

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE M'HAMED BOUGARA-BOUMERDES



Faculté de Technologie

Thèse de Doctorat

Présentée par :

ARAB Assia

En vue de l'obtention du diplôme de **DOCTORAT - LMD** en :

Filière : Energies Renouvelables

Spécialité : Energies Renouvelables en Mécanique

**Application de Lattice Boltzmann method dans
l'habitat : cas de la ventilation et de la dépollution**

Devant le jury composé de :

Mr. HACHEMI	Madjid	Professeur	UMB Boumerdes	Président
Mr. HIMRANE	Nabil	MCA	UMB Boumerdes	Directeur
Mr. HALOUANE	Yacine	MCA	UMB Boumerdes	Co- Directeur
Mr. HANCHI	Samir	Professeur	USTHB Alger	Examineur
Mr. MANSOURI	Kacem	Professeur	UMB Boumerdes	Examineur
Mr. ABERKANE	Sofiane	MCA	UAMO Bouira	Examineur
Mr. AMEZIANI	Djamel Eddine	Professeur	USTHB Alger	Invité

Année Universitaire 2024/2025

REMERCIEMENT

Ce document représente ma thèse de doctorat soumise à l'Université de Boumerdes (UMBB), sous la direction du docteur **Nabil Himrane**, affilié au Laboratoire Energétique, Mécanique et Ingénierie (LEMI) de la Faculté de Technologie, je tiens à exprimer ma sincère gratitude envers lui.

Pour m'avoir tout particulièrement suivi, soutenu et assisté, j'exprime ma vive reconnaissance à Madame le docteur **Zouhira Hireche** de l'université U.S.T.H.B.

Je souhaite remercier **Djamel Eddine Ameziani**, professeur à l'université U.S.T.H.B, **Rachid Bennacer**, professeur à l'ENS Paris-Saclay, et **Yacine Halouane**, docteur à l'Université de Boumerdes, pour leurs conseils précieux et leurs discussions et qui m'ont fait l'honneur d'expertiser ce travail de thèse.

Je n'oublie pas le professeur **Mourad Magherbi** qui m'a accueilli chaleureusement au sein de son école (l'ENIG en Tunisie). Je remercie également le professeur **Chelil Ahmed**, chef du département génie mécanique ainsi que l'ensemble des enseignants et doctorants du laboratoire LEMI.

Je tiens à associer à ces remerciements Monsieur le Professeur **Hachemi Madjid**, directeur du laboratoire LEMI, d'avoir accepté de présider le jury. De plus, je tiens à remercier Monsieur le Professeur **Hanchi Samir** de l'Université de U.S.T.H.B, Monsieur le Professeur **Mansouri Kacem** de l'Université de Boumerdes et Monsieur le Docteur **Aberkane Sofiane** de l'Université de Bouira, qui m'ont également fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

En dernier lieu, je souhaite adresser mes pensées à toute ma famille, dont énumérer les membres serait fastidieux. Je tiens également à exprimer ma gratitude envers tous mes amis qui m'ont soutenu de manière généreuse et chaleureuse.

A. Arab

RESUME

Le travail de cette thèse est consacré à une étude numérique du confort thermique dans l'habitat en utilisant la méthode de Lattice Boltzmann (LBM). Le modèle physique bidimensionnel considéré consiste en une cavité rectangulaire ventilée par déplacement d'air, la paroi latérale droite est maintenue à une température chaude constante tant dis que les trois autres parois sont considérées adiabatiques.

Une Séparation Poreuse Réactive (SPR) avec une hauteur H_p variable divise la pièce en deux compartiments. La simulation numérique a été effectuée en utilisant la méthode Lattice Boltzmann avec un temps de relaxation multiples (LBM-MRT). L'approximation de Boussinesq est considérée pour l'écoulement de fluide et le modèle de Darcy Brinkman-Forchheimer a été utilisé pour simuler le matériau poreux. Un terme linéaire supplémentaire est ajouté aux équations de transport standard (d'espèce) pour tenir compte des effets de la réaction de fixation, ce terme étant dérivé de la loi d'Arrhenius.

Pour le cas d'une hauteur fixe de la SPR égale à 0.9 et pour une large gamme de nombres de Richardson et de Darcy, les résultats des calculs mettent en évidence l'influence de ces paramètres sur la structure de l'écoulement, permettant ainsi de classer les différents phénomènes de convection (naturelle, forcée et mixte). Un point crucial à noter est que l'ajout de la réaction de fixation améliore la qualité de l'air intérieur et réduit le temps de renouvellement de l'air de 55% pour une valeur de Darcy égale à 10^{-2} , économisant ainsi sur les coûts énergétiques. Cependant, cet effet réactif ne semble pas influencer l'efficacité thermique du modèle proposé.

L'analyse de la variation de la hauteur de la SPR relève des résultats significatifs. L'impact le plus notable se manifeste dans le cas des faibles perméabilités, où la séparation poreuse se comporte comme un obstacle solide. Dans ces conditions, l'augmentation de la hauteur de la SPR engendre un élargissement (expansion) de la zone morte dans le deuxième compartiment, créant ainsi une zone polluée et thermiquement inconfortable.

ABSTRACT

The work in this thesis is devoted to a numerical study of thermal comfort in the home using the Lattice Boltzmann method (LBM). The two-dimensional physical model considered consists of a rectangular cavity ventilated by air displacement. The right-hand side wall is maintained at a constant warm temperature while the other three walls are considered adiabatic.

A Reactive Porous Separation (RPS) divides the room into two compartments, with a variable height H_p . The system of equations was solved using the Lattice Boltzmann method with multiple relaxation times (LBM-MRT). The Boussinesq approximation is considered for the fluid flow and the extended Darcy Brinkman-Forchheimer model was used to simulate the porous material. An additional linear term is added to the standard (species) transport equations to account for fixing reaction effects, this term being derived from Arrhenius' law.

For the case of a fixed RPS height equal to 0.9 and for a wide range of Richardson and Darcy numbers, the results of the calculations highlight the influence of these parameters on the flow structure, making it possible to classify the different convection phenomena (natural, forced and mixed). A crucial point to note is that the addition of fixation reaction improves indoor air quality and reduces air renewal time by 55% for a Darcy value equal to 10^{-2} , thus saving on energy costs. However, this reactive effect does not seem to influence the thermal efficiency of the proposed model.

Analysis of the variation in the height of the RPS reveals significant results. The most notable impact is in the case of low permeabilities, where the porous separation behaves like a solid wall. Under these conditions, increasing the height of the RPS causes the dead zone in the second compartment to widen (expand), creating a polluted and thermally uncomfortable zone.

الملخص

العمل في هذه الأطروحة مخصص لدراسة عددية للراحة الحرارية في المنزل باستخدام طريقة بولتزمان الشبكية (LBM). يتكون النموذج الفيزيائي ثنائي الأبعاد المدروس من تجويف مستطيل يتم تهويته عن طريق إزاحة الهواء. يتم الحفاظ على الجدار الأيمن عند درجة حرارة دافئة ثابتة بينما تعتبر الجدران الثلاثة الأخرى غير ثابتة الحرارة.

يقسم الفاصل المسامي التفاعلي ذو الارتفاع المتغير الغرفة إلى قسمين. أُجريت المحاكاة العددية باستخدام طريقة بولتزمان الشبكية مع أزمنة استرخاء متعددة. تم أخذ تقريب بوسينسك في الاعتبار لسريان المائع واستُخدم نموذج دارسي برينكمان-فورشهايمر لمحاكاة المادة المسامية. تمت إضافة حد خطي إضافي إلى معادلات النقل القياسية (الأنواع) لمراعاة تأثيرات تفاعل الارتباط، وهذا الحد مشتق من قانون أرهينيوس .

بالنسبة لحالة ارتفاع ثابت يساوي 0.9 ولمجموعة واسعة من أعداد ريتشاردسون ودارسي، تسلط نتائج الحسابات النظر على تأثير هذه المعلمات على بنية التدفق، مما يجعل من الممكن تصنيف ظواهر الحمل الحراري المختلفة (الطبيعية والقسرية والمختلطة). من النقاط المهمة التي يجب ملاحظتها هي أن إضافة تفاعل التثبيت يحسن من جودة الهواء الداخلي ويقلل من وقت تجديد الهواء بنسبة 55% لقيمة دارسي تساوي 10^{-2} ، وبالتالي توفير في تكاليف الطاقة. ومع ذلك، لا يبدو أن هذا التأثير التفاعلي يؤثر على الكفاءة الحرارية للنموذج المقترح.

ويكشف تحليل التباين في ارتفاع الفاصل المسامي التفاعلي عن نتائج مهمة. يظهر التأثير الأبرز في حالة النفاذية المنخفضة، حيث يتصرف الفصل المسامي كحاجز صلب. في ظل هذه الظروف، تتسبب زيادة ارتفاعه في اتساع المنطقة الميتة في الحجرة الثانية، مما يخلق منطقة ملوثة وغير مريحة حرارياً .

SOMMAIRE GENERAL

REMERCIEMENT.....	I
RESUME.....	II
SOMMAIRE GENERAL.....	V
NOMENCLATURE	VIII
LISTE DES FIGURES.....	XII
LISTE DES TABLEAUX.....	XV
<i>INTRODUCTION GENERALE</i>	1
<i>CHAPITRE I : GENERALITES ET RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE</i>	5
I.1. INTRODUCTION	6
I.2. GENERALITES SUR LA « QAI » ET LA POLLUTION DANS L’HABITAT	6
I.2.1. Sources et types des polluants	6
I.2.2. Expositions aux polluants et valeurs guides	8
I.2.3. Filtration de l’air intérieur	9
I.2.3.1. Les filtres à particules	9
I.2.3.2. Les filtres moléculaires	10
I.3. GENERALITES SUR LE CONFORT THERMIQUE	11
I.4. STRATEGIES DE VENTILATION	14
I.4.1. Principes de la ventilation	14
I.4.2. Systèmes de la ventilation.....	15
I.4.2.1. Ventilation naturelle	16
I.4.2.2. Ventilation mécanique simple flux par insufflation	19
I.4.2.3. Ventilation mécanique simple flux par extraction.....	19
I.4.2.4. Ventilation mécanique double flux.....	19
I.4.3. Stratégies de la distribution de l’air	19
I.4.3.1. Ventilation par mélange (VM) et par déplacement (VPD)	19
I.4.3.2. Ventilation personnalisée (VP).....	23
I.4.3.3. Ventilation par stratification (VS)	23
I.4.3.4. Ventilation par extraction locale (VEL)	24
I.4.3.5. Ventilation par effet piston (VEP).....	24

I.5. RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE.....	25
I.6. CONCLUSION.....	30
CHAPITRE II : MODELISATION MATHEMATIQUE ET METHODE DE RESOLUTION.....	31
II. 1 INTRODUCTION	32
II. 2 DESCRIPTION DU MODELE PHYSIQUE	32
II. 3 FORMULATION MATHEMATIQUE	33
II.3.1. Mise en équations	34
II.3.2. Équations sans dimensions	36
II.3.3. Nombres sans dimensions.....	37
II.3.4. Conditions initiales et aux limites	38
II-3.5. Les indices de la ventilation	40
II. 4. METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION.....	41
II. 4.1. Introduction.....	41
II. 4.2. Historique de la méthode de Lattice Boltzmann	42
II.4.3. Méthode de Lattice Boltzmann	45
II.4.3.1. Equation de Boltzmann.....	45
II.4.3.2 L'opérateur de collision BGK.....	46
II.4.4. Equation de Boltzmann discrétisée	47
II.4.4.1 Discrétisation de la fonction de distribution à l'équilibre	47
II.4.4.2. Schémas réseaux	49
II.4.5. Conditions aux limites de LBM	51
II.4.5.1. Condition de non-glissement	51
II.4.5.3. Conditions entrée/sortie (Vitesse imposée)	53
II.4.5.4. Température imposée	54
II.4.6. Méthode LB-MRT (Multiple Relaxation Time)	55
II.4.7. Algorithme de la méthode LB-MRT.....	59
II. 6. CONCLUSION.....	60

CHAPITRE III : ANALYSE DE L'EFFET DU TAUX DE LA REACTION DE FIXATION

A_k	63
III.1. INTRODUCTION.....	62
III.2. VALIDATION DU CODE DE CALCUL.....	62
III.3. CAS D'UNE SEPARATION POREUSE NON REACTIVE ($A_k=0$)	65
III.4. CAS D'UNE SEPARATION POREUSE REACTIVE (SPR) ($A_k = 1$)	70
III.5. EVALUATION DES INDICES DE VENTILATION ET DE LA QAI.....	74
III.6. CONCLUSION	82

CHAPITRE IV : ANALYSE DE L'EFFET DE LA HAUTEUR DE LA SEPARATION POREUSE H_p 86 |

IV.1. INTRODUCTION.....	84
IV.2. EFFET DE LA CONVECTION NATURELLE	84
IV.3. EFFET DE LA CONVECTION FORCEE	91
IV.4. COMPARAISON AVEC LE CAS SANS SAPARATION POREUSE	100
IV.4. CONCLUSION.....	108
CONCLUSION GENERALE	11609
PERSPECTIVES	112
REFERENCES	113

NOMENCLATURE

Lettres Latines

a_k	Taux de réaction dimensionnel
A_k	Taux de réaction sans dimensionnel ($A_k = a_k H / U_0$)
c_i	Vitesse discrète
c_s	Vitesse du son (m/s)
C_f	Concentration sans dimension à l'entrée
C_{out}	Concentration sans dimension a la sortie
C_0	Concentration initiale sans dimension
C_{eq}	Concentration sans dimension a l'équilibre
$\bar{C}_{o/r}$	Concentration moyenne sans dimension dans la zone occupée et la zone de respiration
\bar{C}	Concentration moyenne sans dimension dans la cavité
D	Diffusion massique (kg.m s^{-1})
Da	Nombre de Darcy
e_p	Epaisseur de la séparation poreuse (m)
E_p	Epaisseur sans dimension de la séparation poreuse ($E_p = e_p / H$)
f	Fonction de distribution de l'équation de quantité de mouvement
f^{eq}	Fonction de distribution d'équilibre de l'équation de quantité de mouvement
g	Accélération gravitationnelle (m/s^2)
g_i	Vecteur de fonction de distribution de la temperature
g_i^{eq}	Vecteur de fonction de distribution d'équilibre de la temperature
h_i	Vecteur de fonction de distribution de la concentration
h	Coefficient d'échange thermique par convection ($\text{w/m}^2.\text{K}$)
h_p	Hauteur de la séparation poreuse (m)
H	Hauteur de la cavité (m)
H_p	Hauteur sans dimension de la séparation poreuse ($H_p = h_p / H$)
λ	Conductivité thermique (w/m.k)
K	Perméabilité (m^2)
L	Longueur de la cavité (m)

Le	Nombre de Lewis ($Le = \alpha / D_{eff}$)
M	Le taux métabolique (Met)
ℓ	Longueur d'ouverture (m)
m	Vecteur des moments de modèle D2Q9 pour la méthode MRT
m^{eq}	Vecteur des moments d'équilibre de modèle D2Q9 pour la méthode MRT
n	Vecteur des moments de modèle D2Q5 pour la méthode MRT
n^{eq}	Vecteur des moments d'équilibre de modèle D2Q5 pour la méthode MRT
N	Rapport de poussée ($N = \Delta C_{ref} / \Delta T_{ref}$)
N_x	Nombre de nœuds suivant X
N_y	Nombre de nœuds suivant Y
P	Pression (N/m ²)
Pr	Nombre de Prandtl ($Pr = \nu / \alpha$)
Ra	Nombre de Rayleigh ($Ra = g \beta \Delta T_{ref} H^3 / \nu \alpha$)
Re	Nombre de Reynolds ($Re = U_0 H / \nu$)
Ri	Nombre de Richardson ($Ri = Ra / (Pr Re^2)$)
T^*	Température dimensionnelle (k)
t^*	Temps dimensionnel (s)
t	Temps adimensionnel
u	Composante horizontale dimensionnelle de la vitesse (m/s)
U	Composante horizontale adimensionnelle de la vitesse
v	Composante verticale dimensionnelle de la vitesse (m/s)
V	Composante verticale adimensionnelle de la vitesse
w_i	Facteurs de pondération
x	Coordonnée longitudinale dimensionnelle (m)
X	Coordonnée longitudinale adimensionnelle
y	Coordonnée verticale dimensionnelle (m)
Y	Coordonnée verticale adimensionnelle
θ	Température sans dimension
θ_{out}	Température sans dimension à la sortie
θ_f	Température sans dimension à l'entrée d'air
$\bar{\theta}$	Température moyenne sans dimension

θ_c Température sans dimension sur la parois chauffée

Indices

* Grandeur dimensionnelle
 c Chaud
 cr Critique
 eff Effectif
 f Froid
 ref Reference
 $Z1$ Zone d'occupation
 $Z2$ Zone de respiration
 I_{QAI} Indice de qualité de l'air intérieur

Lettres grecques

η_d Efficacité d'élimination des polluants
 η_t Efficacité thermique
 α Coefficient de diffusivité Thermique (m^2/s)
 β Coefficient de dilatation thermique (K^{-1})
 δt Intervalle de temps
 ΔT Différence de température
 ΔC Différence de concentration
 δt Pas de temps du schéma LBM discrétisé
 δx Pas d'espace du schéma LBM discrétisé
 ε Energie du second ordre
 μ Viscosité dynamique ($kg/m\ s$)
 Ω Operateur de collision
 ω Fréquence de collision
 ν Viscosité cinématique (m^2/s)
 ψ Fonction de courant adimensionnelle
 τ Temps de relaxation
 ρ Masse volumique (Kg/m^3)

Abréviations

ASHRAE	American Society of Heating, Refrigerating and Air Conditioning Engineers
BB	Bounce-Back
BGK	Bhatnagar, Gross Et Krook
CFD	Computational Fluid Dynamics
COV	Composants Organique Volatiles
HVAC	Heating, Ventilation and Air-Conditioning
LBM	Lattice Boltzmann Method
N-S	Navier – Stokes
FEM	Méthode des éléments finis
MRT	Multi-Relaxation Time
PMV	Predicted Mean Vote
PPD	Predicted Percentage Dissatisfied
PTL	Profil de Température Linéaire
QAI	Qualité de l'air intérieur
SPNR	Séparation Poreuse Non Réactive
SPR	Séparation Poreuse Réactive
SRT	Single Relaxation Time
VEL	Ventilation Par Extraction Locale
VEP	Ventilation Par Effet Piston
VM	Ventilation Par Mélange
VMC	Ventilation Mécanique
VPD	Ventilation Par Déplacement
VP	Ventilation Personnalisée
VRI	Valeur à Risques Important
VRL	Valeur à Risques Limités
VS	Ventilation Par Stratification

LISTE DES FIGURES

CHAPITRE I

Figure I. 1 : Sources de la pollution intérieure[13].....	7
Figure I. 2 : Variation de l'efficacité, de la perte de charge et du débit d'air traité en fonction du colmatage du filtre [18].....	10
Figure I. 3 : Diagramme de la zone du confort thermique [20].	12
Figure I. 4 : Evolution de l'indice PPD en fonction de la valeur du PMV[16].....	14
Figure I. 5 : Principes de la ventilation.	15
Figure I. 6 : Systèmes de ventilation.	16
Figure I. 7 : L'effet du vent sur le bâtiment [21].	17
Figure I. 8 : Principe de la ventilation traversante.	17
Figure I. 9 : Effet du tirage thermique sur le bâtiment [21].	18
Figure I. 10 : Effets combinés du vent et du tirage thermique [22]	18
Figure I. 11 : Ventilation par mélange d'air.	20
Figure I. 12 : Ventilations par déplacement [25].....	21
Figure I. 13 : Système typique de diffusion par déplacement.	22
Figure I. 14 : Comparaison des profils de vitesse, température et concentration entre la VM et la VPD.	22
Figure I. 15 : Ventilation par stratification [26]	24
Figure I. 16 : Ventilation par extraction locale.	24
Figure I. 17 : La ventilation par effet piston.	25

CHAPITRE II

Figure II. 1 : Modèle physique avec les différentes conditions aux limites associées.	33
Figure II. 2 : Modèle physique avec les différentes conditions aux limites sans dimension associées.	40
Figure II. 3 : Passage de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique en passant par l'échelle mésoscopique[67].	42
Figure II. 4 : Position et vecteur vitesse d'une particule avant et après l'application de la force extérieure F [67].	45
Figure II. 5 : Représentation des schémas de réseaux [86].	50
Figure II. 6 : Schémas du rebond arrière [67].	52
Figure II. 7 : Algorithme de base de la méthode de Boltzmann MRT.	60

CHAPITRE III

Figure III. 1 : Tracé des résultats de comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats expérimentaux de Leong et al.[94]et celles calculés par Raithby et al.[95].	63
Figure III. 2 : Comparaison des isothermes (en bas) et lignes de courant (en haut).	64
Figure III. 3 : Évolution des fonctions de courant en fonction de Ri et Da pour $A_k = 0$	66
Figure III. 4 : Évolution des champs de température en fonction Ri et Da pour $A_k = 0$	68
Figure III. 5 : Evolution des champs de concentration en fonction de Ri et Da pour $A_k = 0$.	70
Figure III. 6 : Évolution des lignes de courants en fonction de Ri et Da pour $A_k = 1$.	71
Figure III. 7 : Évolution des champs de température en fonction de Ri et Da pour	72
Figure III. 8 : Évolution des champs de concentration en fonction de Ri et Da pour $A_k = 1$.	74
Figure III. 9 : Évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants et des concentrations moyennes pour différentes valeurs de Re, Ra, Da et A_k	77
Figure III. 10: Valeurs de τ et τ_c	78
Figure III. 11 : Évolution de l'efficacité thermique en fonction de Ra pour différentes valeurs de Da, Re et A_k	80
Figure III. 12 : Les zones d'occupation avant et après la cloison poreuse.	80
Figure III. 13 : Evolution de $IIAQ$ en fonction de Re pour les deux zones et pour différentes valeurs de Da, Ra et A_k	81

CHAPITRE IV

Figure IV. 1 : Effet de la hauteur de la cloison poreuse sur l'évolution de l'efficacité thermique en fonction de Ra pour différents Da et A_k avec $Re = 5 \times 10^2$.	85
Figure IV. 2 : Effet de la hauteur de la cloison poreuse sur l'évolution de l'efficacité d'élimination des polluants en fonction de temps sans dimension pour différents Da, A_k et Ra avec $Re = 5 \times 10^2$.	86
Figure IV. 3 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-2}$ et $Re = 5 \times 10^2$.	88
Figure IV. 4 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-6}$ et $Re = 5 \times 10^2$.	89

Figure IV. 5 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-2}$ et $Re = 5 \times 10^2$	91
Figure IV. 6 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-6}$ et $Re = 5 \times 10^2$	93
Figure IV. 7 : Effet de la hauteur de la cloison poreuse sur l'évolution de l'efficacité thermique en fonction de Re pour différents Da and A_k avec $Ra = 10^6$	94
Figure IV. 8 : Effet de la hauteur de la séparation poreuse sur l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension pour différents Da, Re et A_k avec $Ra = 10^6$	95
Figure IV. 9 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de et H_p et Ra pour $Da = 10^{-2}$ et $Ra = 10^6$	97
Figure IV. 10 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-6}$ et $Ra = 10^6$	98
Figure IV. 11 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-2}$ et $Ra = 10^6$	100
Figure IV. 12 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-6}$ et $Ra = 10^6$	102
Figure IV. 13 : L'évolution de l'efficacité thermique en fonction de H_p pour différents Ra, Re et Da	103
Figure IV. 14 : Comparaison de l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension avec et sans séparation poreuse pour différents Ra, Re, Da et A_k avec $H_p = 0.3$	104
Figure IV. 15 : Comparaison de l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension avec et sans séparation poreuse pour différents Ra, Re, Da et A_k avec $H_p = 0.6$	105
Figure IV. 16 : Comparaison de l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension avec et sans séparation poreuse pour différents Ra, Re, Da et A_k avec $H_p = 0.9$	106

LISTE DES TABLEAUX

CHAPITRE I

Tableau I. 1: Valeurs de référence de polluants[17]	9
Tableau I. 2: Métabolisme suivant l'activité physique [16].	13
Tableau I. 3: Echelle sensorielle du PMV [16]	13

CHAPITRE II

Tableau II. 1: Pondération des fonction d'équilibre et vitesses discrètes du schéma D2Q5 et D2Q9.	50
---	----

CHAPITRE III

Tableau III. 1: Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats expérimentaux et calculés dans la littérature.	63
Tableau III. 2: Comparaison des nombres de Nusselt moyennés entre les résultats récents et ceux de Rahman et al.[96]	64
Tableau III. 3: Résultats comparatifs du nombre moyen de Nusselt par rapport au modèle Darcy-Brinkman-Forchheimer $Pr = 1$	65
Tableau III. 4 : Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c et le pourcentage de sa réduction.	78

CHAPITRE IV

Tableau IV. 1: Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c pour une hauteur $H_p = 0.3$	107
Tableau IV. 2: Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c pour une hauteur $H_p = 0.6$	107
Tableau IV. 3: Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c pour une hauteur $H_p = 0.9$	108

INTRODUCTION GENERALE

Dernièrement, au cours de la situation d'épidémie massive, la situation sanitaire et économique mondiale est devenue très compliquée. Selon l'organisation mondiale de la santé, la Covid-19 se transmet principalement par voie respiratoire sous forme de gouttelettes (>5-10 µm de diamètre) qui sont expulsées lorsqu'une personne infectée tousse, éternue ou parle [1]. La limitation des espaces préfabriqués pour les maladies infectieuses et l'infectiosité élevée de ce virus sont deux facteurs importants qui nécessitent une stratégie de ventilation soigneusement conçue pour ces zones hospitalières, qui assure un renouvellement continu de l'air. La lutte contre le coronavirus et la minimisation de sa contamination par l'air respiratoire ne sont qu'un exemple récent des applications de la ventilation dans les bâtiments, qui ont fait l'objet de plusieurs travaux [2][3], [4].

