorology*, **11**:385-404.

Sacadura, J. F. (1980). Initiation aux transferts thermiques. *Technique et Documentation*. Paris.

Snoquet, H. (1993). Modelling radiative transfer in heterogeneous canopies and intercropping systems. In *Crop structure and light microclimate, Characterisation and applications*, INRA Editions, Science Update, 229-252

Tchamitchian, M. (1990). Photosynthèse d'une culture de tomates de serre : mise au point et validation d'un modèle analytique. *Thèse de doctorat*, Institut Polytechnique de Toulouse.

Wang, S. et Boulard, T. (2000). Measurement and prediction of solar radiation distribution in full-scale greenhouse tunnels. *Agronomie*, **20**: 41-50.

ملخص

في هذا العمل، قمنا بدراسة عددية اشتملت على توضيح المناخ داخل الدفيئة(البيت البلاستيكي)، مغلقة و مفتوحة ، مع و بدون تدفئة ، مع الأخذ في الاعتبار التبادل الإشعاعي وكذا الحمل الحراري. لهذا، قمنا بتحديد الحقل الديناميكي و الحراري. في كل الأشكال، السيلان المدروس مضطرب و الاضطراب موضح باستخدام نموذج $k - \varepsilon$ مستند على معاملات تدعى نموذجية. تأثير الغطاء النباتي على ديناميكية السيلان ، أيضا أخذ في الحسبان في التأثيرات الديناميكية للنبات ، وضحت انطلاقا من تقريب الوسط المسامي. قوة الاندفاع للحمل الحراري الطبيعي هي قوة قابلية الطفو مستند على تقريب بوسيناسك. من اجل توضيح الطاقة المرتبطة بالإشعاع في الموازنة الحرارية لمختلف عناصر نظام الدفيئة (الجدار، التربة ...)، نعالج أيضا معادلة النقل الإشعاعي بواسطة طريقة التنسقات المنفصلة (DO).

أجريت عمليات المحاكاة بواسطة شبكة غير منتظمة بمساعدة برمجيات ميكانيكا السوائل **Fluent** يستند على مخطط تقسيمات الحجم المنتهية. النتائج المتحصل عليها قورنت مع بعض النتائج التجريبية وتم الحصول على تطابق جيد.

الكلمات المفتاحية : الدفيئة ، التبادل الإشعاعي ، تبادل الحمل الحراري ، السيلان ، النبات.

Résumé

Dans ce travail, on a mené une étude numérique qui consiste à modéliser le climat sous serres, fermées et ouvertes, avec et sans chauffage; en tenant compte des échanges radiatifs ainsi que des échanges convectifs. Pour cela, on a déterminé le champ dynamique et thermique. Dans toutes les configurations, les écoulements étudiés sont turbulents et la turbulence a été modélisée à l'aide du modèle $k - \varepsilon$ basé sur des coefficients dits standards. L'influence de la culture sur la dynamique de l'écoulement, a été également prise en compte dans les simulations, les effets dynamiques de la végétation ont été simulés à partir de l'approche milieu poreux. La force d'entraînement de la convection naturelle est la force de la flottabilité basée sur l'approche de Boussinesq. Pour simuler l'énergie liée au rayonnement dans le bilan thermique de chaque élément du système serre (i.e. paroi, sol...), on résout en plus l'Equation de Transfert Radiatif avec la méthode des ordonnées discrètes (DO). Les simulations ont été effectuées par un maillage irrégulier à l'aide d'un logiciel de mécanique du fluide **Fluent** basé sur un schéma de discrétisation aux volumes finis. Les résultats obtenus sont comparés à quelques résultats expérimentaux et une bonne concordance a été obtenue.

Mots clés: serre, échange radiatif, échange convectif, écoulement, plante.

Abstract

In this work, we have done the numerical study which gives the modeling of climate in greenhouses, closed and open, with and without heating; taking into account the radiation exchange and convective exchanges. For this, we determined the dynamic and thermal field. In all the configurations, the flows are considered turbulent and the turbulence was modeled using the model $k - \varepsilon$ based on coefficients known as standard. The influence of culture on the dynamics of the flow, was also taken into account in the simulations, the dynamic effects of the vegetation were simulated from the porous medium approach. The driving force of natural convection is the buoyancy force based on the Boussinesq approach. To simulate the energy due to radiation in the heat balance of each system component of the greenhouse (i.e. wall, ground...), we also solve the Equation of Radiant Transfer with the method of the discrete ordinates (DO). The Simulations were carried out by an irregular grid using fluid mechanics software **Fluent** based on a discrete scheme of finite volume. The results obtained are compared with some experimental results and good agreement was obtained.

Keywords: greenhouse, radiant exchange, convective heat exchange, flow, plant.