La Qualité de l'Air Intérieur (QAI) est devenue un problème majeur en raison de son impact sur la santé humaine et de l'augmentation de la pollution de l'air extérieur, c'est pourquoi l'étude de la QAI reste un sujet d'actualité que plusieurs chercheurs ont étudié récemment [5], [6][7].

D'autre part, la plupart de nos activités se déroulent à l'intérieur (locaux, écoles, bureaux, transports publics..., etc.). La demande quotidienne de confort augmente en raison de la croissance démographique et du nombre d'heures passées à l'intérieur. L'analyse et le contrôle du confort thermique ressenti par la personne ont fait l'objet de plusieurs travaux, en particulier dans les espaces communs, par exemple les salles de classe [8] , les gares [9], les avions [10], les églises [11].

Le confort thermique des occupants et la qualité de l'air intérieur sont deux règles qui doivent être établies dans chaque conception de bâtiment. La ventilation est l'une des recommandations prises par les architectes pour assurer ces deux critères, elle vise à créer un renouvellement de l'air intérieur qui permet le maintien de bonnes conditions thermiques et la dilution des polluants présents dans l'air intérieur, en maintenant leur concentration en dessous d'un niveau acceptable. L'efficacité d'un système de ventilation est principalement déterminée par la quantité des contaminants éliminés et la quantité de chaleur évacuée de la pièce. Il est encore difficile d'imposer des conditions qui permettent de respecter ces deux éléments.

Dans une pièce ventilée, un flux d'air est créé par convection naturelle, forcée ou mixte. Ce flux est généré par l'interaction de l'air entrant "froid" et de l'air ambiant "chaud" [12]. Les bâtiments et les espaces ventilés sont toujours modélisés par des cavités de géométries et de conditions différentes. Dans ce contexte, plusieurs études numériques et expérimentales ont été

menées pour analyser le comportement de l'écoulement, contrôler les phénomènes de transfert de chaleur et de masse et prédire la distribution de la chaleur et des polluants à l'intérieur des pièces. Cependant, malgré ces efforts, des lacunes subsistent encore dans le domaine des connaissances fondamentales, principalement en ce qui concerne la compréhension des phénomènes de transfert thermique ou massique.

Plusieurs études ont examiné les transferts de chaleur et de masse dans les cavités ventilées par déplacement, que ce soit avec des séparations solides ou poreuses. Cependant, l'utilisation d'une cloison poreuse réactive semble plus prometteuse, étant comparable à un catalyseur automobile (filtre) qui fixe les polluants. L'objectif principal est généralement d'améliorer la qualité de l'air, d'optimiser l'économie d'énergie et de garantir le confort thermique dans les bâtiments.

Dans ce contexte, l'analyse numérique entreprise dans cette thèse se concentre sur la modélisation hydrodynamique et thermo-soluté d'une cavité ventilée par déplacement d'air en présence d'une séparation poreuse réactive. Ce modèle représente le processus combiné d'évacuation de la chaleur et de dépollution de l'air intérieur en se fondant sur la ventilation et la réaction de fixation. Il est conçu pour être appliqué dans des vastes espaces où une séparation est nécessaire, tout en évitant la nécessité d'installer plusieurs ouvertures (fenêtres, bouches d'aération, etc.) pour garantir un renouvellement efficace de l'air.

La méthode de résolution adoptée est celle de Lattice Boltzmann sur réseau. En tant qu'approche mésoscopique pour modéliser les fluides dans un domaine discrétisé par un maillage cartésien. Cette méthode s'est avérée efficace pour la modélisation des écoulements complexes, offrant des avantages distinctifs par rapport aux méthodes classiques telles que les éléments finis, les volumes finis, les différences finies, etc. La méthode de Lattice Boltzmann (LBM), dérivée des automates cellulaires à gaz sur réseau (LGA), présente une clarté physique substantielle, une efficacité computationnelle notable, ainsi qu'une facilité de manipulation et de mise en œuvre. Elle repose sur un algorithme qui simule l'équation de transport de Boltzmann issue de la cinétique des gaz de manière simple et dont le comportement à grande échelle est assimilable à celui d'un fluide visqueux, satisfaisant les équations aux dérivées partielles de Navier et Stokes.

Les résultats issus de la simulation numérique sont représentés à travers les champs de vitesse, de température et de concentration couvrant une large gamme de paramètre de contrôle.

Introduction générale

Ils sont également illustrés en termes de l'efficacité thermique, de l'efficacité de déplacement des polluant et de l'indice de qualité de l'air intérieur. La structure de cette thèse est la suivante:

Le premier chapitre porte sur la réalisation d'une étude bibliographique visant à définir les diverses aspects liées à la qualité de l'air intérieur, au confort thermique et à la ventilation des habitations. En conclusion de ce chapitre, les orientations et les objectifs que nous envisageons atteindre au moyen de ce présent travail de thèse sont positionnés.

Le deuxième chapitre est consacré à la description du modèle physique adopté, à la formulation mathématique associée, ainsi qu'à une présentation détaillée de la méthode de résolution employée. Ce chapitre inclut également un historique de la méthode Lattice Boltzmann (LBM) et une transition vers la méthode de Boltzmann à plusieurs temps de relaxation (LBM-MRT), que nous avons utilisée pour la simulation numérique.

Les chapitres trois et quatre seront dédiés à la présentation des résultats de simulation numérique, examinant respectivement l'impact de la réaction de fixation et celui de la hauteur de la séparation poreuse.

CHAPITRE I :
GENERALITES ET RECHERCHE
BIBLIOGRAPHIQUE

I.1. INTRODUCTION

L'environnement intérieur d'un bâtiment est complexe, la qualité de l'air intérieur et le confort thermique sont deux critères qui doivent être assurés dans chaque espace occupé par l'être humain. Les composants de la QAI, comprenant notamment des polluants atmosphériques, les allergènes et l'humidité, exercent une influence directe sur la santé des occupants. Parallèlement, le confort thermique, gouverné par les variables telles que la température, l'humidité relative et le mouvement de l'air jouent un rôle déterminant dans le bien-être quotidien, l'efficacité au travail et la productivité de l'individu.

La ventilation en tant que mécanisme central, émerge comme l'élément crucial assurant la cohérence entre ces deux critères, régulant non seulement la distribution uniforme de l'air frais, mais également l'élimination des contaminants, contribuant ainsi au maintien d'une température ambiante optimale.

Ce chapitre introduit initialement des définitions et des concepts fondamentaux liés à la qualité de l'air intérieur, le confort thermique et les différents systèmes de ventilation. Il propose également par la suite un aperçu des travaux antérieurs réalisés par les chercheurs dans ce domaine, concluant par une synthèse.

I.2. GENERALITES SUR LA « QAI » ET LA POLLUTION DANS L'HABITAT

La conscience des effets nocifs de l'air intérieur sur la santé date des années 1960, une époque caractérisée par les premières mesures de la QAI. Les premières enquêtes se sont concentrées sur les risques respiratoires associés à la présence de fumée de cigarette à l'intérieur des habitations[13].

Au cours d'une trentaine d'années d'enquêtes, des investigations approfondies sur la pollution de l'air intérieur ont conduit à l'identification de divers contaminants et sources d'émission.

I.2.1. Sources et types de polluants

Les sources de pollution de l'air intérieur peuvent être catégorisées en trois principales classes : les occupants, à travers leur présence et leurs activités domestiques, les matériaux de construction des bâtiments et l'environnement extérieur (voir figure I. 1). Le degré de pollution engendrée par les occupants est influencé par le taux d'occupation de lieu, les activités physiques entreprises, ainsi que l'hygiène corporelle, et est intrinsèquement lié à leur mode de

vie. La pollution est également conditionnée par le choix des matériaux de construction et de décoration, de l'adéquation de processus constructif avec le site, et la sélection des équipements domestiques. Enfin, la pollution provenant de la dernière catégorie est fonction de l'emplacement géographique du bâtiment.

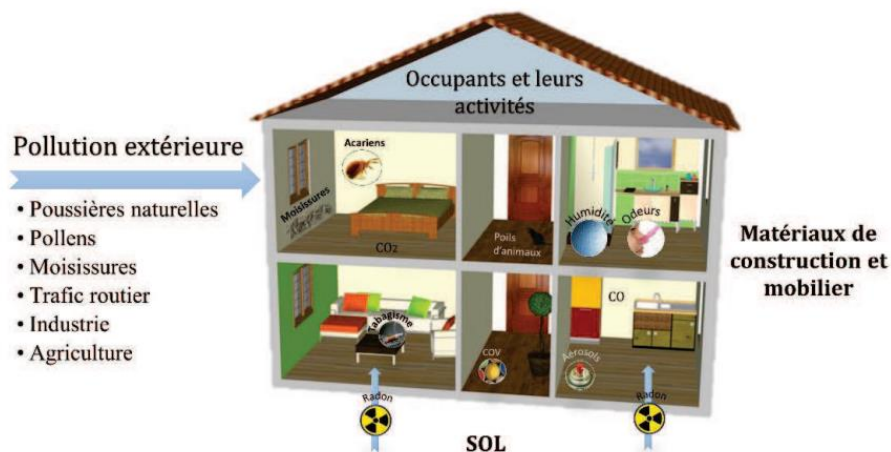


Figure I. 1 : Sources de la pollution intérieure[13].

La concentration d'un agent polluant est conditionnée par la nature et l'intensité de son émission, tout en étant également influencée par les conditions climatiques et hygrothermiques. La pertinence relative d'une source particulière dépendra à la fois de la puissance d'émission du polluant et de sa toxicité. Diverses sources émettrices tel que les produits de construction, libèrent des polluant de manière continue et a des concentrations relativement basses, avec des émissions qui peuvent fluctuer au fils du temps (peuvent diminuer ou augmenter). Cependant, certaines sources liées par exemples aux activités des occupants génèrent des émissions de façon intermittente. Enfin les conditions hygrothermiques au sein des habitations favorisent à la variabilité des concentrations de certains contaminants.

Les polluants généralement présents à l'intérieur des habitations englobent une diversité de substances, qu'elles soient chimiques, biologiques, radioactives ou sous forme de particules en suspension dans l'air.

L'humidité présente un cas particulier, cas elle n'est pas intrinsèquement un polluant, mais son excès, au-delà de 60% permet le développement de divers polluants tels que les moisissures, les bactéries et les acariens[14]. En outre, elle induit la détérioration de nombreux matériaux, entraînant ultérieurement des émissions des composants organique volatiles (COV). Par conséquent, une humidité excessive peut engendrer des maladies de système respiratoire tels

que l'asthme, les rhinites, la toux et des douleurs thoraciques. D'autre part, un niveau d'humidité faible, inférieur à 30%, a été associé à l'irritation des muqueuses oculaires (yeux secs)[15].

I.2.2. Expositions aux polluants et valeurs guides

L'évolution de l'exposition aux polluants permet de quantifier la qualité de substances toxiques susceptible d'être intégrée par les occupants pendant leurs périodes d'occupation du bâtiment. Cette évaluation repose sur la corrélation des schémas d'activités des occupants avec les concentrations de polluants présents dans les environnements qu'ils fréquentent. L'exposition se décompose en plusieurs dimensions. L'exposition instantanée $E_{inst} (mg / m^3)$ représente la concentration en polluants mesurée ou calculée à chaque instant, tandis que l'exposition de pointe $E_{pointe} (mg / m^3)$ correspond à la valeur maximale atteinte pendant une période déterminée. Ces indices ponctuels, particulièrement utilisés pour les gaz hautement toxiques, s'expriment au moyen de relations spécifiques [16] :

$$E_{inst} = C(t); E_{pointe} = \max(E_{inst}) \quad (I-1)$$

L'exposition moyenne ou concentration moyenne pondérée par le temps, notée $E_{moy} (mg / m^3)$, constitue l'une des mesures les plus fréquemment employées pour décrire l'exposition à un polluant. Sa définition englobe à la fois la durée et l'intensité de l'exposition, comme exprimée par la relation suivante :

$$E_{moy} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} C(t) dt \quad (I-2)$$

Pour les polluants absorbés par voie respiratoire, le calcul des expositions instantanées et moyennes peut être adapté en incorporant le taux de respiration b (nombre de respiration par heure) et le volume de respiration $V_{resp} (m^3)$ de l'individu :

$$E_{inst} = C(t) \times b \times V_{resp}; E_{moy} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} E_{inst}(t) dt \quad (I-3)$$

L'indice de qualité de l'air intérieur (I_{IAQ}) est un indicateur employé pour évaluer la qualité de l'air en relation avec un polluant spécifique et son seuil d'acceptabilité. Il est déterminé selon la relation suivante :

$$I_{IAQ} = \frac{\langle C \rangle - C_s}{C_{seuil} - C_s} \quad (I-4)$$

C_{seuil} est la valeur limite de la concentration du polluant au-delà de laquelle l'exposition au polluant peut présenter des risques pour la santé. Une bonne qualité de l'air nécessite $I_{IAQ} < 1$.

Le tableau (I-1) expose également des valeurs indicatives de concentrations de polluants, destinées à répondre aux normes de QAI en matière de santé, l'hygiène et de confort. Elles émanent d'organismes tels que l'Organisation Mondiale de la Santé (OMS), la Commission des Communautés Européennes (CCE) ou le Conseil Supérieur d'Hygiène Publique de France (CSHPF).

Polluants	Valeurs guides	Durée d'exposition
Monoxyde de carbone (CO)	87 ppm	15min
Ozone (O3)	60 ppb	8h
Dioxyde d'azote (NO2)	110 ppb	1h
Dioxyde de soufre (SO2)	175 ppb	1h
Radon (Rn)	400 Bq/m ³	1ans

Tableau I. 1: Valeurs de référence de polluants[17]

I.2.3. Filtration de l'air intérieur

La filtration de l'air joue deux rôles distincts : assurer une qualité de l'air optimale pour les occupants, tout en prévenant l'accumulation de poussières sur les équipements du système de ventilation/climatisation (ventilateur, batterie chaudes et froides, échangeurs, etc.). Cela vise à garantir la durabilité de ces équipements et à maintenir leur efficacité énergétique au fil du temps. Les paragraphes suivants présenteront les deux types de filtre les plus utilisés.

I.2.3.1. Les filtres à particules

Le média filtrant constituant les filtres mécaniques à particules se compose de fibres de différentes natures, diamètres et densités. Chacun de ces paramètres est essentiel pour déterminer à quel point ce filtre est efficace pour une granulométrie spécifique de particules. Cette efficacité varie également dans le temps : à mesure que le média filtrant capture plus de poussière, il devient plus dense, ce qui améliore la rétention des particules de toutes tailles. De manière contre-intuitive, un filtre déjà utilisé (ancien) est souvent plus efficace qu'un filtre neuf.

L'efficacité d'un filtre à particules augmente proportionnellement à la quantité de particules qu'il retient au fil du temps, ce que l'on peut qualifier de vieillissement du filtre. Cependant, cette augmentation de l'efficacité entraîne une croissance de perte de charge. Cette augmentation de la perte de charge peut conduire à deux scénarios : une hausse de la

consommation énergétique du ventilateur pour maintenir un débit de ventilation constant ou une réduction progressive de ce dernier, comme illustré dans la figure (I. 2).

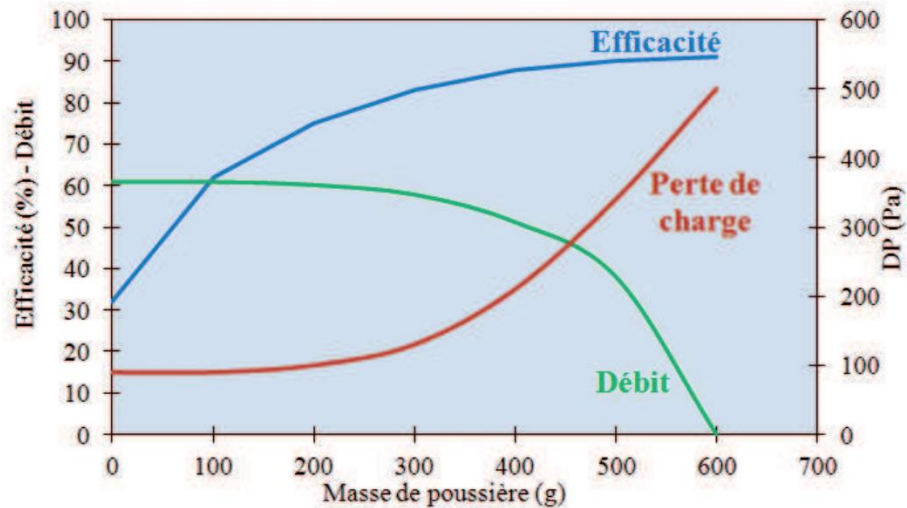


Figure I. 2 : Variation de l'efficacité, de la perte de charge et du débit d'air traité en fonction du colmatage du filtre [18].

La durée de vie d'un filtre à particules est déterminée par un seuil maximal acceptable de perte de charge induite. Conformément aux normes nationales et internationales, l'efficacité de ce filtre est évaluée comme une moyenne, ou une intégration sur une période spécifiée.

1.2.3.2. Les filtres moléculaires

Les filtres dits moléculaires utilisent la méthode d'adsorption pour piéger les molécules gazeuses présentes dans l'air, les retenant à la surface d'un matériau appelé adsorbant.

L'évolution de l'efficacité des filtres moléculaires pose des défis plus complexes que celle des filtres à particule en raison de deux facteurs combinés. Premièrement, le processus de filtration moléculaire repose le plus souvent sur une adsorption physique réversible des molécules polluantes. Deuxièmement, la capacité d'adsorption d'une substance gazeuse par un adsorbant est variable et dépend de divers paramètres tels que la concentration, la température, l'humidité et la présence d'autres espèces dans l'air.

En ce qui concerne le traitement de l'air intérieur, où les paramètres fluctuent de manière aléatoire à cause des rejets de polluants et des conditions climatiques, l'efficacité des filtres moléculaires peut varier considérablement selon le bâtiment et la période, et dans certains cas, les filtres peuvent même réémettre des polluants précédemment capturés

I.3. GENERALITES SUR LE CONFORT THERMIQUE

Le confort thermique est le résultat des interactions et des transferts de chaleur entre le corps humain et son environnement. En ambiance chaude, le corps réagit en augmentant le flux sanguin et en provoquant la sudation. En revanche, en ambiance froide, le flux sanguin diminue, et dans des cas extrêmes, le corps peut déclencher des tremblements pour générer de la chaleur. Le bilan thermique du corps peut-être exprimer [19]:

$$S = M - W + R + C + K - E - RES \quad (I-5)$$

Où S (en watts) est la chaleur emmagasinée dans le corps, M le métabolisme, W l'effort physique, R la radiation, C la convection, K la conduction par les vêtements ; E et RES représentent respectivement les déperditions par l'évaporation et la respiration.

Le confort thermique est atteint lorsque les mécanismes de thermorégulation du corps sont peu ou pas sollicités, ce qui signifie que le corps est en équilibre naturelle avec son milieu environnant. Cet équilibre est influencé par divers facteurs environnementaux tels que la température, la vitesse de l'air et l'humidité relative, ainsi que de paramètres individuels tels que l'activité métabolique, la vêtue, etc.

Dans les conditions normales, le corps humain maintien sa température corporelle autour de 36,7°C. Cette température est constamment supérieure à celle de l'environnement, ce qui nécessite un équilibre pour assurer le bien-être de l'individu. La température joue un rôle crucial et est souvent présentée comme étant le paramètre sur lequel il est possible d'agir. En réalité, elle est la variable d'ajustement la plus simple pour compenser un sentiment d'inconfort. Une sensation d'inconfort devient notable (non négligeable) dès qu'il y a un écart de 4°C entre la température de la paroi et celle de l'air. La température ressentie est définie par la moyenne entre ces deux températures. Le diagramme ci-dessous (figure I. 3) représente les variations de ces paramètres et les ambiances qui en résultent. La zone centrale en rouge correspond aux combinaisons de températures où la sensation est qualifiée d'agréable. Tandis que la zone environnante en bleu est considérée comme acceptable. En dehors de ces zones, une sensation d'inconfort due à la chaleur ou au froid est ressentie.

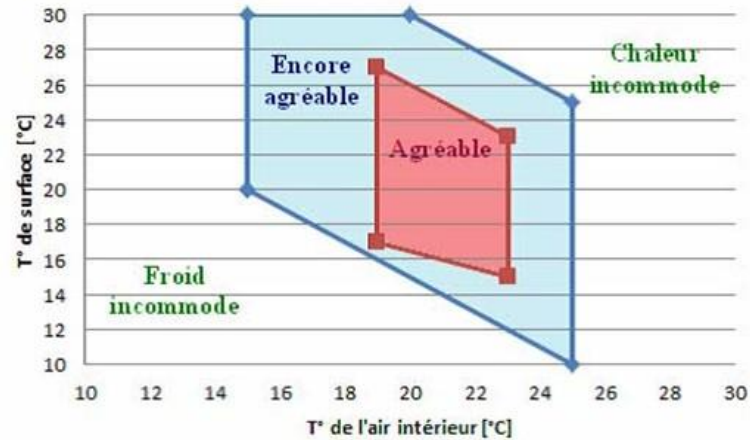


Figure I. 3 : Diagramme de la zone du confort thermique [20].

La vitesse de l'air impacte la manière dont la chaleur est transférée par convection. Les mouvements d'air présents près du corps humain affectent les échanges thermiques entre ce dernier et son environnement. Lorsque, la vitesse de l'air augmente, l'intensité du mécanisme de transpiration diminue légèrement, entraînant une diminution faible mais perceptible de la puissance échangée de manière sensible entre le corps humain et l'ambiance. Parallèlement, le coefficient d'échange par convection entre le corps et l'air augmente de manière significative, amplifiant la puissance échangée par convection de façon importante. Il est recommandé d'avoir une vitesse d'air inférieure à 0,2m/s dans la zone de vie (zone occupée), ce qui peut également d'influencer les vitesses admissibles de soufflage d'air en sortie des bouches d'aération.

L'humidité relative environnante exerce une influence sur la capacité de notre corps à évacuer un excès de chaleur. Elle indique la proportion de vapeur d'eau présente dans l'air par rapport à sa capacité maximale de saturation. Une hygrométrie de 0 % indique un air parfaitement sec, tandis que 100 % signifie que l'air est saturé en eau. Pour un confort optimal, avec une température ambiante d'environ 22°C, il est recommandé de maintenir l'humidité relative entre 40 et 60 %.

Le métabolisme est le produit de l'oxydation des aliments et est généralement mesuré en met (1 met = 58,15 W/m²). Il croit en fonction de l'activité physique. Le tableau I. 2 répertorie des valeurs de métabolisme en fonction du niveau de l'activité.

Activité	Métabolisme (M)
Repos, allongée	0,8 (met)
Repos, assis, relaxé	1,0
Activité sédentaire : bureau, maison, école	1,2
Activité légère, debout : courses, industrie légère	1,6
Activité moyenne debout : activité domestique, activité sur machine	2,0
Activité soutenue : activité sur machine lourde, bricolage	2,8

Tableau I. 2: Métabolisme suivant l'activité physique [16].

➤ **Indices de confort PMV et PPD**

Le Vote Moyen Prévisible (PMV, *Predicted Mean Vote*), développé par Fanger, représente un indice de prédiction du confort thermique. Il correspond à la moyenne des évaluations de nombreuses personnes exposées à une même ambiance. La formulation de PMV prend en compte les variables d'activité, de vêture, ainsi que les paramètres environnementaux. Son évaluation se fait au moyen d'une échelle à sept points, couvrant la gamme de sensations allant du froid à la chaleur.

Froid	Frais	Légèrement frais	Neutre	Légèrement tiède	Tiède	Chaud
-3	-2	-1	0	+1	+2	+3

Tableau I. 3: Echelle sensorielle du PMV [16]

Le pourcentage prévisible d'insatisfaits (PPD, *Predicted Percentage of Dissatisfied*) représente la proportion de personnes mécontentes de l'environnement thermique. Il est associé à une valeur absolue de PMV égale ou supérieure à 2. Le PPD est en corrélation avec le PMV, comme le démontré dans la figure I. 4.

Un PMV nul, ce qui équivaut à une PPD de 5%, correspond aux conditions idéales de neutralité thermique du corps humain. La norme recommandée pour l'indice de PPD dans un environnement thermique optimal est de 10%, avec un indice PMV variant entre -0.5 et +0.5.

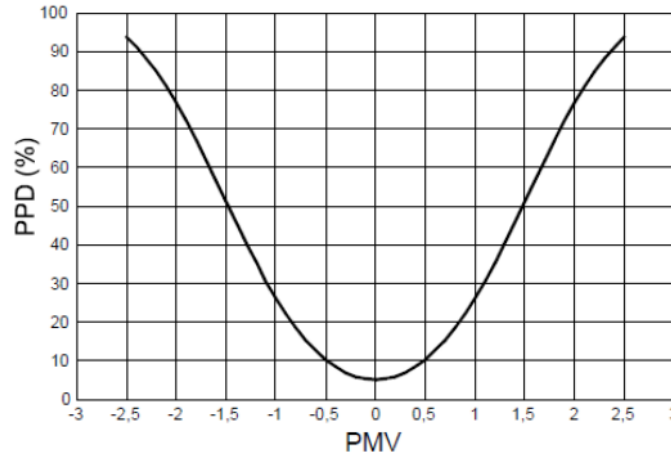


Figure I. 4 : Evolution de l'indice PPD en fonction de la valeur du PMV[16].

I.4. STRATEGIES DE VENTILATION

Dans la section précédente, nous avons examiné les divers types et sources des contaminants trouvés dans l'environnement intérieur d'une habitation ainsi que leurs impacts sur la santé des résidents. En vue de réduire la pollution, maintenir une qualité de l'air intérieur optimale et garantir un bon confort thermique, l'une des solutions principales consiste à mettre en place un système de ventilation. En fonction du principe de distribution de l'air et des mécanismes d'amenée et d'évacuation de l'air, diverses stratégies et systèmes de ventilation sont disponibles.

I.4.1. Principes de la ventilation

La fonction principale de la ventilation des habitations est d'assurer le renouvellement de l'air intérieur en apportant de l'air « neuf » de l'extérieur. Ce processus repose sur quatre principes d'aération comme illustrés dans la figure I.5 : ventilation par pièces séparées, par balayage, par balayage partiel et par diffusion.

La ventilation par pièce séparée nécessite l'installation d'entrées et de sorties d'air dans chaque espace (c.a.d. Pièce). La ventilation par balayage, quant à elle, est basée sur un acheminement optimal de l'air, des zones les moins contaminées vers les zones les plus contaminées. Dans ce schéma, les entrées d'air sont placées dans les espaces de vie tels que les chambres, les salons et les bureaux, tandis que les sorties d'air sont placées dans les espaces utilitaires (pièces de service) tels que les cuisines, les salles de bains/douches et les toilettes. La ventilation par balayage partiel combine ces deux approches : les entrées et sorties d'air sont

réparties dans des pièces distinctes, mais le flux d'air n'est pas entièrement contrôlé[16]. Ces systèmes peuvent fonctionner naturellement ou avec une assistance mécanique. Enfin, la ventilation par diffusion implique l'introduction mécanique d'air par un ou deux points centraux dans la maison, avec une évacuation par chaque pièce, couvrant à la fois les espaces de vie et les espaces utilitaires.

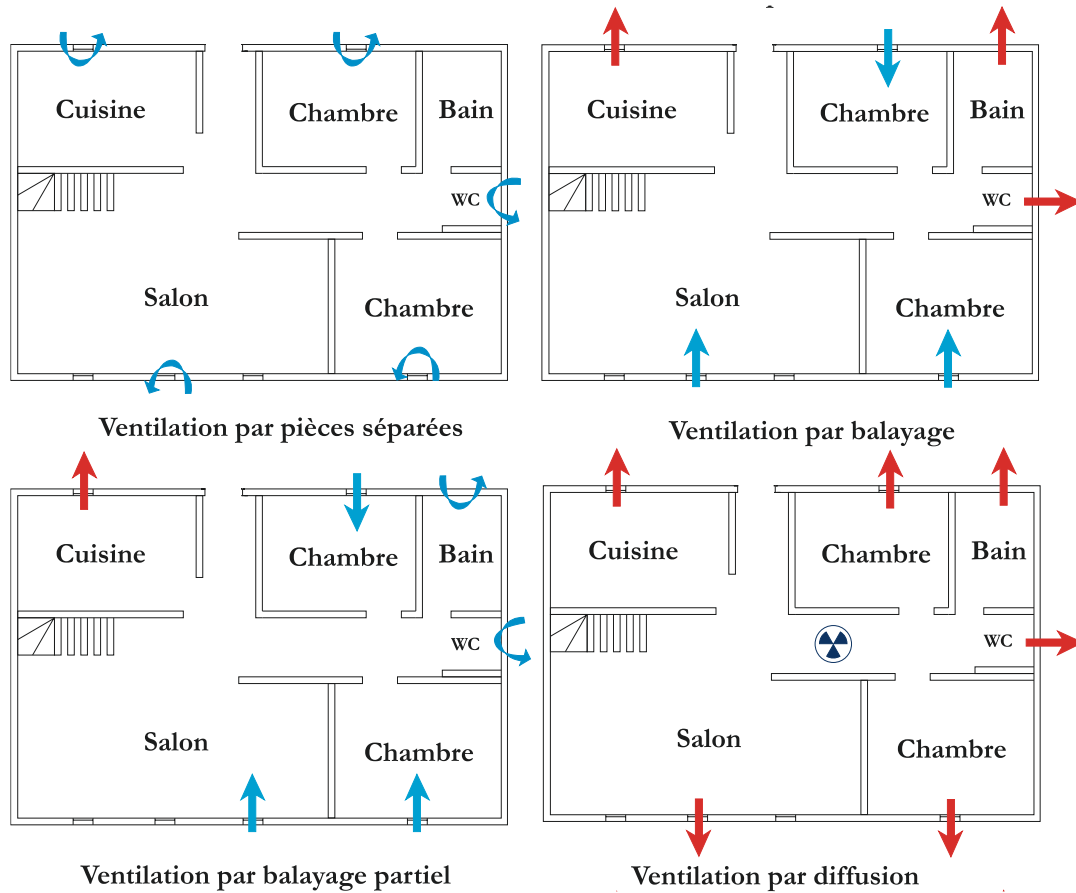


Figure I. 5 : Principes de la ventilation.

I.4.2. Systèmes de la ventilation

En fonction du mécanisme employé, on distingue quatre systèmes de ventilation comme le montre la figure I. 6 : la ventilation naturelle, la ventilation mécanique simple flux par extraction et par insufflation, ainsi que la ventilation mécanique double flux.

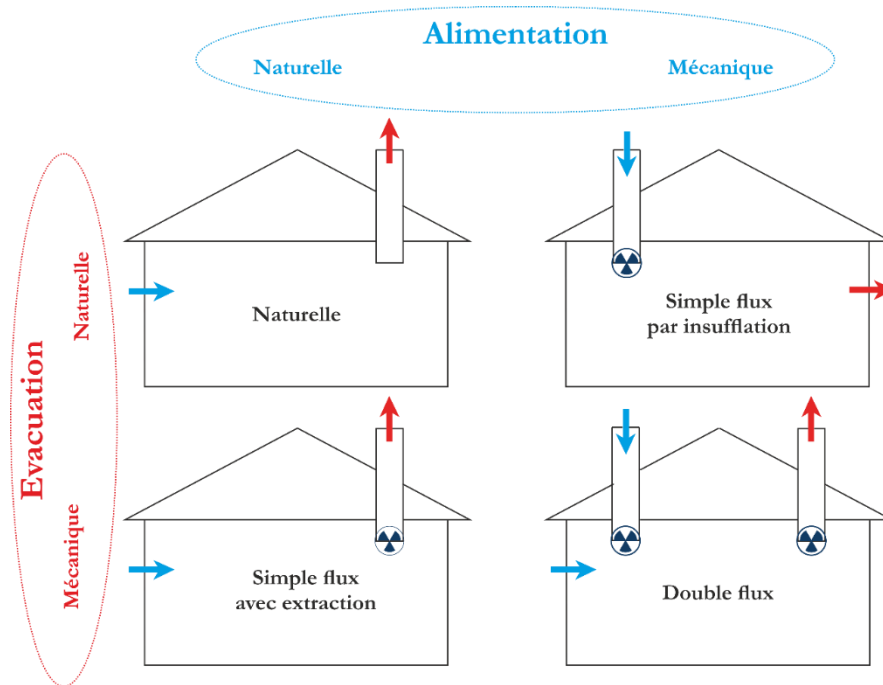


Figure I. 6 : Systèmes de ventilation.

I.4.2.1. Ventilation naturelle

La ventilation naturelle se réalise par les forces motrices naturelles : le vent « différences de pression », et le tirage thermique « la différence de température entre l'intérieur et l'extérieure », où l'amenée et l'évacuation de l'air s'effectuent naturellement d'une manière spontanée.

L'aération est assurée par des ouvertures spécialement conçues à cet effet, telles que des fenêtres, des portes, des cheminées solaires, des tours à vent, des ventilateurs de ruissellement et des ouvertures d'alimentation réglables ou autoréglables intégrées dans les fenêtres, les murs ou le toit, ainsi que par des défauts d'étanchéité. Dans les pièces humides telles que les salles de bains, les toilettes et les cuisines, l'air vicié est évacué par des bouches d'extraction réglables vers un conduit vertical qui débouche au-dessus du toit.

- **Le vent**

Une façade exposée au vent subisse une surpression. Tandis qu'une dépression se crée sur les façades sous le vent (Figure I. 7). Lorsque les ouvertures sont placées sur les faces opposées d'un bâtiment, un renouvellement d'air proportionnel au carré de la vitesse du vent se produit, permettant généralement un taux de renouvellement d'air de 2 à 4 vol/heure lorsque la ventilation est traversante (Figure I. 8)[16]. Ce taux peut être légèrement réduit en cas

d'ouverture sur des façades perpendiculaires, et encore moins si les ouvertures sont uniquement sur une seule façade [16].

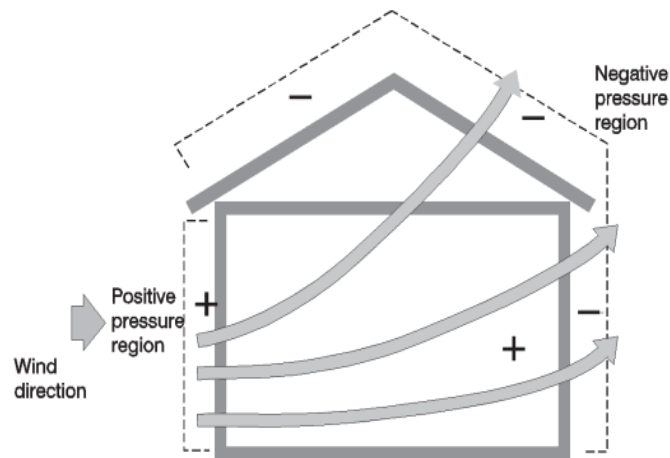


Figure I. 7 : L'effet du vent sur le bâtiment [21].

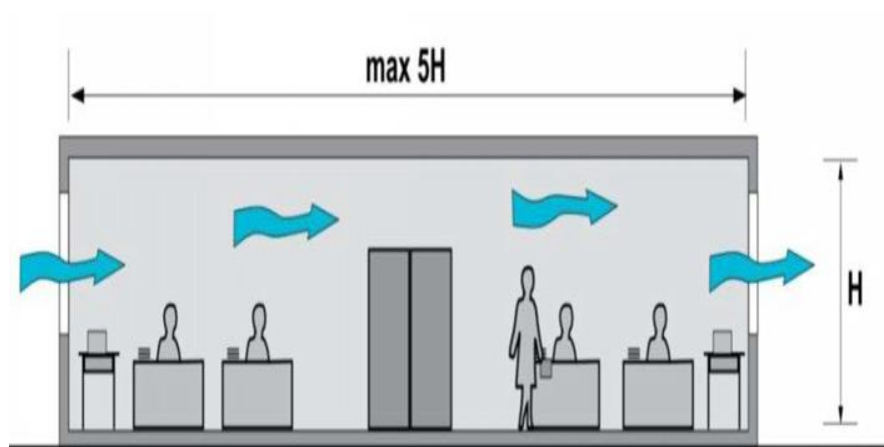


Figure I. 8 : Principe de la ventilation traversante.

- **Le tirage thermique**

La dépression responsable des mouvements d'air résulte de la différence de masse volumique de l'air, notamment la tendance de l'air chaud à monter vers le haut. Si on planifie des ouvertures en partie basse pour permettre l'entrée de l'air extérieur dans un espace à rafraîchir, et des ouvertures en partie haute pour permettre à l'air de s'échapper (voir Figure I. 9), cela entraîne un renouvellement d'air par effet de cheminée.

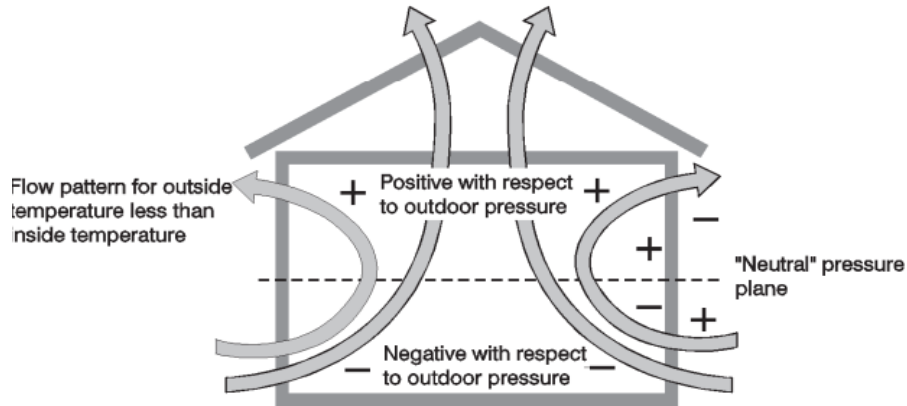


Figure I. 9 : Effet du tirage thermique sur le bâtiment [21].

Le débit d'air généré dépend de la taille des ouvertures, ainsi que de la racine carrée de la hauteur de la cheminée et de la différence de température de l'air entre les niveaux inférieur et supérieur [22].

$$Q_v = C_d S \sqrt{2(T_{int} - T_{ext}) g H / T} \quad (I-6)$$

$$T = 273 + (T_{int} - T_{ext}) / 2 \quad (I-7)$$

S est défini par la relation $1 / S^2 = 1 / S_1^2 + 1 / S_2^2$, avec :

- S_1 : la surface ouvrante au vent, S_2 : la surface ouvrante sous le vent.
- C_d est le coefficient de décharge de l'ouverture, en pratique compris entre 0.5 et 1. En absence de données plus précises, il est généralement pris égal à 0.65 [23].

• Effets combinés (vent et tirage thermique)

Dans la réalité, ces deux mécanismes de ventilation fonctionnent de manière simultanée, pouvant générer des effets combinés ou opposés (Figure I. 10).

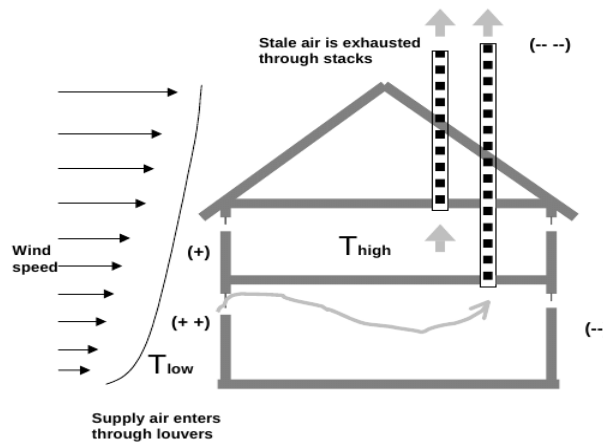


Figure I. 10 : Effets combinés du vent et du tirage thermique [22]

Au-delà d'une vitesse de 3 m/s, l'action du vent sera dominante sur les autres forces motrices des systèmes de ventilation.

I.4.2.2. Ventilation mécanique simple flux par insufflation

La ventilation mécanique par insufflation consiste à introduire mécaniquement de l'air, complété par une évacuation naturelle via des bouches d'air intégrées aux murs, aux fenêtres ou par des conduits de ventilation. Un seul ventilateur propulse l'air purifié dans les différentes zones à traiter, avant que cet air ne soit rejeté à l'extérieur par des bouches d'extraction ou des clapets de surpression. Cependant, ce type de ventilation présente une limitation, à savoir la difficulté d'ajuster le débit sur une grande plage de variation.

I.4.2.3. Ventilation mécanique simple flux par extraction

La ventilation mécanique par extraction est un système motorisé conçu pour renouveler l'air à l'intérieur des différentes pièces d'une maison de manière continue. L'air extérieur entre par des entrées d'air naturelles, généralement placées au niveau des fenêtres des pièces de vie (chambre, séjour...etc.). Cependant, l'évacuation de l'air vicié s'effectue mécaniquement à l'aide de bouches d'extraction placées dans les pièces humides (toilettes, cuisine, salle de bain).

I.4.2.4. Ventilation mécanique double flux

Le système est constitué deux circuits aérauliques, chacun est équipé d'un ventilateur dédié, l'un pour le soufflage, et l'autre pour l'extraction. Cette configuration se relève plus avantageuse en hiver, quand les débits d'air important sont nécessaires. Elle permet le préchauffer de l'air neuf, et la récupération de chaleur à partir de l'air extrait. En été, cependant, elle nécessite l'installation préalable de dispositifs passifs de rafraîchissement.

La VMC double flux, bien que plus complexe et couteuse que la VMC simple flux, voit une utilisation moindre de nos jours. Dans ce système, tout se passe de manière mécanique : l'air est aspiré de l'extérieur et introduit dans le bâtiment par des entrées d'air situées dans les pièces de vie. Par la suite l'air est évacué des espaces humides à l'aide de bouche d'extraction. Avant d'être évacuer à l'extérieur, l'air extrait passe par un échangeur qui réchauffe l'air entrant (neuf).

I.4.3. Stratégies de la distribution de l'air

I.4.3.1. Ventilation par mélange (VM) et par déplacement (VPD)

La ventilation par mélange implique de diluer de l'air vicié en le mélangeant à de l'air frais insufflé en général à une vitesse dépassant généralement 1,5 m/s (souvent entre 4 et 6m/s) [24]. Le but est de réduire la concentration des contaminants afin d'obtenir des températures

uniformes, et éventuellement des concentrations homogènes, dans l'ensemble de l'espace ou dans une zone spécifique de la pièce, telle que la zone occupée.

Dans ce mode de ventilation par mélange (également appelé par brassage), de l'air frais est insufflé avec une vitesse élevée pour provoquer la recirculation complète, favorisant ainsi, le mélange des polluants et de l'air frais (Figure I. 11). Cette méthode vise à diluer les niveaux de contamination en bas de la pièce à des niveaux acceptables. Le diffuseur est installé au plafond pour éviter le courant d'air directs dans la zone occupée. Bien que le jet soit caractérisé par une turbulence complètement développée, l'écoulement d'air dans la zone occupée est souvent caractérisé par des vitesses relativement faibles.

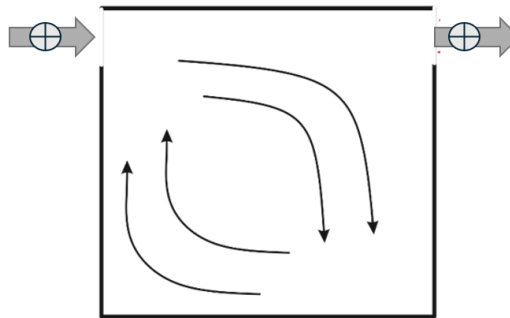


Figure I. 11 : Ventilation par mélange d'air.

Contrairement à VM, la ventilation par déplacement, adopte une approche visant à rafraîchir l'air vicié en diffusant de l'air frais à une vitesse réduite (généralement $< 0,5$ m/s) dans la partie inférieure de la chambre, à une température légèrement plus basse que celle de l'air ambiant (Figure I. 12). Cette technique vise à générer un mouvement d'air ascendant (des panaches thermiques), entraînant des gradients verticaux de vitesse, de température et de concentration du contaminant. Les prochains paragraphes fourniront une analyse approfondie de ce type de ventilation, car il est le mode spécifiquement abordé dans cette étude.

Par le biais de la convection naturelle, l'air chaud s'élève dans l'atmosphère plus froide, tandis que l'air froid introduit se répand sur la surface du plancher. En entrant au contact avec des sources thermiques telle que des personnes ou des machines, cet air se réchauffe, générant ainsi un courant ascendant de manière spontanée. Cependant, le fonctionnement de ce type de systèmes reste cependant compliqué, car dans tous les phénomènes de convection naturelle, les équilibres s'établissent sont est délicat, et peuvent être aisément perturbés.

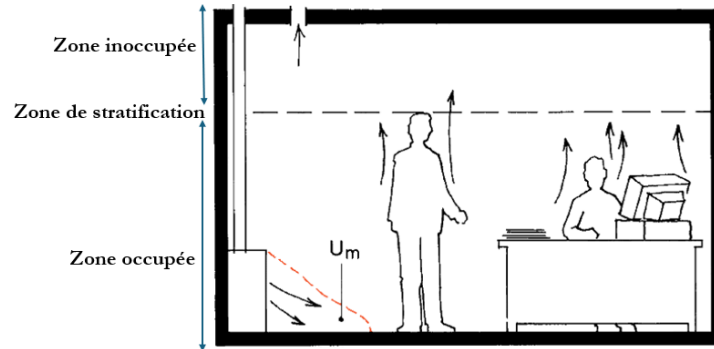


Figure I. 12 : Ventilations par déplacement [25].

La Figure I. 12 illustre un système de diffusion par déplacement avec en particulier trois différentes zones. Au niveau de la zone d'air frais (i.e. propre), l'air soufflé provoque un effet de piston et de stratification ; il faut donc prendre en compte le critère suivant :

- En conditions de confort : Une vitesse de sortie d'air $V_0 < 0,25 \text{ m/s}$ et une différence maximale de température (soufflage/ambiance en refroidissement) inférieure à 2°C
- **Zone d'occupation** : L'espace intérieur souvent occupé par des personnes mesure entre 1,3 et 1,8 mètres de hauteur, qu'elles soient assises ou debout, et est situé à une distance d'au moins 0,3 à 1,5 mètre des murs.
- **Zone à risque de courant d'air (quasi-zone)** : La zone près de la sortie d'air où les occupants ressentent un inconfort en raison du courant d'air froid près du sol (marquée en rouge sur la figure I. 12).

En général, la technique de la diffusion par déplacement est principalement employée dans des situations de refroidissement. Les sources de chaleur localisées dans la zone de soufflage font monter cette couche d'air par convection vers une zone intermédiaire, engendrant des turbulences et des phénomènes de mélange comme illustré dans la figure I. 13. Par la suite, l'air est envoyé vers le plafond pour être évacué.

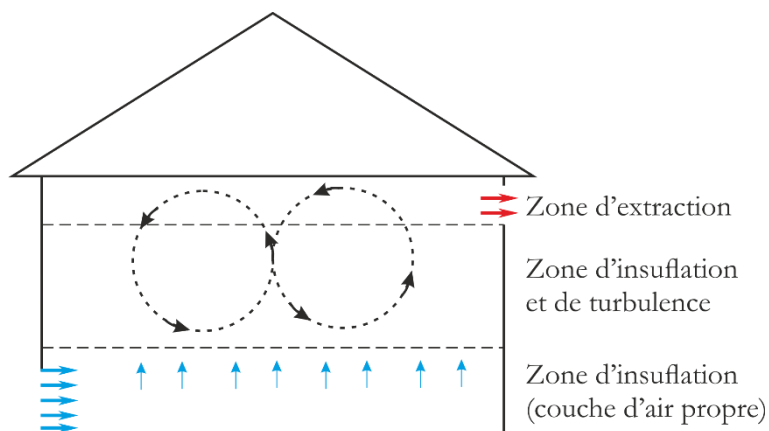


Figure I. 13 : Système typique de diffusion par déplacement.

Dans le secteur industriel, où l'emplacement des machines est fixé de manière permanente, la modélisation du local permet une optimisation idéale de ce concept. En revanche, son application résidentielle s'avère complexe car les différentes sources de chaleur peuvent changer à la fois au fil du temps et en fonction de lieu. Il est à noter que ce système permet des économies significatives d'énergies : la stratification de l'air génère un gradient de température pratiquement constant sur toute la hauteur de la pièce (Figure I. 14). La nécessité de maintenir une température optimale se limite à la zone d'occupation, où des températures de retour d'air plus élevées sont autorisées, ce qui réduit la charge frigorifique de l'installation. Cette observation demeure pertinente même pour des locaux industriels contenant des machines à fortes pertes de chaleur.

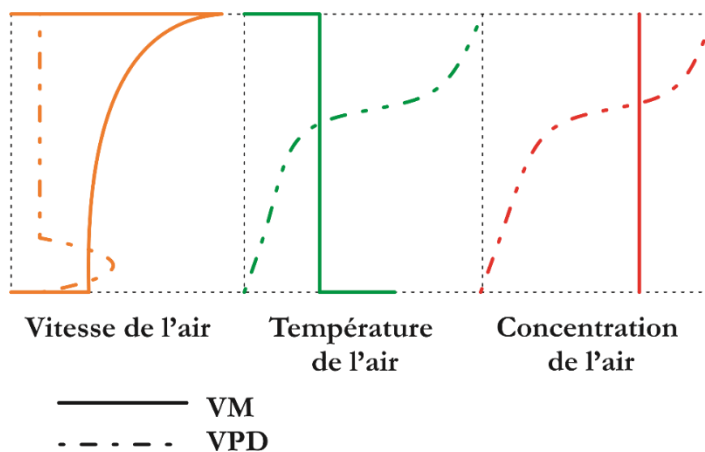


Figure I. 14 : Comparaison des profils de vitesse, température et concentration entre la VM et la VPD.

❖ Avantages et inconvénients de la VPD**Avantages**

- Stratification de l'air dans la zone occupée, limitant le mélange et la propagation des particules.
- Faibles vitesses d'insufflation d'air entraînant peu de turbulences dans la zone occupée.
- Réduction de la consommation d'énergie pour refroidir la zone à traiter (en particulier pour les locaux de grande hauteur).

Inconvénients

- Principalement employée dans des applications de refroidissement.
- Possibilité de froid et/ou de courant d'air à proximité du sol. Ce qui nécessite une compétence en matière de conception pour l'éviter.
- Présences de gradients de température élevés pour des besoins de refroidissement significatifs.
- Les diffuseurs muraux occupent beaucoup d'espace et ne permettent pas de modifier leur disposition pendant la durée de vie du bâtiment. Une étroite collaboration entre l'architecte et le concepteur du système de chauffage, de ventilation et de climatisation est donc nécessaire pour trouver des emplacements adéquats pour les diffuseurs.

I.4.3.2. Ventilation personnalisée (VP)

Le problème lié à la qualité de l'air intérieur sur les lieux de travail entraîne des conséquences grave non seulement sur la santé des employant, mais aussi sur leur productivité. La ventilation personnalisée a émergé comme une solution étudiée pour contrôler et améliorer ces aspects. Cette approche vise à acheminer la quantité d'air nécessaire dans les endroits appropriés. Les recherches montrent qu'avec un débit d'insufflation de moins de 3 l/s, la VP peut fournir un air contenant jusqu'à 80% de l'air frais.

De plus, la ventilation personnalisée offre des économies d'énergies considérables, atteignant jusqu'à 60% et 51% par rapport à une Ventilation par mélange, dans des climats froids et chauds respectivement.

I.4.3.3. Ventilation par stratification (VS)

Cette technique émerge comme une approche d'aération visant à baisser la température dans les espaces de tailles moyenne à petite, en tant qu'alternative très économique et abordable à la climatisation (Figure I. 15). Une question cruciale pour évaluer l'efficacité de ce mode de

ventilation réside dans son potentiel à offrir des avantages significatifs dans la prévention des infections par voie respiratoire.

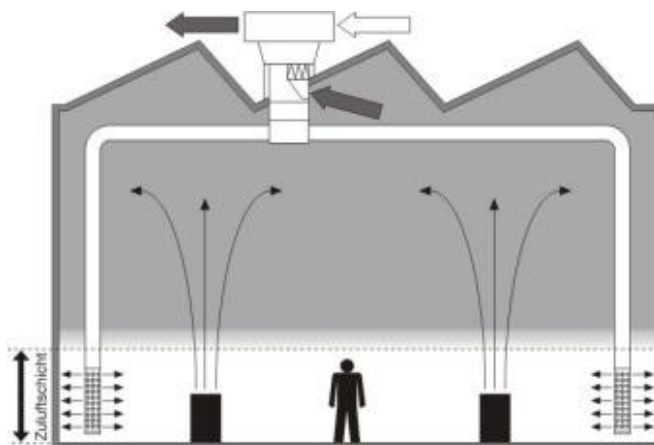


Figure I. 15 : Ventilation par stratification [26]

I.4.3.4. Ventilation par extraction locale (VEL)

La ventilation par extraction local présente principalement comme un système d'extraction particulièrement performant dans les locaux dont les sources de polluants sont centralisées et identifiables. En règle générale, une hotte aspirante est positionnée tout en haut de la source (cuisinière) afin de pouvoir éliminer la pollution avant qu'elle se propage plus dans la pièce.

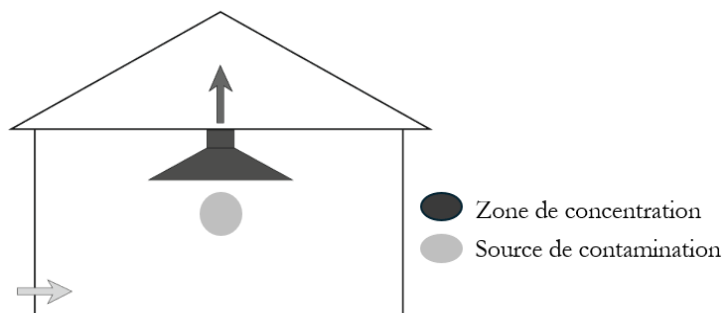


Figure I. 16 : Ventilation par extraction locale.

I.4.3.5. Ventilation par effet piston (VEP)

Dans ce type de ventilation, de l'air est introduit de manière verticale ou horizontale à travers toute la pièce à faible vitesse (généralement entre 0,2 et 0,4 m/s) afin de générer un écoulement de type "piston" (Figure I. 17). Bien qu'il soit parfaitement efficace pour évacuer les contaminants de la pièce, ce système est aussi coûteux et requiert un débit de renouvellement

d'air très élevé. C'est pourquoi il est uniquement employé pour des utilisations spécifiques, notamment dans les salles d'opération hospitalières.

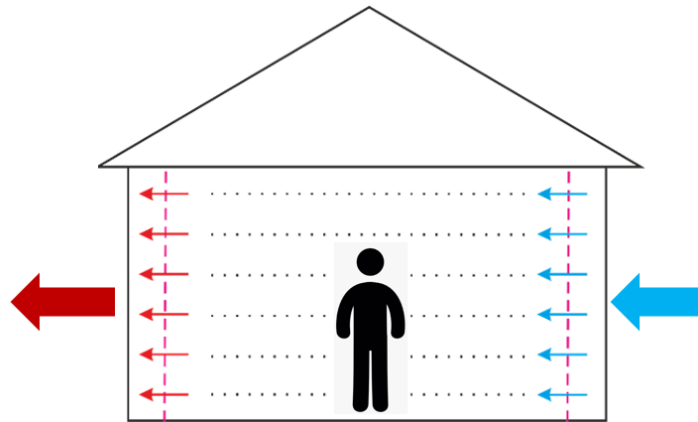


Figure I. 17 : La ventilation par effet piston.

I.5. RECHERCHE BIBLIOGRAPHIQUE

En raison de la présence continue de fluide en mouvement dans la nature, les phénomènes de transfert de chaleur et de masse ont été étudiés en profondeur depuis longtemps.

Ci-dessous, nous décrivons brièvement certains travaux liés au sujet abordé dans cette thèse. Pour simplifier la présentation, nous structurerons les citations en fonction de la complexité de la géométrie et des conditions aux limites. Nous débuterons par des cavités ventilées simples (qu'elles soient chauffées ou isothermes, avec ou sans obstacles), incluant une source de chaleur et/ou des polluants. Ensuite, nous aborderons la cavité en considérant la présence d'un milieu poreux.

Une ancienne étude sur l'élimination transitoire d'un contaminant dans une enceinte ventilée bidimensionnelle (2D) a été réalisée par Lage et al.[27], où les écoulements étudiés couvrent les régimes laminaires et turbulents représentés par le nombre de Reynolds. Une relation mathématique compacte est rapportée pour résumer tous les résultats de l'efficacité de l'élimination des contaminants en fonction du nombre de Reynolds et de la direction du jet de ventilation entrant. Il a été démontré qu'une orientation adéquate de l'entrée et de la sortie permettait un gain significatif en termes d'efficacité de la ventilation. Les impacts des forces de poussée et d'inertie ont été scrutés dans le but de déterminer la configuration optimale assurant un refroidissement efficace par rapport aux emplacements d'entrée/sortie.

Dans le cadre d'une étude de simulation numérique sur la convection mixte transitoire, Omri et Ben Nasrallah [28] ont examiné deux cas de cavités ventilées en régime d'écoulement

laminaire. Ils ont analysé les caractéristiques de la ventilation et du refroidissement sur une vaste plage de nombres de Reynolds et de Richardson, explorant diverses positions d'entrée-sortie pour chaque configuration.

Parallèlement, Singh et Sharif [29][30] ont investigué six configurations de cavités rectangulaires chauffées de manière différentielle, dans le contexte d'un refroidissement par convection mixte. Ils ont déterminé que l'emplacement optimal d'entrée se situe en bas de la paroi froide, tandis que celui de la sortie est en haut de la paroi chaude. Cette configuration a été identifiée pour offrir une efficacité de refroidissement maximale, une température moyenne minimale, et un nombre maximal de Nusselt sur la surface active. Pour optimiser l'efficacité thermique et garantir une ventilation adéquate à l'intérieur d'une cavité, J. Xamán et al. [31] préconisent l'utilisation de l'adobe comme matériau optimal, avec une épaisseur de paroi chaude de 0,3 mètres. Ils recommandent également une disposition de sortie d'air du côté droit de la paroi horizontale supérieure, une efficacité de distribution de la température de 0,112, et une vitesse d'air dans la cavité de 0,17 m/s. Ces paramètres sont alignés avec les normes du domaine de l'habitat et sont conformes à la norme ASHRAE 55 [32].

Al-Sanea et al.[33] ont examiné les performances d'un système de distribution d'air mélangé dans des pièces (2D) à géométrie fixe dans des conditions de convection mixte turbulente. Les effets du nombre de Reynolds et du nombre de Grashof sont étudiés. Les résultats montrent que la variation de ces deux paramètres (Re, Gr) fournit un critère simple (nombre d'Archimède critique ($Ar_{cr} = 0.11$)) pour identifier les régimes de convection dans les pièces ventilées.

L'impact de la taille du domaine de calcul a été étudié par Gan [34] en utilisant deux tailles différentes pour étudier numériquement la ventilation naturelle induite par la poussée d'air et le transfert de chaleur dans des cavités verticales ouvertes. Ils ont constaté que pour une prédiction précise du débit et du transfert de chaleur, ils recommandent de surdimensionner le domaine de calcul par rapport à la taille réelle pour les bâtiments à ventilation naturelle.

En introduisant un bloc carré conducteur de chaleur dans une cavité ventilée avec une paroi verticale chauffée, Rahman et al. [35] ont utilisé la méthode des éléments finis pour déterminer la taille géométrique et l'emplacement optimaux ainsi que la conductivité thermique, qui garantissent le meilleur taux de transfert de masse et de chaleur. D'autre part, Nasseri et al.[36] ont simulé numériquement le cas d'un ventilateur placé au milieu d'une cavité carrée

chauffée de manière différentielle par les deux parois verticales. Les résultats ont montré qu'en rapprochant le ventilateur du plafond, le taux de transfert de chaleur était amélioré.

Faraji et al. [37] ont exploité la LBM pour la gestion thermique de plusieurs composants électroniques par le biais de diverses stratégies de refroidissement. Les auteurs ont étudié l'impact de ces stratégies, de l'angle d'inclinaison de l'enceinte et de Ra sur le transfert de chaleur et l'écoulement des fluides. Bettaibi et al.[38] et Bhunia et al.[39] ont étudié numériquement la convection mixte dans une enceinte rectangulaire avec un couvercle coulissant.

Pour se rapprocher encore plus des conditions météorologiques et du cas réel de chauffage, pour une cavité ventilée par déplacement, Hireche et al. [40] ont imposé une température chaude comme condition limite périodique sur sa paroi verticale gauche. L'écoulement laminaire est considéré pour un phénomène de convection mixte. Les équations de base ont été résolues à l'aide de la méthode de Boltzmann sur réseau avec des temps de relaxation multiples. Un effet significatif de l'amplitude de la température a été observé. Parallèlement, Himrane et al.[41] ont utilisé les mêmes conditions périodiques et la même méthode que [40] pour simuler la convection de Rayleigh-Bénard et le confort thermique dans une cavité fermée chauffée par le bas.

Pour se rapprocher encore plus du cas réel et prendre en compte tous les éléments susceptibles d'émettre de la chaleur ou des contaminants dans l'habitat, Lage et al.[42] ont simulé numériquement l'élimination d'un contaminant libéré par une source discrète concentrée située dans une cavité bidimensionnelle avec une entrée et une sortie. L'écoulement responsable de cette élimination couvre à la fois les régimes laminaire et turbulent pour une plage de $30 \leq Re \leq 3000$. Pour chaque position de la source, les auteurs ont déduit la configuration optimale entrée/sortie qui est caractérisée par une efficacité d'élimination maximale et un temps critique minimal.

D'autre part, Hsu et al. [43] ont étudié numériquement le transfert de chaleur par convection mixte sur une cavité ventilée dans laquelle des sources de chaleur discrètes sont installées sur un panneau vertical sur sa paroi inférieure. Les deux ouvertures sont opposées l'une à l'autre et situées au sommet des parois verticales. L'analyse des résultats a permis de conclure que le champ thermique et le taux de transfert exprimé en nombre de Nusselt (Nu) dépendent fortement des paramètres directeurs, du nombre de Reynolds Re, de l'effet de flottabilité et de la position des sources de chaleur, ainsi que des propriétés physiques du panneau incorporant la source de chaleur.

Xaman et al.[44] et Serrano-Arellano et al.[45] ont étudié numériquement le transfert conjugué de chaleur et de masse d'un écoulement d'air laminaire et turbulent dans une cavité ventilée remplie d'un mélange d'air et de dioxyde de carbone avec une source de contaminant de CO_2 sur l'une des parois intérieures. La méthode des volumes finis a été utilisée pour résoudre les équations de base. Les auteurs ont exprimé les résultats en termes de coefficient d'efficacité global pour les distributions de température $\bar{\varepsilon}_t$ et de contaminant $\bar{\varepsilon}_c$ pour une plage de source de contaminant $1000 \leq C_H \leq 3000$.

Dans une configuration pratiquement identique à celle mentionnée dans les deux dernières études, Younsi et al.[46] ainsi que Koufi et al.[47] ont examiné l'influence d'une source de contaminants sur plusieurs paramètres, tels que l'efficacité de la distribution de la température η_t ; l'efficacité de l'élimination des contaminants η_c et l'indice de qualité de l'air intérieur I_{IAQ} .

Dans des études antérieures, de nombreux auteurs ont modélisé les matériaux utilisés dans les bâtiments comme des milieux poreux afin de prendre en compte leurs propriétés de transport de chaleur et de masse. Une revue de la littérature montre que les écoulements convectifs dans les enceintes poreuses ont fait l'objet d'une importante attention.

Le processus de séchage dans une enceinte poreuse avec des ouvertures libres a été étudié numériquement par Zhao et al.[48]. La formulation de Darcy-Brinkman a été utilisée pour modéliser le milieu poreux, en tenant compte des effets d'inertie et des conditions aux limites sans glissement sur les frontières rigides. Les auteurs ont conclu que les modèles de transport convectif de chaleur et d'humidité dépendent fortement du nombre de Rayleigh thermique Ra et de la perméabilité du milieu poreux (nombre de Darcy), ainsi que de l'inclinaison de l'enceinte. Ils ont également suggéré des pratiques permettant d'optimiser le processus de séchage.

D'autre part, Oztop et al.[49] ont utilisé le modèle de Brinkman-Forchheimer pour simuler un matériau poreux remplissant une cavité partiellement ouverte avec une paroi verticale partiellement chauffée. L'état stable de l'écoulement par convection libre a été pris en compte. Ils ont observé que l'augmentation du nombre de Grashof améliore l'évacuation de la chaleur de la paroi chauffée et réduit donc sa température. De même, l'augmentation de la porosité améliore le taux de transfert de chaleur. Les auteurs ont suggéré d'utiliser leurs résultats pour le refroidissement des composants électroniques par les fabricants.

Moraga et al.[50] se sont penchés sur l'étude du transfert de chaleur par convection mixte au sein d'une cavité rectangulaire ventilée, caractérisée par une bande horizontale occupée par

deux milieux poreux de perméabilité différente. Leur conclusion souligne l'impact significatif des paramètres tels que le nombre de Reynolds et le nombre de Darcy sur les écoulements fluides. Toutefois, le transfert de chaleur est également conditionné par des facteurs tels que le rapport de perméabilité, le nombre de Richardson et le rapport d'aspect de la cavité.

Liu et al.[51] ont intégré l'influence des milieux poreux dans le modèle Lattice Boltzmann-Multiple Relaxation Time (LB-MRT) pour simuler le transfert de chaleur par convection. Ils ont introduit la porosité dans les moments d'équilibre et ont ajouté un terme de forçage, utilisant D2Q9 et D2Q5 pour simuler les champs d'écoulement et de température respectivement, soulignant une meilleure stabilité numérique par rapport au modèle Lattice BGK (LBGK).

Mehrzi et al.[52] ont également adopté la méthode de Lattice Boltzmann pour simuler une cavité carrée ventilée, en incorporant le modèle Brinkman-Forchheimer pour la simulation du milieu poreux. Leurs résultats ont indiqué une amélioration du transfert de chaleur avec l'ajout d'un milieu poreux de faible porosité dans le domaine de calcul.

De plus, Wang et al.[53] ont développé un modèle non orthogonal de Boltzmann sur réseau (LB) avec des temps de relaxation multiples pour étudier la convection à double diffusion dans un milieu poreux rempli de nano fluide. Ils ont également examiné les effets d'une source de chaleur interne [54] et de sources internes multiples [55] sur le transfert de chaleur par convection dans une cavité carrée remplie d'un milieu poreux contenant de l'air. Le modèle de Darcy étendu généralisé de Brinkman-Forchheimer a été appliqué pour décrire le processus de transfert de quantité de mouvement dans le milieu poreux.

Les récentes recherches menées par Hireche et al.[56][57] se sont focalisées sur l'examen de l'influence d'une cloison poreuse sur le transfert de chaleur induit par la ventilation par déplacement au sein d'une pièce rectangulaire. Ils ont adopté le modèle Darcy-Brinkman-Forchheimer généralisé pour simuler la séparation poreuse. L'impact des caractéristiques de la cloison poreuse (perméabilité, hauteur et épaisseur) a été scruté sur une plage de valeurs allant de $10^{-6} \leq Da \leq 10$, $10 \leq Ra \leq 10^6$ et $50 \leq Re \leq 500$ respectivement. Les chercheurs ont constaté que l'influence de la hauteur de la séparation poreuse est peu perceptible sur le taux de transfert de chaleur.

I.6. CONCLUSION

Ce chapitre a abordé quelques notions générales relatives à la qualité de l'air intérieur, au confort thermique et aux différents systèmes de ventilation.

A l'issue de la recherche bibliographique, on constate que la majorité des études mentionnées ont privilégié l'utilisation de la ventilation comme moyen d'évacuation de la chaleur et d'élimination des polluants. Notre contribution vise à améliorer le processus de dépollution en introduisant un complément à la ventilation sous la forme d'une séparation poreuse réactive. A cet effet, le modèle physique proposé dans ce travail de thèse repose sur la combinaison de l'élimination de la chaleur et de polluants (via la ventilation) ainsi que la fixation des polluants (via la réaction).

D'autre part, il est également notable que, dans le cas de la ventilation par déplacement, peu d'étude se sont penchées sur l'analyse des transferts de chaleur et de masse en présence d'un milieu poreux réactif en utilisant la méthode de la Lattice Boltzmann (LBM-MRT).

L'objectif principal de ce travail de thèse est d'améliorer la qualité de l'air intérieur, de garantir le confort thermique aux occupants des bâtiments, tout en optimisant l'économie d'énergie.

CHAPITRE II :
MODELISATION MATHEMATIQUE ET
METHODE DE RESOLUTION

II. 1 INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré principalement à la modélisation mathématique et à la présentation de la méthode de résolution employée. Toutes les simulations ont été effectuées en utilisant la méthode de Boltzmann sur réseau avec un multi temps de relaxation (LBM-MRT). En premier lieu nous commençons par présenter le modèle physique adapté ainsi que toutes les hypothèses supposées. On définit par la suite, les équations générales gouvernantes et les différentes grandeurs caractéristiques afin d'arriver à la forme adimensionnelle, mettant en évidence les principaux paramètres de contrôle. Toutes les conditions aux limites et initiales associées sont détaillées, ainsi que les indices de ventilation qui sont traduits en termes d'efficacité d'élimination des polluants, d'efficacité thermique et d'indice de qualité de l'air intérieur.

II. 2 DESCRIPTION DU MODELE PHYSIQUE

Ce travail consiste à simuler numériquement la convection mixte à double diffusion dans une cavité rectangulaire de rapport d'aspect $L/H = 2$. Cette cavité est ventilée par déplacement d'air ($Pr = 0.71$) à l'aide de deux ouvertures diamétralement opposées de valeur $H/10$. Alors que toutes les parois sont maintenues adiabatiques et imperméables, la paroi droite est chauffée à une température constante T_c comme le montre la figure II. 1.

Une séparation poreuse réactive avec un taux de réaction a_k , dont la hauteur h_p et l'épaisseur e_p de $H/5$, placée à l'intérieur de la cavité, exactement au milieu de sa base de sorte qu'elle sépare le local en deux équipartitions.

Une telle conception de pièce (cavité) pourrait être applicable dans de vastes espaces où une séparation est nécessaire, mais où l'installation de multiples ouvertures (portes, fenêtres, bouches d'aération, etc.) n'est pas réalisable pour assurer un renouvellement efficace de l'air. Par exemple, dans des endroits tels que les vestiaires, les toilettes publiques, les salles d'urgence des hôpitaux, etc.

A noter que pour cette configuration, le jet d'air s'écoulant près de la paroi chaude, crée un gradient thermique dû à la différence de température ($T_f - T_c$), et s'ajoute au mouvement de ce dernier.

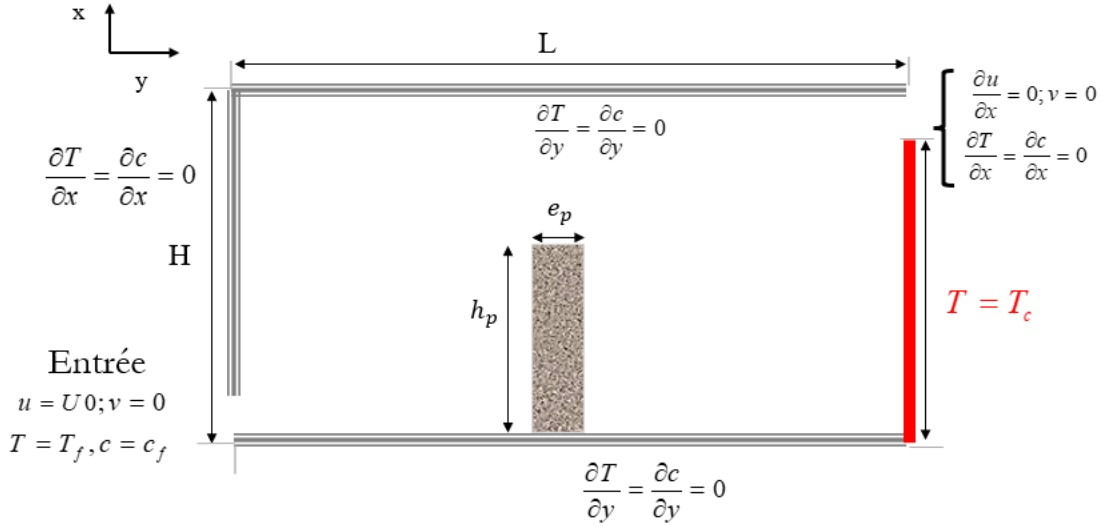


Figure II. 1: Modèle physique avec les différentes conditions aux limites dimensionnelles associées.

II. 3 FORMULATION MATHEMATIQUE

La simulation de tout problème physique dépend d'un modèle mathématique exprimé à travers un système d'équations qui décrit les principes de conservation d'une manière générale. Ces équations sont fréquemment élaborées en prenant en compte des hypothèses simplificatrices spécifiques, comme c'est le cas dans notre étude :

- Le fluide (l'air) est Newtonien.
- L'écoulement est supposé laminaire et bidimensionnel.
- Les propriétés thermo-physiques du fluide (C_p, μ et λ) sont supposées constantes évaluées à la température de référence.
- Sous l'approximation de Boussinesq, la masse volumique présente dans le terme représentant la force gravitationnelle, varie linéairement avec la température, tel que [58]:

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta_T (T - T_{ref}) + \beta_C (C - C_{ref})) \quad (II-1)$$

Avec, $\beta_T = \frac{-1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_{C=cst, p=cst}$: Coefficient d'expansion volumique dû à la température.

Et $\beta_C = \frac{-1}{\rho_0} \left(\frac{\partial \rho}{\partial C} \right)_{T=cst, p=cst}$: Coefficient d'expansion volumique dû à la concentration.

- Le jet de ventilation est considéré complètement axial, sa vitesse est constante. L'établissement du régime est considéré à la sortie de la cavité.

- Du fait que l'intervalle de température considéré reste faible, le transfert par rayonnement est négligeable[59].
- La matrice poreuse est supposée homogène, isotrope et saturée par le même fluide (l'air). L'équilibre thermique local est établi, ce qui justifie l'utilisation d'une unique équation décrivant la variation de la température moyenne (entre le solide et le fluide) à l'échelle d'un volume élémentaire représentatif pour caractériser le champ thermique.
- La conductivité thermique effective λ_{eff} du milieu poreux est constante et égale à λ_{fluide}
- Le modèle de Darcy Brinkman-Forchheimer a été utilisé pour modéliser le comportement de l'écoulement dans la séparation poreuse.
- Etant donné que les gradients maximaux de température sont faibles, le terme linéaire de la réaction de fixation est déterminé à partir de la loi d'Arrhenius [60].

II.3.1. Mise en équations

Les équations de conservation dans le milieu poreux sont exprimées en utilisant le modèle généralisé de Darcy Brinkman-Forchheimer. Ces équations sont exprimées dans leurs formes dimensionnelles et développée pour les deux zones (fluide et poreuse) comme suit, tout en tenant compte des hypothèses simplificatrices [51][56] :

➤ Zone poreuse

Equation de continuité

Cette équation traduit la différence entre la masse entrante et sortante égale l'accroissement de la masse du fluide dans un volume de contrôle. Pour un fluide incompressible, elle s'exprime de manière spécifique :

$$\varepsilon \frac{\partial \rho}{\partial t^*} + \rho \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \rho \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (\text{II-2})$$

Equation de quantité de mouvement

Selon les axes Ox et Oy , elle s'écrit comme suit [61]:

$$\rho \left[\frac{\partial u^*}{\partial t^*} + \left[u^* \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{u^*}{\varepsilon} \right) + v^* \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{u^*}{\varepsilon} \right) \right] \right] = - \frac{\partial \varepsilon p^*}{\partial x^*} + \mu_{eff} \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) + F^* \quad (\text{II-3})$$

$$\rho \left[\frac{\partial v^*}{\partial t^*} + \left[u^* \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{v^*}{\varepsilon} \right) + v^* \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{v^*}{\varepsilon} \right) \right] \right] = - \frac{\partial \varepsilon p^*}{\partial y^*} + \mu_{eff} \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) - \rho g + F^* \quad (\text{II-4})$$

Equation de conservation d'énergie

L'équation de conservation d'énergie traduit le transfert net d'énergie, dérivé du changement par unité de volume de l'énergie interne du fluide, ainsi que du changement d'énergie par unité de volume dû aux contraintes agissant sur les faces du volume de contrôle, cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \alpha_{eff} \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{II-5})$$

Equation de diffusion de matière

Cette équation décrit la propagation temporelle de la concentration d'une espèce (polluant dans notre cas) à travers un milieu. Fondée sur le principe de diffusion, elle exprime comment la matière se déplace des zones de concentration élevée vers celles de faible concentration. En utilisant la loi de Fick, cette équation mathématique modélise le flux de matière en fonction des gradients de concentration, offrant ainsi un moyen de comprendre et de prédire les changements de distribution de l'espèce en fonction du temps et d'espace.

$$\frac{\partial C^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial C^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial C^*}{\partial y^*} = D_{eff} \left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^{*2}} \right) + a_k (C_{eq}^*(T^*) - C^*(T^*)) \quad (\text{II-6})$$

➤ Zone fluide

Equation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t^*} + \rho \frac{\partial u^*}{\partial x^*} + \rho \frac{\partial v^*}{\partial y^*} = 0 \quad (\text{II-7})$$

Equation de conservation de quantité de mouvement

$$\frac{\partial \rho u^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial \rho u^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial \rho u^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 u^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 u^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{II-8})$$

$$\frac{\partial \rho v^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial \rho v^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial \rho v^*}{\partial y^*} = -\frac{\partial p^*}{\partial y^*} + \mu \cdot \left(\frac{\partial^2 v^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 v^*}{\partial y^{*2}} \right) + G^* \quad (\text{II-9})$$

Equation de conservation d'énergie

$$\frac{\partial T^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial T^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial T^*}{\partial y^*} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 T^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{II-10})$$

Equation de diffusion de matière

$$\frac{\partial C^*}{\partial t^*} + u^* \frac{\partial C^*}{\partial x^*} + v^* \frac{\partial C^*}{\partial y^*} = D \left(\frac{\partial^2 C^*}{\partial x^{*2}} + \frac{\partial^2 C^*}{\partial y^{*2}} \right) \quad (\text{II-11})$$

Où, $\varepsilon, \nu, \alpha, D$ et a_k définissent respectivement la porosité du matériau, la viscosité cinématique, la diffusivité thermique, la diffusivité massique et le taux de la réaction de fixation effectif.

Le terme source de l'équation de diffusion de matière (0-6) représente l'effet de la réaction de fixation. Ce terme décrit l'évolution de la concentration du polluant par rapport à la concentration d'équilibre au moyen d'une équation linéarisée. Selon ces références [60][62][63]. Cette linéarisation est déduite en supposant que le gradient maximal de température est faible, ce qui permet de réduire la loi d'Arrhenius à une équation linéaire, telle que :

La concentration d'équilibre C_{eq}^* satisfait l'équation [60][62]:

$$C_{eq}^*(T^*) = C_f^* + \beta(T^* - T_f^*) \quad (\text{II-12})$$

$$\text{Avec, } \beta = \frac{(C_o^* - C_f^*)}{(T_c^* - T_f^*)} \quad (\text{II-13})$$

F^* représente la force locale totale induite par le milieu poreux et d'autres forces externes, que nous pouvons exprimer comme suit [64]:

$$F^* = -\frac{\varepsilon \nu}{K} u^* - \frac{1.75}{\sqrt{150 \varepsilon K}} |u^*| u^* + \varepsilon G^* \quad (\text{II-14})$$

$$G^* = g\beta_T (T^* - T_f^*) + g\beta_C (C^* - C_f^*) \quad (\text{II-15})$$

Où K représente la perméabilité et G^* la force de poussée. Le terme $\nu \nabla^2 u^*$ dans les équations (II-3) et (II-4) représente le terme de Brinkman considérant l'inclusion de la limite matérialiste du solide. Les termes : $\frac{\varepsilon \nu}{K} u^*$ et $-\frac{1.75}{\sqrt{150 \varepsilon K}} |u^*| u^*$ de l'équation (II-14) représentent les termes linéaires de Darcy et non-linéaires de Forchheimer causés par l'inclusion du matériau poreux.

II.3.2. Équations sans dimensions

Afin de formuler et d'exprimer le problème de manière générale, nous transformons les équations gouvernantes en une forme adimensionnelle en utilisant les grandeurs sans dimensions suivantes :

$$\begin{aligned} X &= \frac{x^*}{H}, Y = \frac{y^*}{H}, U = \frac{u^*}{U_0}, V = \frac{v^*}{U_0}, \theta = \frac{T^* - T_f^*}{\Delta T_{ref}}, C = \frac{C^* - C_f^*}{\Delta C_{ref}}, \\ P &= \frac{P^*}{\rho U_0^2}, t = \frac{t^*}{H/U_0}, \Delta T_{ref} = T_c^* - T_f^*, \Delta C_{ref} = C_o^* - C_f^* \end{aligned} \quad (\text{II-16})$$

Après l'adimensionnement, les équations gouvernantes (II-10) – (II-19) (pour les deux zones) peuvent s'écrire :

Equation de continuité

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (\text{II-17})$$

Equation de conservation du mouvement suivant x

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial t} + \left[U \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{U}{\varepsilon} \right) + V \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{U}{\varepsilon} \right) \right] = & -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial X} - \frac{1}{Da Re} U - \frac{1.75}{\sqrt{150}} \frac{(U^2 + V^2)^{1/2}}{\sqrt{Da}} U \\ & + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 U}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial Y^2} \right) \end{aligned} \quad (\text{II-18})$$

Equation de conservation du mouvement suivant y

$$\begin{aligned} \frac{\partial V}{\partial t} + \left[U \frac{\partial}{\partial X} \left(\frac{V}{\varepsilon} \right) + V \frac{\partial}{\partial Y} \left(\frac{V}{\varepsilon} \right) \right] = & -\frac{\partial(\varepsilon P)}{\partial Y} - \frac{1}{Da Re} V - \frac{1.75}{\sqrt{150}} \frac{(U^2 + V^2)^{1/2}}{\sqrt{Da}} V \\ & + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial Y^2} \right) + Ri(\theta + NC) \end{aligned} \quad (\text{II-19})$$

Equation de conservation d'énergie

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \frac{\partial(U\theta)}{\partial X} + \frac{\partial(V\theta)}{\partial Y} = \frac{1}{Re Pr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right) \quad (\text{II-20})$$

Equation de diffusion de matière

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial(UC)}{\partial X} + \frac{\partial(VC)}{\partial Y} = \frac{1}{Le Re Pr} \left(\frac{\partial^2 C}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 C}{\partial Y^2} \right) + A_k(\theta - C) \quad (\text{II-21})$$

Lorsque la porosité du milieu poreux tend vers l'unité ($\varepsilon \rightarrow 1$) et la perméabilité vers l'infini ($Da \rightarrow \infty$), les équations adimensionnelles du système résultant convergent vers la forme classique des équations de Navier-Stokes, décrivant les écoulements libres de fluide dans la cavité. De plus, pour une séparation poreuse non réactive, il est simplement nécessaire de faire diminuer le taux de réaction dans l'équation de diffusion de matière (II-21) vers zéro ($A_k \rightarrow 0$). Dans cette situation, une solution identique émerge pour les deux équations de diffusion thermique et de matière.

II.3.3. Nombres sans dimensions

Le système d'équations adimensionnelles précédent incorpore des nombres sans dimension qui représentent les paramètres de contrôle de problème physique étudié. Ces nombres sont définis comme suit :

▪ Le nombre de Reynolds

$$Re = \frac{U_0 H}{\nu} \quad (\text{II-22})$$

▪ Le nombre de Rayleigh

$$Ra = \frac{g \beta \Delta T_{ref} H^3}{\nu \alpha} \quad (\text{II-23})$$

▪ Le nombre de Prandtl

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (\text{II-24})$$

▪ Le nombre de Richardson

$$Ri = \frac{Ra}{Pr Re^2} \quad (\text{II-25})$$

▪ Le nombre de Darcy

$$Da = \frac{K}{H^2} \quad (\text{II-26})$$

▪ Le taux de réaction de fixation effectif

$$A_k = \frac{a_k H}{U_0} \quad (\text{II-27})$$

▪ Le nombre de Lewis

$$Le = \frac{\alpha}{D_{eff}} \quad (\text{II-28})$$

▪ Le rapport de poussée

$$N = \frac{\Delta C_{ref}}{\Delta T_{ref}} \quad (\text{II-29})$$

II.3.4. Conditions initiales et aux limites

Les conditions aux limites sont les conditions hydrodynamiques, thermiques et massiques imposées sur les parois, l'entrée et la sortie de la cavité. De même, les conditions initiales sont spécifiées au début de la simulation (c.à.d. à $t = 0$). Ces conditions sont bien illustrées sur la figure II-2 et elles sont données sous leur forme adimensionnelle tel que :

➤ **Conditions aux limites hydrodynamiques**

Sur la paroi verticale gauche

$$U(0,Y,t) = V(0,Y,t) = 0, \quad 0.1 \leq y \leq 1, \quad \forall t \quad (\text{II-30})$$

Sur la paroi verticale droite

$$U(2,Y,t) = V(2,Y,t) = 0, \quad 0 \leq y \leq 0.9, \quad \forall t \quad (\text{II-31})$$

Sur les parois horizontales

$$\begin{aligned} U(X,0,t) = V(X,0,t) = 0, \quad 0 \leq X \leq 2, \quad \forall t \quad (\text{II-32}) \\ U(X,1,t) = V(X,1,t) = 0, \end{aligned}$$

A l'entrée

$$U(0,Y,t) = 1, V(0,Y,t) = 0, \quad 0 \leq Y \leq 0.1, \quad \forall t \quad (\text{II-33})$$

A la sortie

$$\frac{\partial U(2,Y,t)}{\partial X} = V(2,Y,t) = 0, \quad 0.9 \leq Y \leq 1, \quad \forall t \quad (\text{II-34})$$

➤ **Conditions aux limites thermiques et massiques**

Sur la paroi verticale gauche

$$\frac{\partial \theta(0,Y,t)}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial C(0,Y,t)}{\partial X} = 0, \quad 0.1 \leq Y \leq 1, \quad \forall t \quad (\text{II-35})$$

Sur la paroi verticale droite

$$\theta_c = 1, \quad \frac{\partial C(2,Y,t)}{\partial X} = 0, \quad 0 \leq Y \leq 0.9, \quad \forall t \quad (\text{II-36})$$

Sur les parois horizontales

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta(X,0,t)}{\partial Y} = 0, \quad \frac{\partial C(X,0,t)}{\partial Y} = 0 \\ \frac{\partial \theta(X,1,t)}{\partial Y} = 0, \quad \frac{\partial C(X,1,t)}{\partial Y} = 0 \end{aligned} \right| 0 \leq X \leq 2, \quad \forall t \quad (\text{II-37})$$

A l'entrée

$$\theta_f(0,Y,t) = 0, \quad C_f(0,Y,t) = 0, \quad 0 \leq X \leq 0.1, \quad \forall t \quad (\text{II-38})$$

A la sortie

$$\frac{\partial \theta(2,Y,t)}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial C(2,Y,t)}{\partial X} = 0, \quad 0.9 \leq Y \leq 1, \quad \forall t \quad (\text{II-39})$$

➤ **Conditions initiales**

On considère qu'au départ (c.à.d. à $t = 0$) la cavité est entièrement chauffée ($\theta_0 = (\theta_f + \theta_c) \div 2 = 0.5$) et polluée ($C_0 = 1$), de sorte que la température et la concentration moyennes sont à leurs valeurs maximales.

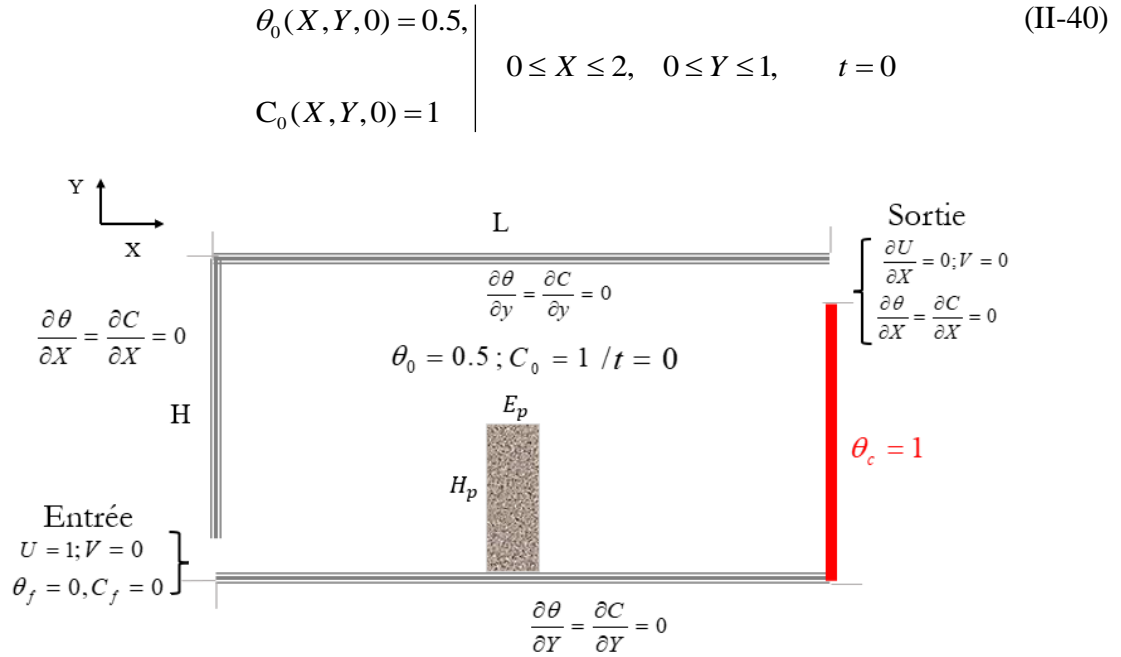


Figure II. 2: Modèle physique avec les différentes conditions aux limites sans dimension associées.

II-3.5. Les indices de la ventilation

Une distribution efficace de l'air dans les pièces ventilées est essentielle pour évacuer la chaleur et les contaminants en créant des conditions intérieures confortables en termes de température et de qualité de l'air intérieur. Trois indices ont été pris en compte pour évaluer l'efficacité de la ventilation du modèle physique proposé dans cette étude :

a) Efficacité d'élimination des polluants

L'élimination progressive du contaminant de l'enceinte a été contrôlée en calculant instantanément l'efficacité de déplacement des polluants (efficacité d'élimination des polluants) introduits dans la référence[27]:

$$\eta_d(t) = \frac{\overline{C}(t) - C_0}{C_f - C_0} \quad (\text{II-41})$$

Cet indice combine la concentration moyenne des polluants \overline{C} pour chaque temps t avec la concentration initiale $C_0(t = 0)$ et celle de l'air entrant C_f .

b) Efficacité thermique

Cet indice est proposé par Awbi [65] pour évaluer le confort thermique et l'efficacité de l'évacuation de la chaleur du système ventilé. Il s'exprime comme suit :

$$\eta_t = \frac{\theta_{out} - \theta_f}{\bar{\theta} - \theta_f} \quad (\text{II-42})$$

$\bar{\theta}$, θ_f et θ_{out} indiquent la température moyenne dans toute la cavité, la température moyenne à l'entrée et à la sortie respectivement.

c) Indice de Qualité de l'Air Intérieur (I_{QAI})

L'indice de qualité de l'air intérieur I_{QAI} , dont l'objectif est de contribuer à l'évaluation de l'état actuel de l'air intérieur dans les zones d'occupation quotidienne et de respiration, peut être estimé, en fonction de la taille de l'être humain, aux deux tiers de la hauteur de la pièce ($2/3H$). L'expression de cet indice est donnée par Sues et al.[66].

$$I_{QAI} = \frac{C_{out} - C_f}{C_{o/r} - C_f} \quad (\text{II-43})$$

Où, $\overline{C_{o/r}}$ représentent la concentration moyenne dans la zone occupée et la zone de respiration et C_{out} la concentration des polluants à la sortie.

Il convient de noter que selon ces expressions, les valeurs élevées de l'efficacité thermique et de l'indice de qualité de l'air intérieur reflètent la bonne performance de la pièce ventilée. En outre, ces valeurs ont été prises à la fin de la simulation lorsque le régime thermo-soluté est établi.

II. 4. METHODE NUMERIQUE DE RESOLUTION

II. 4.1. Introduction

Pour simuler les phénomènes de transfert de chaleur et de masse, on peut utiliser deux grandes approches : l'approche continue et l'approche discrète. L'approche continue consiste à résoudre les équations différentielles basées sur les principes de la conservation d'énergie, de masse ou de quantité de mouvement pour un volume infinitésimal. Cependant, la résolution de ces équations peut être complexe en raison de la non-linéarité du système, de la complexité des conditions aux limites et de la géométrie. Pour surmonter ces défis, des méthodes telles que les Différences Finies, les Volumes Finis ou les Éléments Finis sont employées. Ces méthodes transforment les équations différentielles en un ensemble d'équations algébriques avec des conditions aux limites prédéfinies, qui sont ensuite résolues de manière itérative jusqu'à atteindre la convergence.

Au niveau macroscopique, le fluide est représenté comme un milieu continu où les propriétés macroscopiques (viscosité, densité, etc.) varient d'un nœud à un autre. À l'échelle microscopique, le fluide est considéré comme discontinu, composé de particules, d'atomes et de

molécules en mouvement constant. Ces particules, en mouvement perpétuel, s'entrechoquent continuellement. A cette échelle, chaque molécule peut être caractérisée par sa masse m_i , sa vitesse c_i et sa position $x_i = (x_i, y_i, z_i)$.

En transition de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique, la définition de la déformation macroscopique devient un défi. Pour résoudre cette problématique, une échelle intermédiaire, connue sous le nom d'échelle mésoscopique a été instaurée, où le fluide est divisé en cellules infinitésimales, appelées particules de fluide, permettant de considérer le fluide comme un milieu continu. La méthode de Lattice Boltzmann, à être explorée dans les sections suivantes, tire parti de cette échelle mésoscopique. Elle se distingue par son approche directe de la simulation de l'évolution du mouvement des particules fluides à l'échelle microscopique. La figure (II. 3) représente le changement d'échelle du fluide.

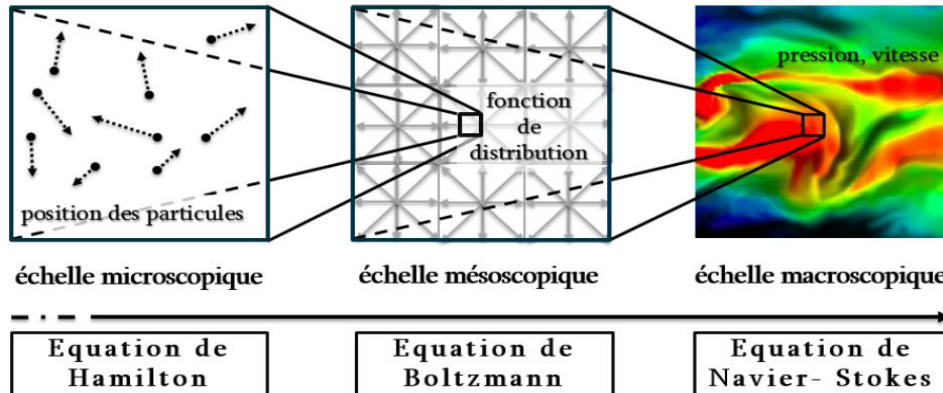


Figure II. 3: Transition de l'échelle microscopique à l'échelle macroscopique en traversant l'échelle mésoscopique[67].

II. 4.2. Historique de la méthode de Lattice Boltzmann

L'élaboration de la méthode de Lattice Boltzmann peut être décomposée en deux étapes distinctes : d'une part, l'expansion de la physique statistique et d'autre part, l'émergence des automates cellulaires. Les fondements de la physique statistique trouvent leurs prémices dans la théorie cinétique des gaz, introduite en 1872 par Ludwig Boltzmann en prolongement des travaux de James Clerk Maxwell en 1867[68]. Cette théorie repose sur la description de l'évolution d'un système depuis un état d'équilibre vers un autre, permettant également la caractérisation de l'évolution hors équilibre. Ainsi qu'en 1872, l'équation cinétique intégrodifférentielle de Boltzmann[69], notée Eq. (II-44) a été formulée. Cette équation rend compte de l'évolution d'une fonction f représentant la distribution des particules d'un gaz peu dense hors

équilibre, avec une vitesse donnée à un endroit et à un moment précis. Cette fonction, dépendant de l'espace, de la vitesse et du temps, spécifie la probabilité de trouver des particules avec une certaine vitesse à un endroit et à un moment donné.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{c}} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll} = \Omega(f) \quad (\text{II-44})$$

L'élément droit de l'équation (II-44) est désigné comme opérateur de collision entre les particules. En son absence, on parle alors d'advection des particules, lesquelles sont uniquement soumises à la force F .

En 1920, les recherches menées par Chapman et Enskog ont finalement trouvé une confirmation expérimentale grâce aux travaux du chimiste Frederick William Dootson. Cette validation a dissipé le mystère entourant la transition des équations de Navier-Stokes (1823) à celles de Boltzmann (1872).

Néanmoins, la complexité persistante de l'opérateur de collision demeure la principale limitation des travaux de Chapman et Enskog. Trois décennies plus tard, en 1954, les mathématiciens Prabhu Lal Bhatnagar (Indien), Eugene P. Gross et Max Krook, ont développé un opérateur plus simple et moins contraignant du point de vue physique, baptisé BGK d'après leurs initiales. Le principe sous-jacent à cet opérateur est basé sur le fait que la collision des particules entraîne une déviation temporaire par rapport à leur état d'équilibre, lequel est rétabli après un temps τ , appelé temps de relaxation. L'expression mathématique de cet opérateur se formule comme suit [70] :

$$\Omega^{BGK}(f) = -\frac{1}{\tau}(f - f^{eq}) \quad (\text{II-45})$$

Malheureusement, la méthode de Lattice Boltzmann sur réseau n'a pas pu être développée à cette époque, car les techniques de résolution numérique n'étaient pas encore connues. Ce n'est que par la suite, avec l'émergence des automates cellulaires, que les concepts de discrétisation spatiale et temporelle ont commencé à se développer. En 1867, Maxwell aborda l'étude des gaz en les considérant comme des ensembles de particules, établissant ainsi la théorie cinétique qui conceptualise la matière comme discrétisée tout en supposant une variation continue des positions et des vitesses des particules. La discrétisation de Maxwell est la première étape de la discrétisation. En 1964 Broadwell [71] introduit l'équation de Boltzmann avec des vitesses discrètes pour l'aérodynamique, inaugurant ainsi la théorie cinétique discrète. En limitant les vitesses moléculaires à huit valeurs, il simplifie l'équation en un ensemble d'équations

différentielles résolubles de manière exacte. Une décennie plus tard, Gatignol [72] élabore les équations générales de la théorie cinétique discrète, en s'inspirant du modèle de Broadwell. Par la suite, d'autres modèles de discrétisation de l'équation de Boltzmann émergent, tel que le modèle de Toscani [73].

Lattice Gas Automata (LGA) précède l'Equation de Lattice Boltzman (LBE) pour une simulation des écoulements fluides simplifiée. En LGA, le fluide est modélisé par des particules se déplaçant entre les nœuds d'un réseau régulier, avec des collisions entre particules se produisant simultanément au même nœud. Au niveau énergétique, le comportement macroscopique du fluide résulte statistiquement de la dynamique microscopique des molécules, chaque molécule conservant ses propriétés (quantité de mouvement, masse, nombre de particules..., etc.) avant et après collision.

Les premiers modèles des LGA comportant quatre vitesses discrètes et une discrétisation spatiale et temporelle ont été introduits par Hardy, Pomeau et de Pazzis [74] en 1973. Ce modèle, connu sous le nom HPP d'après les initiales de ses fondateurs, n'a pas réussi à reproduire de manière précise le comportement macroscopique décrit par les équations de Navier-Stokes. Ce n'est cependant qu'en 1986 que Frisch, Hasslacher et Pomeau [75] ont proposé un automate à gaz sur réseau (LGA) capable de simuler les phénomènes hydrodynamiques à l'échelle macroscopique. La particularité de ce système réside dans l'utilisation d'un réseau hexagonal à six vitesses, offrant une symétrie plus élevée qu'un automate carré.

Depuis la mise en place des réseaux HPP et FHP, les méthodes de Lattice sur réseau se sont largement répandues. Une variété de recherches dans différents domaines a émergé, notamment sur l'écoulement des fluides (D'huimères et Lallemand (1986) [76], Rivet et al. (1988) [77], etc.), les milieux poreux (Holme et Rothman (1992)[78], Kang et al. (2002)[79][80], Rothman et Keller (1988)[81], etc.), la magnétohydrodynamique (Schaffenberger et Hanslmeier (2002)[82]) et dans des problèmes complexes (Boghossian et Taylor, 1995[83]). Néanmoins, bien que la modélisation avec Lattice Gas Automata (LGA) ait montré des promesses, l'utilisation des automates s'est révélée limitée en raison de divers défauts entravant leur avancement. Pour surmonter ces limitations, les méthodes LGA ont évolué vers les méthodes de Boltzmann sur réseau.

Depuis son apparition dans la simulation d'automates à gaz en réseau par McNamara et Zanetti (1988)[84], la méthode Lattice-Boltzmann (LBM) se démarque comme une alternative extrêmement prometteuse pour aborder les problèmes de la dynamique des fluides. Higuera et

Jiménez (1989)[85] ont décrit de façon plus simplifiée cette approche en engageant l'opérateur linéaire de collision dans l'équation de Lattice Boltzmann (LBE) sous la supposition que la distribution est proche de l'état d'équilibre local du système.

II.4.3. Méthode de Lattice Boltzmann

II.4.3.1. Equation de Boltzmann

Considérons une particule (voir figure II. 4) ayant une position $r(x_1, x_2, x_3)$ et une vitesse $c(c_1, c_2, c_3)$, et subissant une force extérieure F . La description statistique du système peut être formulée à l'aide de la fonction de distribution $f = f(r, c, t)$, où f représente le nombre de particules à l'instant t . La grandeur $f = f(r, c, t) dx dc$ représente la probabilité de trouver une particule avec une vitesse comprise entre c et $c + dc$ dans un volume dx tel que, $\int f(r, c, t) dx dc = 1$.

Comme le montre la figure ci-dessous, l'application de la force F engendra un changement de position de r à $r + c dt$ et de la vitesse de la particule de c à $c + F dt$.

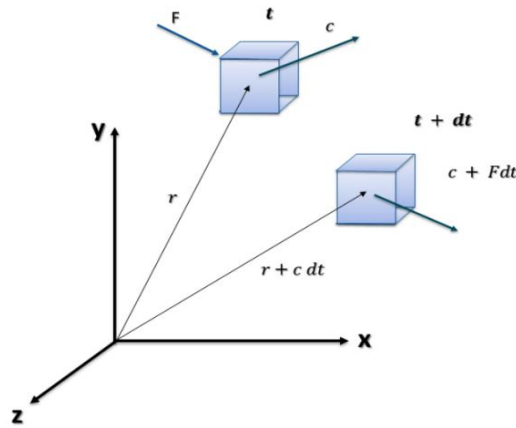


Figure II. 4: Position et vecteur vitesse d'une particule avant et après l'application de la force extérieure F [67].

Après l'application de la force F , le nombre de particules à l'instant t est égal au nombre de particules à l'instant $t + dt$ en absence de collision. Cependant, ce n'est pas le cas en présence d'une collision entre les deux instants, ceci se traduit par une équation de la forme[86] :

$$f(r + c dt, c + F dt, t + dt) dr dc - f(r, c, t) dr dc = \Omega(f) dr dc dt \tag{II-46}$$

Le paramètre à droite $\Omega(f)$ est appelé opérateur de collision, dans le cas d'une absence de collision ce terme est nul. $\Omega(f)drdc dt$ caractérise la variation du nombre de molécules par collision.

On peut obtenir l'équation de Boltzmann (II-44) définie plus haut, en divisant l'équation (II-46) par $drdc dt$, et en faisant tendre dt vers 0.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \frac{\partial f}{\partial \mathbf{x}} + \frac{F}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{c}} = \Omega(f) \quad (\text{II-47})$$

Il est possible de réduire les équations respectives de conservation de masse (II-48), de quantité de mouvement (II-49) et d'énergie (II-50) directement de l'équation (II-44).

$$\rho(r,t) = \int m f(r, \mathbf{c}, t) d\mathbf{c} \quad (\text{II-48})$$

$$\rho(r,t) u(r,t) = \int m \mathbf{c} f(r, \mathbf{c}, t) d\mathbf{c} \quad (\text{II-49})$$

$$\rho(r,t) e(r,t) = \frac{1}{2} \int m |\mathbf{c} - u(r,t)|^2 f(r, \mathbf{c}, t) d\mathbf{c} \quad (\text{II-50})$$

De la théorie cinétique, l'expression de l'énergie interne e pour une particule est donnée en fonction de la constante de Boltzmann K_B et la température T (en Kelvin). Il est à noter que la masse est prise égale à l'unité.

$$e = \frac{3}{2} \frac{k_B}{mT} \quad (\text{II-51})$$

II.4.3.2 L'opérateur de collision BGK

En raison de la complexité du terme de collision présent dans l'équation de Boltzmann, sa résolution pose des difficultés. En 1954, Bhatnagar, Gross et Krook[87] proposèrent un modèle simple de l'opérateur de collision (BGK), qui est devenu le modèle le plus largement adopté, et qui s'écrit :

$$\Omega^{BGK}(f) = -\frac{1}{\tau} [f - f^{eq}] = \omega [f^{eq} - f] \quad (\text{II-52})$$

ω, τ et f^{eq} représentent respectivement, la fréquence de collision, le temps de relaxation et la fonction de distribution à l'équilibre local.

L'équation (II-44) de Boltzmann s'écrit alors sous la forme :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{c} \cdot \nabla f = \frac{1}{\tau} [f^{eq} - f] \quad (\text{II-53})$$

II.4.4. Equation de Boltzmann discrétisée

Pour effectuer une simulation numérique de l'équation de Boltzmann, il est nécessaire de procéder à des discrétisations tant temporelles que spatiales. D'où elle peut être écrite le long d'une direction spécifiée i comme suit :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \mathbf{c}_i \cdot \nabla f_i = \frac{1}{\tau} [f_i^{eq} - f_i] \quad (\text{II-54})$$

Cette équation partielle différentielle peut remplacer l'équation de Navier-Stokes dans le domaine de dynamiques de calcul du fluide [en anglais Computational Fluid Dynamics (CFD)].

La vitesse ($\mathbf{c}_i = (c_1, c_2, \dots, c_n)$), cette équation est alors dite discrète dans l'espace des vitesses.

La forme discrétisée de l'équation (II-54) s'écrit alors [86]:

$$f_i(r + \delta r, t + \delta t) = f_i(r + c_i \delta t, t + \delta t) = f_i(r, t) + \frac{1}{\tau} [f_i^{eq}(r, t) - f_i(r, t)] \quad (\text{II-55})$$

L'équation (II-55) est linéaire et simple avec un terme d'advection représentant l'étape de "propagation" et un terme source, représentant l'étape de "collision".

Durant de l'étape de la propagation, les particules sont advectées vers les nœuds voisins en fonction de la direction de leur vitesse c_i . Cette étape requiert l'utilisation d'un maillage uniforme et l'adoption d'un modèle approprié.

II.4.4.1 Discrétisation de la fonction de distribution à l'équilibre

La fonction de distribution à l'équilibre local (appelée aussi la distribution de Maxwell Boltzmann normalisée) s'exprime comme suit[86] :

$$f^{eq} = \frac{1}{2\pi/3} \exp\left(-\frac{3}{2}(c-u)^2\right) \quad (\text{II-56})$$

En factorisant le terme exponentiel l'eq. (II-56) devient :

$$f^{eq} = \frac{1}{2\pi/3} \exp\left(-\frac{3}{2}c^2\right) \cdot \exp\frac{3}{2}(2uc - u^2) \quad (\text{II-57})$$

En adoptant le développement limite en série de Taylor de l'Eq. (0II-57) :

$$e^{-x} = 1 - x + \frac{x^2}{2!} - \frac{x^3}{3!} \quad (\text{II-58})$$

Tel que, x correspondant à $\frac{3}{2}(-2uc + u^2)$ et avec une troncature de l'ordre 2, l'Eq. (II-57) devient :

$$f = \frac{1}{2\pi/3} \exp\left(-\frac{3}{2}c^2\right) \cdot \left(1 + 3uc + \frac{9}{2}(uc)^2 - \frac{3}{2}u^2\right) \quad (\text{II-59})$$

La fonction de distribution à l'équilibre, qui incorpore les coefficients de pondération w_i et les directions de vitesse discrètes i , est exprimée comme suit :

$$f_i^{eq} = w_i \rho \left[1 + 3(c_i \cdot u) + \frac{9}{2}(c_i \cdot u)^2 - \frac{3}{2}u^2 \right] \quad (\text{II-60})$$

La forme générale de la fonction de distribution d'équilibre s'écrit alors :

$$f_i^{eq} = \Phi w_i \left[A + Bc_i + C(c_i u)^2 + Du^2 \right] \quad (\text{II-61})$$

Avec, u est le vecteur vitesse macroscopique de l'écoulement, A, B, C et D sont des constantes qui nécessitent d'être déterminées en se basant sur le principe de conservation de masse, de quantité de mouvement et de l'énergie et Φ représente les paramètres scalaires macroscopiques comme : la densité, la température ou la concentration d'espèces.

$$\Phi = \sum_{i=0}^{i=n} f_i^{eq} \quad (\text{II-62})$$

De ces équations générales, le choix des fonctions d'équilibres sera déterminé selon le modèle de réseau, selon le problème physique à étudier (diffusion, advection ou diffusion-advection) et selon les équations de transport ainsi que le terme source (forces externes) intervenants dans la résolution avec la méthode de Boltzmann. Pour un modèle D2Q9 compressible, f_i^{eq} est donnée pour chaque direction par la relation :

$$f_i^{eq} = w_i \rho \left[1 + \frac{c_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u \cdot u}{2c_s^2} \right] \quad (\text{II-63})$$

où, $c_s = 1/\sqrt{3}$ est la célérité adimensionnelle du son. Les quantités macroscopiques telles que la densité du fluide ρ , la vitesse du fluide u , et la pression P sont exprimées par les moments discrets de la fonction de distribution f , comme suit :

$$\rho(x, t) = \sum_{i=0}^8 f_i(x, t) \quad (\text{II-64})$$

$$\rho u(x, t) = \sum_{i=0}^8 c_i f_i(x, t) \quad (\text{II-65})$$

La pression est donnée par l'équation d'état du fluide :

$$p(x, t) = c_s^2 \rho(x, t) \quad (\text{II-66})$$

La viscosité cinématique du fluide simulé en réseau est lié au temps de relaxation τ utilisé dans l'équation de Boltzmann discrétisée par cette expression :

$$\nu = c_s^2 \left(\tau - \frac{1}{2} \right) \quad (\text{II-67})$$

Elle est obtenu par une procédure d'analyse multi-échelles, utilisant le développement de Chapman-Enskog pour établir le lien entre l'équation de Lattice Boltzmann et les équations de Navier-Stokes. L'opérateur de collision, souvent appelé opérateur BGK ou SRT (Single Relaxation Time), ne dépend que d'un seul temps de relaxation. Bien que ce modèle soit largement utilisé dans la méthode LBM, l'utilisation d'un seul temps de relaxation peut conduire à des instabilités numériques pour des viscosités faibles [88], limitant son application à des fluides avec un nombre de Prandtl unitaire.

Pour le modèle incompressible qui a été proposé par He et Luo [89] afin de traiter des fluides incompressibles, l'équation Eq. (II-63) s'écrit :

$$f_i^{eq} = w_i \left[\rho + \rho_0 \left(\frac{c_i \cdot u}{c_s^2} + \frac{(c_i \cdot u)^2}{2c_s^4} - \frac{u \cdot u}{2c_s^2} \right) \right] \quad (\text{II-68})$$

II.4.4.2. Schémas réseaux

Sur le plan physique, les particules sont libres de se déplacer dans toutes les directions. Toutefois, dans le contexte de la méthode LBM, le domaine de calcul est subdivisé en réseaux [86]. À chaque nœud de ce réseau, les particules demeurent immobiles, tandis que certaines se déplacent uniquement dans des directions privilégiées, c'est-à-dire entre les nœuds du maillage, échangeant leur énergie par collision à chaque intervalle de temps. De même l'espace des vitesses est discrétisé par un certain nombre de vecteurs vitesse à travers le schéma $DnQm$ où n et m sont des entiers désignant respectivement la dimension du problème (1D, 2D et 3D) et le nombre de vitesses discrètes également appelés directions de propagation figure II. 5.

Dans cette approche, le nombre et les valeurs des vitesses discrètes c_i , ainsi que les variables pondérées w_i , de même que le nombre des fonctions de distribution f_i , varient en fonction du nombre de nœuds résultant de l'arrangement choisi. Le tableau II. 1 résume les valeurs de ces trois paramètres pour les deux schémas D2Q5 et D2Q9.

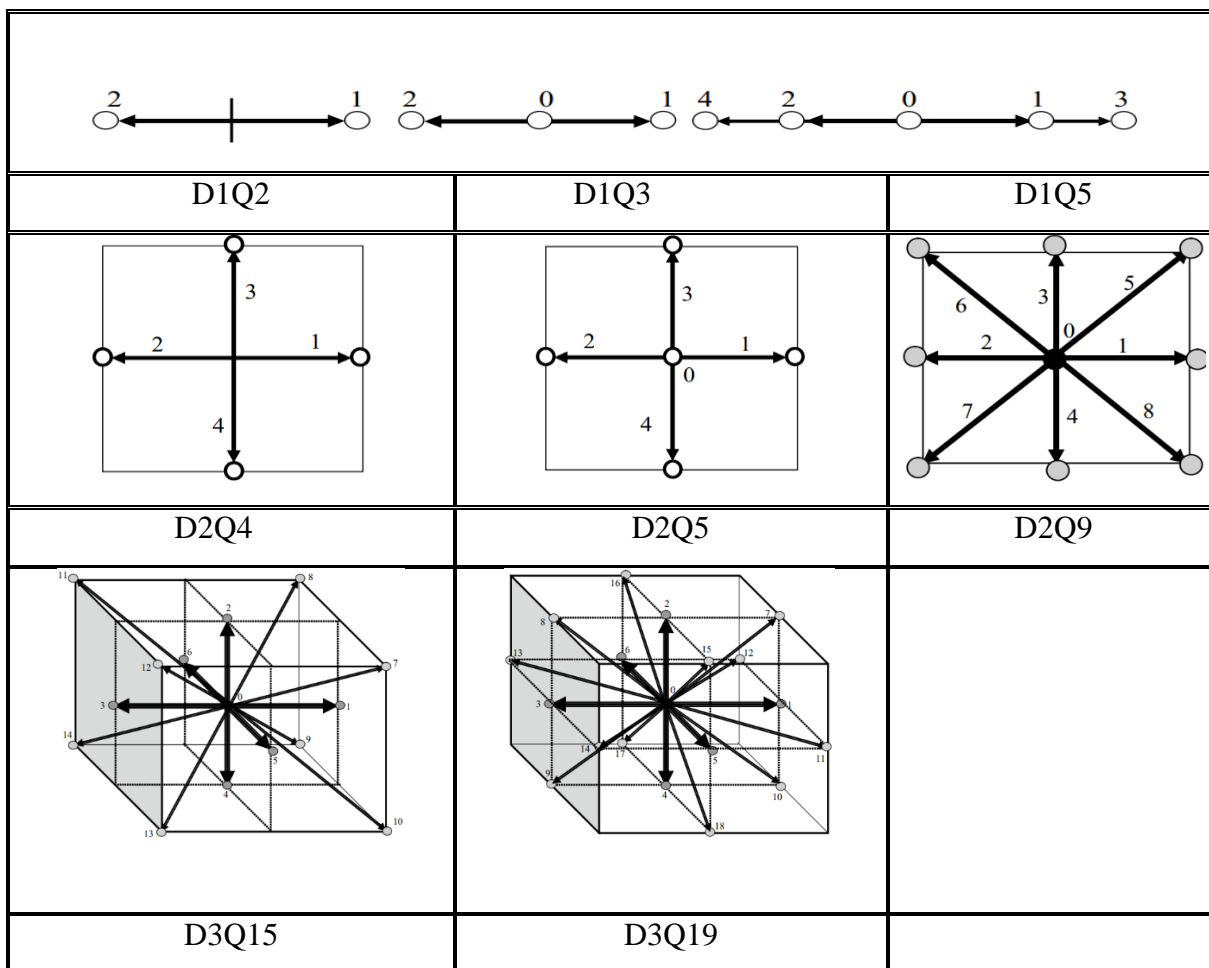


Figure II. 5: Représentation des schémas de réseaux [86].

Schémas	Direction i	Fonctions de distribution f_i	Vecteurs vitesses c_i	Coefficients de pondération w_i
$D2Q5$	0	f_0	$(0,0)$	$2/6$
	1,2,3,4	$f_1 - f_4$	$(\pm 1,0) ; (0,\pm 1)$	$1/6$
$D2Q9$	0	f_0	$(0,0)$	$4/9$
	1,2,3,4	$f_1 - f_4$	$(\pm 1,0) ; (0,\pm 1)$	$1/9$
	5,6,7,8	$f_5 - f_8$	$(\pm 1,\pm 1)$	$1/36$

Tableau II. 1: Pondération des fonction d'équilibre et vitesses discrètes du schéma D2Q5 et D2Q9.

Les vitesses discrètes c_i pour les deux schémas sont définies et calculées comme suit[86] :

$$c_i = c \left\{ \begin{array}{l} 0; i = 0 \\ \left(\cos \left[(i-1) \frac{\pi}{2} \right], \sin \left[(i-1) \frac{\pi}{2} \right] \right); i = 1, 2, 3, 4 \\ \sqrt{2} \left(\cos \left[(i-5) \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4} \right], \sin \left[(i-5) \frac{\pi}{2} + \frac{\pi}{4} \right] \right); i = 5, 6, 7, 8 \end{array} \right. \quad (\text{II-69})$$

Selon [86], pour les problèmes bidimensionnels, il est recommandé d'utiliser le schéma D2Q5 pour les équations de conservation de l'énergie et des espèces. Évidemment, il est possible d'utiliser un plus grand nombre de réseaux Lattice, comme D2Q9, sans aucun problème. Cependant, pour l'écoulement des fluides, il faut utiliser au moins D2Q9 pour garantir un invariant Galiléen.

II.4.5. Conditions aux limites de LBM

L'incorporation des conditions aux limites est une étape essentielle préalable au traitement et à la résolution d'un problème physique. Une des raisons de la popularité de la méthode de LB est la facilité de ses conditions aux limites dans les géométries complexes. En hydrodynamique, par exemple, l'implémentation des conditions aux limites dans les équations de Navier-Stokes sont définis par les variables macroscopiques (ρ et/ou u), cependant, en LBM sont exprimées en termes des fonctions de distribution f_i .

Il existe diverses manières pour imposer les conditions aux limites. Nous allons fournir un aperçu succinct des principales utilisées dans cette thèse, pour plus de détails voir [90].

II.4.5.1. Condition de non-glissement

Appelée aussi condition d'adhésion à la paroi (en anglais "no slip condition"), cette condition imposée généralement aux interfaces solide-fluide ou bien fluide-bords. En LBM, elle est présentée par le schéma dite rebondissement en arrière à la parois (en anglais Bounce-Back).

Au niveau de la parois solide, après la collision, la particule qui vient d'un nœud défini dans le domaine fluide, rebondit dans la direction opposée, vers son nœud de provenance, tout en gardant sa quantité de mouvement.

Il y a deux façons d'implémenter le "Bounce-Back condition" (voir figure II. 6), soit à mi-distance entre le nœud solide et celui liquide (Half-Way Bounce-Back) qui repose uniquement sur le changement des nœuds du domaine fluide, soit à la surface solide ("Full-Way Bounce-Back") où les nœuds des deux domaines interviennent.

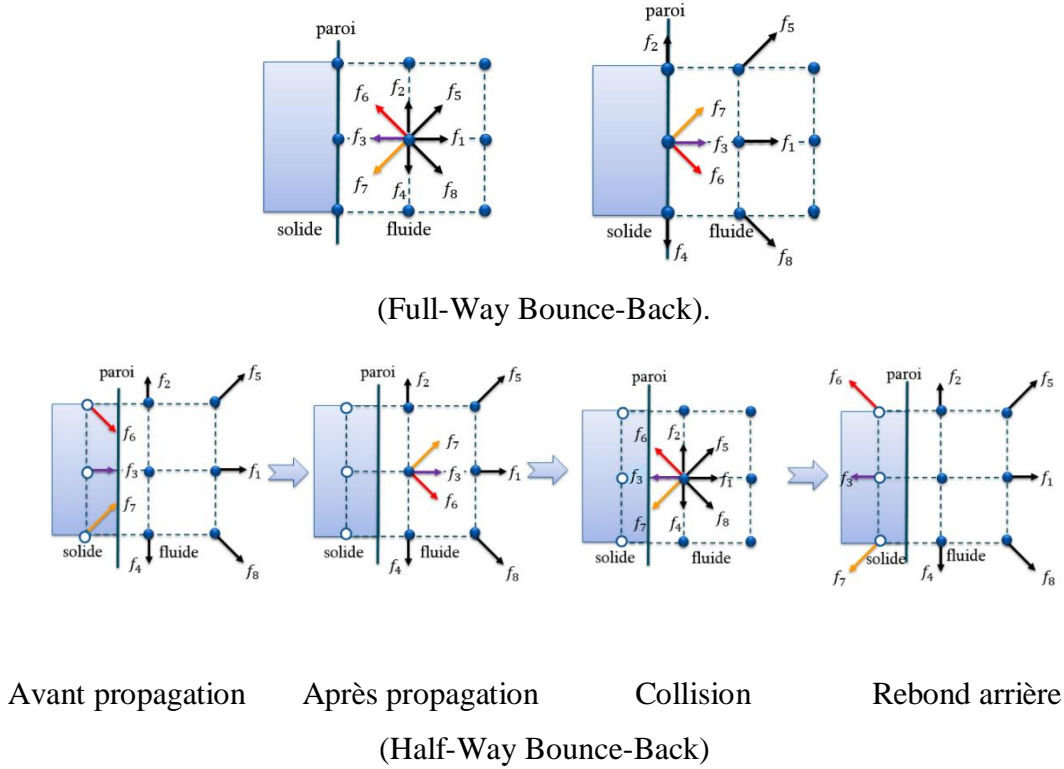


Figure II. 6: Schémas du rebond arrière [67].

Dans divers contextes physiques, il est souvent nécessaire de modéliser des écoulements présentant une vitesse ou une pression (densité) déterminée aux limites. La condition aux limites spécifique de vitesse/pression que nous abordons ici a été initialement formulée par Zou et He[91]. Le principe de cette condition réside dans l'application de la condition « Bounce-Back » à la partie : non-équilibre des fonctions de distribution normales à la frontière. Il consiste à calculer les valeurs des fonctions de distributions inconnues, de manière qu'elles répondent aux exigences de densité ou de vitesse préalablement spécifiées.

On donne l'exemple d'un problème physique en 2D, avec une condition à la limite de vitesse nulle $u = v = 0$ à appliquer à la frontière haute du domaine de calcul. En utilisant le schéma D2Q9, les valeurs des fonctions de distribution f_4, f_7 et f_8 sont inconnues. Le système d'équations s'écrit :

$$\rho = f_0 + f_1 + f_2 + f_3 + f_4 + f_5 + f_6 + f_7 + f_8 \quad (\text{II-70})$$

$$\rho u = f_1 + f_5 + f_8 - f_3 - f_6 - f_7 = 0 \quad (\text{II-71})$$

$$\rho v = f_2 + f_5 + f_6 - f_4 - f_7 - f_8 = 0 \quad (\text{II-72})$$

$$f_4 - f_4^{eq} = f_2 - f_2^{eq} \quad (\text{II-73})$$

L'équation (II-70) est donnée par l'équation (II-64). Les équations (II-71) et (II-72) sont respectivement données par les projections sur x et y de l'équation (II-65). L'équation apportée par Zou et He [91] est l'équation (II-73). Après le calcul du système, les résultats obtenus sont :

$$\rho = f_0 + f_1 + f_3 + 2(f_2 + f_5 + f_6) \quad (\text{II-74})$$

$$f_4 = f_2 \quad (\text{II-75})$$

$$f_7 = f_5 + \frac{1}{2}(f_1 - f_3) \quad (\text{II-76})$$

$$f_8 = f_6 - \frac{1}{2}(f_1 - f_3) \quad (\text{II-77})$$

Néanmoins, en ce qui concerne la fonction de distribution f_4 , l'équation (II-75) présente le résultat est identique à la condition Bounce-back, des termes supplémentaires sont présents pour f_7 et f_8 .

II.4.5.3. Conditions entrée/sortie (Vitesse imposée)

A l'entrée et/ou à la sortie d'un domaine de calcul, il est possible d'avoir un écoulement contrôlé par une vitesse, définissant ainsi la condition de Neumann. Dans le cas suivant, nous examinons un écoulement isotherme monophasique qui se propage de gauche à droite. Une vitesse est imposée U à l'entrée de la zone de calcul. En utilisant le modèle BGK D2Q9, nous déduirons les relations permettant le calcul des valeurs des populations inconnues. Ces valeurs concernent la densité, ainsi que les composantes f_1, f_5 et f_8 qui résultent de l'application de l'étape de propagation, suivie par l'application du rebond pur. La résolution de ces 4 équations donne les relations suivantes :

$$\rho = \frac{f_0 + f_2 + f_4 + 2(f_3 + f_6 + f_7)}{1 - u} \quad (\text{II-78})$$

$$f_1 = f_3 + \frac{2}{3}\rho u \quad (\text{II-80})$$

$$f_5 = f_7 + \frac{1}{2}(f_4 - f_2) + \frac{1}{6}\rho u \quad (\text{II-81})$$

$$f_8 = f_6 + \frac{1}{2}(f_2 - f_4) + \frac{1}{6}\rho u$$

Cependant, pour le cas d'un écoulement régi par un gradient de pression, les variables inconnues sont la vitesse et les composantes f_1, f_5 et f_8 . Toujours pour le modèle D2Q9, cette condition aux limites pour un fluide incompressible sera développée par le modèle LBM incompressible (proposé par He et Luo[89]) cite déjà dans les paragraphes précédent Eq. (II-

68). Dans ce modèle, la densité ρ est égale à $\rho_0 + \delta\rho$, avec $\rho_0 = 1$. En effet, il serait nécessaire, pour ce modèle de dériver les conditions aux limites par rapport à f_i ; sachant que dans l'Equation (II-83), il y a une relation linéaire entre la vitesse et f_i , ce qui n'est pas le cas dans l'équation (II-79), où ρ qui dépend de f_i . Cette nouvelle définition de u implique également des conditions aux limites légèrement différentes :

$$u = \rho - (f_0 + f_2 + f_4 + 2(f_3 + f_6 + f_7)) \quad (\text{II-82})$$

$$f_1 = f_3 + \frac{2}{3}u \quad (\text{II-83})$$

$$f_5 = f_7 + \frac{1}{6}u + \frac{1}{2}(f_4 - f_2) \quad (\text{II-84})$$

$$f_8 = f_6 + \frac{1}{6}u + \frac{1}{2}(f_2 - f_4) \quad (\text{II-85})$$

Dans l'équation II-78, pour le cas d'une vitesse imposée, on connaît la vitesse macroscopique u et on cherche à calculer la densité ρ . Néanmoins, pour une condition d'un gradient de pression imposé (densité imposée), ce sera l'inverse Eq. (II-82).

II.4.5.4. Température imposée

Deux types de conditions aux limites seront discutés : température constante imposée et surfaces adiabatiques. Dans le présent modèle physique proposé dans ce travail de thèse, on a imposé une température $T_c = 1$ à la paroi droite et $T_f = 0$ à l'entrée du domaine (cavité). L'implémentation de principe du rebond arrière Eq. (II-86) pour la fonction de distribution g est comme suit :

$$g_i - g_i^{eq} = g_i - g_i^{eq} \quad (\text{II-86})$$

Pour la paroi chauffée

Les populations g_3, g_6 et g_7 sont inconnues.

$$\begin{aligned} g_3 &= T_c(w_1 + w_3) - g_1 \\ g_6 &= T_c(w_1 + w_3) - g_8 \\ g_7 &= T_c(w_1 + w_3) - g_5 \end{aligned} \quad (\text{II-87})$$

Les autres parois (horizontales et verticale droite) sont supposées adiabatiques. Une paroi adiabatique signifie qu'il n'y a pas de transfert de chaleur par conduction dans sa direction normale. L'application de cette condition aux limites se fait avec l'équation :

$$\begin{aligned} g_i(i, 0) &= g_i(i, 1) \\ g_i(i, N) &= g_i(i, N - 1) \end{aligned} \quad (\text{II-88})$$

II.4.6. Méthode LB-MRT (Multiple Relaxation Time)

Le modèle LBM-BGK repose sur l'hypothèse selon laquelle chaque grandeur physique atteint l'équilibre avec un même temps caractéristique τ , résultant directement de l'opérateur de collision BGK lié à l'équation de Boltzmann (Eq. II-55). Ainsi, chaque moment de la fonction de distribution nécessite le même temps pour retrouver son état d'équilibre. Cette approche peut sembler limitative car dans la réalité, différents phénomènes physiques peuvent atteindre l'équilibre à des vitesses de relaxation distinctes. En particulier, le modèle LB-BGK impose un nombre de Prandtl fixe à 1, ce qui équivaut à un ordre de grandeur identique pour les effets visqueux et les effets thermiques.

D'Humières [92] propose un modèle novateur basé sur des temps de relaxation multiples (MRT). Ce modèle considère que chaque moment possède son propre temps de relaxation caractéristique. Les vitesses discrètes du modèle MRT sont dérivées de celles du modèle BGK et le vecteur des fonctions de distribution f_i est associé au vecteur des moments m .

En outre, le modèle MRT introduit une distinction entre l'étape de propagation au niveau microscopique dans l'espace des vitesses discrètes c_i et l'étape de collision dans l'espace macroscopique des moments des fonctions de distribution. La transition entre ces deux espaces est assurée par une matrice de passage M . L'étape de collision s'effectue dans l'espace des moments m avec l'opérateur de collision Ω . Les temps de relaxation sont définis par le vecteur S , avec autant de valeurs que de directions de vitesse. Nous adopterons cette méthode pour résoudre notre système d'équations.

Les équations correspondantes pour le modèle MRT sont [93] :

$$f_i(x + c\Delta t, t + \Delta t) - f_i(x, t) = -M^{-1}S[m(x, t) - m^{eq}(x, t)] \quad (\text{II-89})$$

$$\Omega = -M^{-1}S[m(x, t) - m^{eq}(x, t)] \quad (\text{II-90})$$

Où Ω est la matrice de collision. On définit M la matrice de passage entre les 2 espaces microscopique et macroscopique. Pour un schéma D2Q9, l'équation reliant les deux domaines est donnée par :

$$m = Mf \text{ et } f = M^{-1}m \quad (\text{II-91})$$

$$m = (m_0, m_1, \dots, m_8)^T = (\rho, E, \varepsilon, j_x, q_x, j_y, q_y, p_{xx}, p_{xy})^T \quad (\text{II-92})$$

Avec, $f_i = (f_0, f_1, f_2, \dots, f_8)^T$ est le vecteur des fonctions de distribution, $m(m_0, m_1, \dots, m_8)^T$ le vecteur des moments et la matrice de passage M est définie par :

$$M = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ -4 & -1 & -1 & -1 & -1 & 2 & 2 & 2 & 2 \\ 4 & -2 & -2 & -2 & -2 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & -2 & 0 & 2 & 0 & 1 & -1 & -1 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 0 & -2 & 0 & 2 & 1 & 1 & -1 & -1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{pmatrix} \quad (II-93)$$

Les composantes du vecteur des moments sont, ρ la masse volumique, j_x et j_y les composantes du moment (flux massique), E l'énergie cinétique, ε l'énergie du second ordre, q_x et q_y les composantes du flux d'énergie, p_{xx} et p_{xy} deux des composantes diagonales du tenseur de cisaillement. S est une matrice diagonale contenant les différents temps de relaxation :

$$S = \text{diag}(S_0, S_1, \dots, S_8)^T \quad (II-94)$$

Les coefficients de la matrice S sont alors calculés pour une stabilité optimale[93].

Tenant compte des hypothèses, pour les moments conservés m_0, m_3, m_5 , pendant la collision, les moments conservés restent inchangés donc les temps de relaxation qui leur sont associés peuvent être choisis égaux à l'unité, on aura $S_0 = S_3 = S_5 = 1$, $S_1 = 1, 2$ et $S_2 = S_4 = 1, 4$ et pour la viscosité, une formulation similaire au cas du modèle à un seul temps de relaxation (STR) nous donne : $S_7 = S_8 = 1/\tau$, avec $\tau = 0.5 + 3\nu$ et :

$$\nu = 1/[\{3(S_7 - 0.5)\}] \delta t = 1/[\{3(S_8 - 0.5)\}] \delta t \quad (II-95)$$

Sachant que, l'étape de collision se traduit par les moments non conservés, le processus de relaxation se fait par l'expression suivante :

$$m(x, t + \Delta t) = m(x, t) - S(m(x, t) - m^{eq}(x, t)) \quad (II-96)$$

Avec, $m(x, t + \Delta t)$ et $m(x, t)$ présentent les moments non conservés après et avant la collision respectivement. A l'état d'équilibre, le moment m^{eq} est décrit par les équations :

$$m^{eq} = Mf^{eq} = (\rho^{eq}, E^{eq}, \varepsilon^{eq}, j_x^{eq}, q_x^{eq}, j_y^{eq}, q_y^{eq}, P_{xx}^{eq}, P_{yy}^{eq}) \quad (II-97)$$

Les valeurs des composantes d'équilibre sont obtenues à partir des équations suivantes :

$$m_0^{eq} = \rho^{eq} = \rho \quad (II-98)$$

$$m_1^{eq} = E^{eq} = -2\rho + 3(j_x^2 + j_y^2) \quad (II-99)$$

$$m_2^{eq} = \varepsilon^{eq} = \rho - 3(j_x^2 + j_y^2) / \rho \quad (II-100)$$

$$m_3^{eq} = j_x^{eq} = j_x \quad (II-101)$$

$$m_4^{eq} = q_x^{eq} = -j_x \quad (II-102)$$

$$m_5^{eq} = j_y^{eq} = j_y \quad (II-103)$$

$$m_6^{eq} = q_y^{eq} = -j_y \quad (II-104)$$

$$m_7^{eq} = p_{xx}^{eq} = (j_x^2 - j_y^2) / \rho \quad (II-105)$$

$$m_8^{eq} = p_{yy}^{eq} = j_x j_y / \rho \quad (II-106)$$

$$j_x = \rho u = \sum_i f_i^{eq} c_{ix} \quad \text{et} \quad j_y = \rho v = \sum_i f_i^{eq} c_{iy} \quad (II-107)$$

Pour un problème avec un terme de force extérieure F , les deux équations précédentes (II-107) peuvent être modifiées tel que :

$$j_x = \rho u = \sum_i f_i^{eq} c_{ix} - F/2 \quad \text{et} \quad j_y = \rho v = \sum_i f_i^{eq} c_{iy} - F/2 \quad (II-108)$$

Ou il peut être rajouté comme un terme extérieur au membre du côté droit de l'équation du mouvement ρF , tel que :

$$F = 3w_i g_x \beta \theta c_{ix} + 3w_i g_y \beta \theta c_{iy} \quad (II-109)$$

β, θ sont le coefficient de compressibilité et la température adimensionnelle, respectivement. ρ et les composantes de la vitesse sont calculées aussi à partir des fonctions de distribution tel que :

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i \quad \text{et} \quad \rho \vec{u} = \sum_{i=0}^8 f_i \vec{c}_i \quad (II-110)$$

f_i^{eq} est le vecteur des fonctions d'équilibre, tel que :

$$f_i^{eq} = w_i \rho \left[1 + \frac{\bar{c}_i \cdot \bar{u}}{c_s^2} + \frac{(\bar{c}_i \cdot \bar{u})^2}{2c_s^4} - \frac{\bar{u} \cdot \bar{u}}{2c_s^2} \right], \quad i = 0, 8 \quad (\text{II-111})$$

Les coefficients de pondérations w_i sont donnés dans le tableau (II-1) :

En unité Lattice, $c = \delta x / \delta t$, $\delta x = \delta t = 1$, la vitesse du son est $c_s = c / \sqrt{3} = 1 / \sqrt{3}$.

Dans notre problème physique, on a une insertion d'un milieu poreux d'une perméabilité κ et une porosité ε . Dans ce cas, le terme de la force est constitué du terme de Darcy et celui de Forchheimer peut être rajouté à *D2Q9* comme suit :

$$-w_i \left[9 \frac{\nu}{K} (uc_{ix} + vc_{iy}) + \frac{\beta}{\sqrt{K}} (|u|uc_{ix} + |v|vc_{iy}) \right] \quad (\text{II-112})$$

La constante β couramment prise égale à $1,75 / \sqrt{150 \cdot \varepsilon}$.

Pour le champ de température et de concentration, le modèle *D2Q5* a été utilisé [86]. La matrice du passage M (du schéma *D2Q9*) est nommée N (dans le schéma *D2Q5*) est sous la forme :

$$N = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 & -1 \\ -4 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & -1 & 1 & -1 \end{vmatrix} \quad (\text{II-113})$$

La matrice diagonale S s'écrit alors :

$S = \text{diag}(1, s, s, 1, 1)$ avec $s = 1 / (5\alpha) + 0,5$ et α est le coefficient de diffusivité thermique.

On définit $g_i (i = 0 \dots 4)$ le vecteur des fonctions de distribution de la température, tel qu'il est associé au vecteur des moments n comme suit :

$$n_i = Ng_i \quad (\text{II-114})$$

Et de même pour l'état d'équilibre :

$$n_i^{eq} = Ng_i^{eq} \quad (\text{II-115})$$

Le vecteur des fonctions de distribution de la température d'équilibre g_i^{eq} est donnée par [51] :

$$g_i^{eq} = w_i T \left[1 + \frac{\vec{c}_i \cdot \vec{u}}{c_{sT}^2} \right], \quad i = 0, 4 \quad (\text{II-116})$$

C_{sT} représente la vitesse du son pour le modèle D2Q5, tel que, $C_{sT}^2 = c^2 / 5$.

Les moments d'équilibre n_i^{eq} sont donnés par :

$$n_0^{eq} = xT \quad (\text{II-117})$$

$$n_1^{eq} = xu_x T \quad (\text{II-118})$$

$$n_2^{eq} = xvT \quad (\text{II-119})$$

$$n_3^{eq} = x\theta T \quad (\text{II-120})$$

$$n_4^{eq} = 0 \quad (\text{II-121})$$

A ce niveau, nous utilisons les mêmes équations et le même modèle D2Q5 pour le champ de concentration en remplaçant simplement $g_i (i = 0...4)$ par $h_i (i = 0...4)$.

La température et la concentration sont calculée comme suit :

$$\theta = \sum_{i=0}^4 g_i \quad \text{et} \quad C = \sum_{i=0}^4 h_i + A_k (\theta - C) \quad (\text{II-122})$$

Pour une exploration approfondie de la méthode LB-MRT, nous recommandons la consultation du livre « Lattice Boltzmann Method Fundamentals and Engineering Applications with Computer Codes Second Edition » Principles and Practice" [86].

II.4.7. Algorithme de la méthode LB-MRT

L'algorithme de la méthode LB-MRT est basé sur l'équation (II-89) qui représente le système d'équations à résoudre pour les trois fonctions de distribution relatives au transfert de quantité de mouvement, thermique et massique respectivement f , g et h . En premier temps, le maillage est défini en choisissant le nombre des nœuds suivant les deux direction x et y . Après initialisation des fonctions de distribution, de la densité, la vitesse, la température, la concentration et des autres paramètres physiques du problème, la boucle temporelle démarre. Deux processus de résolution des équations se font en chaque pas de temps, la collision et la propagation, comme le montre la figure II-7.

La collision se produit exclusivement au niveau des nœuds du fluide avec les deux matrices correspondantes aux deux cas (une M pour le transfert hydrodynamique et l'autre N pour le transfert thermique et massique). Après l'étape de collision, les distributions de

particules post-collision, présentes sur les nœuds internes du domaine de calcul, sont prêtes à être diffusées.

L'étape de propagation se fait sur les positions des nœuds tel que les distributions des particules déplacent simplement en fonction de leurs vitesses. Les conditions aux limites ont été introduite en se basant sur la condition du rebond. La dernière séquence de la boucle est l'évaluation des variables macroscopiques, la densité ρ , les vitesses u et v et la température T et la concentration C qui sont calculées à chaque nœud du réseau. Le processus de calcul avance ainsi pour chaque pas de temps jusqu'à atteindre sa valeur finale (tout dépend de nombre d'itération prédéfini avant le début de calcul).

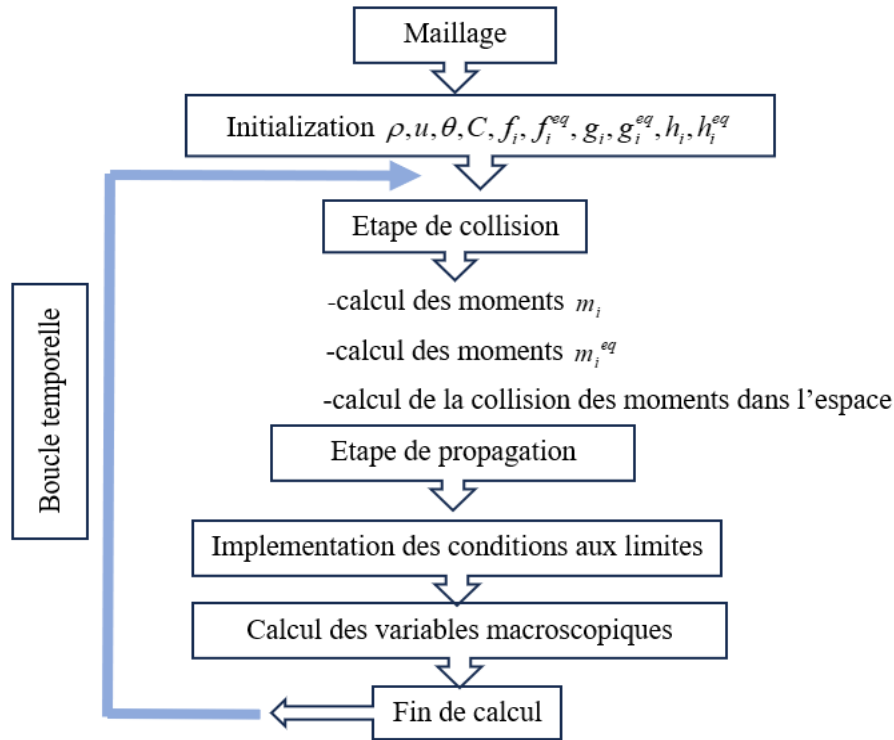


Figure II. 7: Algorithme de base de la méthode de Boltzmann MRT.

II. 6. CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons d'abord exposé le modèle physique et sa formulation mathématique pour mettre en évidence les différents paramètres de contrôle. Ensuite, nous avons présenté la méthode de Lattice Boltzmann à plusieurs temps de relaxation employée dans la simulation numérique. Les prochains chapitres seront alors dédiés à la validation du code de calcul développé, ainsi qu'à la présentation et à l'interprétation des résultats obtenus.

CHAPITRE III :
ANALYSE DE L'EFFET DU TAUX DE LA
REACTION DE FIXATION A_k

III.1. INTRODUCTION

Les résultats présentés dans ce chapitre se focalisent sur l'analyse de l'impact de la réaction de fixation A_k pour une hauteur fixe de la séparation poreuse.

Dans cette section, des simulations numériques d'un problème de convection double diffusive bidimensionnelle (2D) sont réalisées dans une cavité d'un rapport d'aspect $\Lambda = 2$. Une cloison poreuse est placée au milieu de sa base de hauteur $H_p = 0.9$ et de porosité $\varepsilon = 0.2$ (la porosité de la brique qui est le matériau le plus utilisé dans la construction de bâtiments). Une diffusion simultanée de chaleur et de matière est considérée avec le nombre de Lewis $Le = 1$. L'effet du taux de la réaction de fixation non dimensionnel A_k en fonction des paramètres de contrôle, le nombre de Richardson Ri , le nombre de Darcy Da a été étudié. Les résultats obtenus sont présentés en termes des champs hydrodynamiques, thermiques et massiques ainsi que des différents indices de ventilation (efficacité thermique η_t , efficacité d'élimination des polluants η_d et indice de qualité de l'air intérieur I_{QAI}). En raison de la variation insignifiante des caractéristiques de l'écoulement et des transferts de chaleur et de masse dans la gamme de $10^{-2} \leq Da \leq 10$; les résultats présentés balayent la gamme $10^{-6} \leq Da \leq 10^{-2}$.

III. 2. VALIDATION DU CODE DE CALCUL

Afin de valider notre code de calcul, nous avons comparé nos résultats de simulation avec quelques résultats de la littérature.

En premier temps, le code de calcul a été validé avec les données expérimentales (3D) présentées par Leong et al.[94] et également aux données prédites numériquement par Raithby et al. [95] pour un écoulement 2D dans une cavité remplie d'air ($Pr = 0.71$) avec un Profil de Température Linéaire sur les parois latérales 2D-PTL.

Le tableau III. 1 présente des comparaisons du nombre de Nusselt moyen obtenu pour un rapport d'aspect égal à l'unité. La figure III. 1 est un graphique des données du tableau III. 1. Les résultats de la comparaison montrent une assez bonne concordance avec ces références. On constate que l'écart maximal entre nos résultats et ceux de l'expérimental et de numérique ne dépasse pas 11% et 3% respectivement, ce qui valide notre code de calcul. Le fait que les nombres de Nusselt calculés soient plus élevés dans un écoulement en 2D est peut-être

prévisible, puisque la cavité expérimentale possède des parois latérales supplémentaires le long desquelles le fluide subit une traînée excessive, ce qui limite le mouvement convectif total.

	Présent (2D)	Exp. (3D) Leong et al.[94]	Num. (2D-LTP) Raithby et al. [95]
$Ra = 10^4$	1.707	1.505-1.535	1.75
$Ra = 3 \times 10^4$	2.339	-	2.41
$Ra = 4 \times 10^4$	2.537	2.317-2.357	-
$Ra = 10^5$	3.307	3.069-3.125	3.40
$Ra = 3 \times 10^5$	4.581	-	4.47
$Ra = 10^6$	6.530	6.313-6.453	-
Erreur Max. (%)		10.9	2.9

Tableau III. 1: Comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats expérimentaux et calculés dans la littérature.

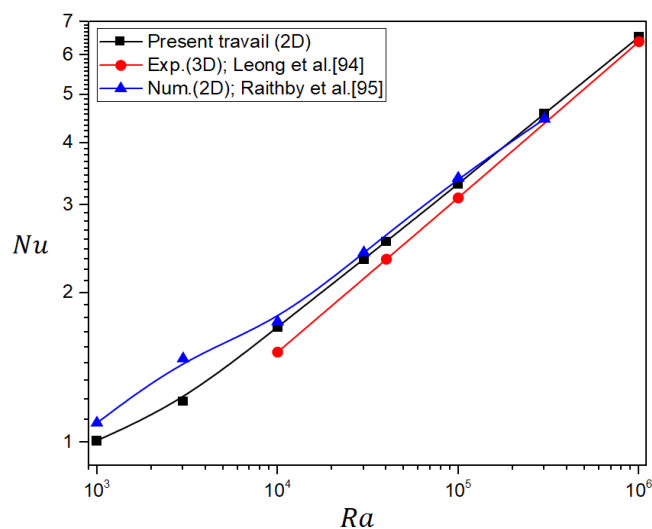


Figure III. 1 : Tracé des résultats de comparaison du nombre de Nusselt moyen avec les résultats expérimentaux de Leong et al.[94]et celles calculés par Raithby et al.[95].

Dans le cas d'un phénomène de convection mixte à l'intérieur d'une cavité carrée ventilée par un écoulement d'air pour un nombre de Richardson variant de 0 à 5 et un nombre de Reynolds et Prandtl fixé à $Re = 100$ et $Pr = 0.71$ respectivement. Nos résultats ont été comparés à ceux de Rahman et al.[96] en termes de nombres de Nusselt moyens (tableau III. 2) et en termes de lignes de courant et d'isothermes (figure III. 2). On observe que les résultats montrent

un très bon accord, tant sur le plan quantitatif que qualitatif, ce qui confirme la validité de nos récents résultats.

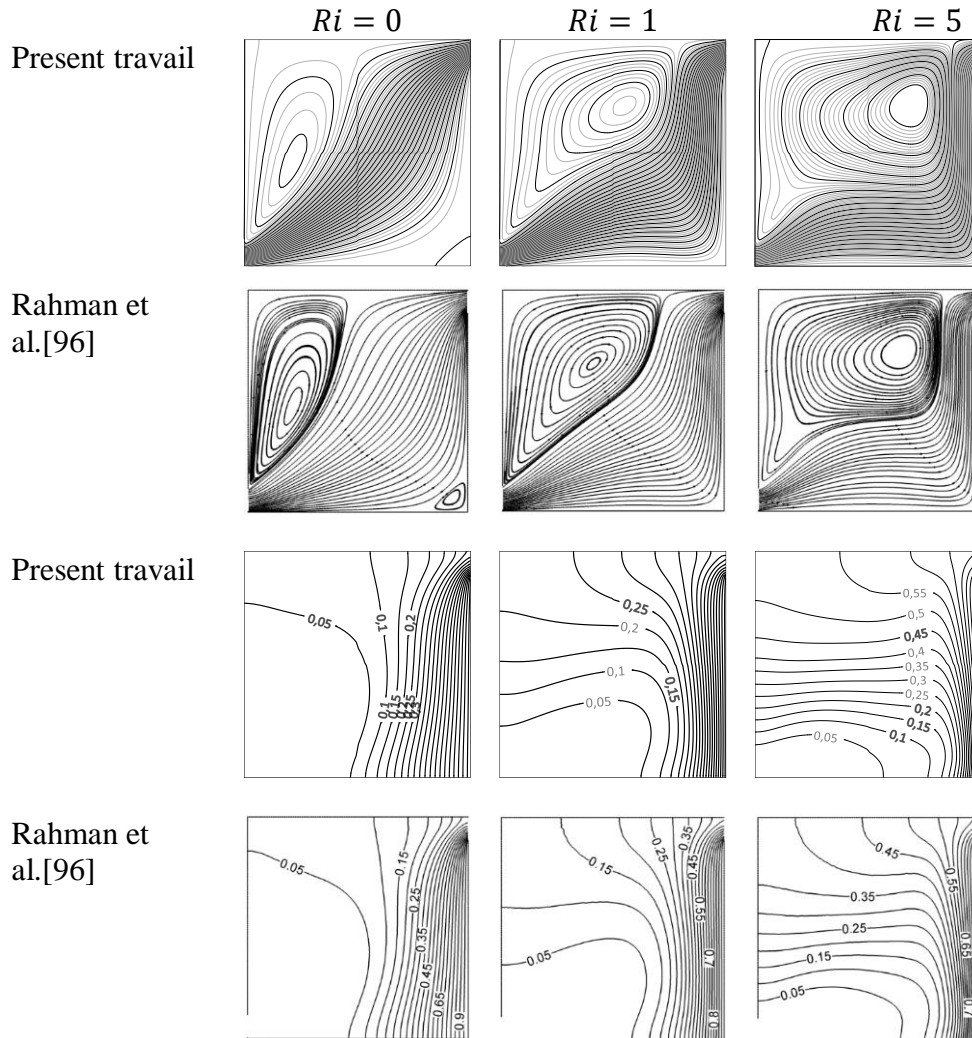


Figure III. 2 : Comparaison des isothermes (en bas) et lignes de courant (en haut).

Ri	Present	Rahman et al.[96]
0	3.9151	3.9044
1	4.6743	4.6893
2	5.0894	5.1091
3	5.3515	5.3724
4	5.5373	5.5570
5	5.6782	5.6949
Erreur Max. (%)		0.38

Tableau III. 2: Comparaison des nombres de Nusselt moyennés entre les résultats récents et ceux de Rahman et al.[96]

Dans cette partie, en utilisant le terme mathématique Darcy-Brinkman-Forchheimer et l'air comme fluide, une comparaison a été faite entre les nombres de Nusselt moyens calculés avec notre propre code de calcul et ceux de Seta et al. [97] obtenus par LBM. Les simulations sont effectuées en fixant les valeurs paramétriques comme suit : $\varepsilon = 0,6 ; 0,9$ $Da = 10^{-4}, 10^{-2}, 10^{+3} < Ra < 10^{+6}$ et un nombre de Prandtl $Pr = 1$. Comme le montre le tableau III. 3, nos résultats concordent bien avec ceux de Seta et al. [97].

	Nu								Erreur Max.(%)
	10^{-4}				10^{-2}				
Da	10^3		10^6		10^4		10^5		
ε	0.6	0.9	0.6	0.9	0.6	0.9	0.6	0.9	
Present (LBM)	1.024	1.029	2.729	2.784	1.522	1.660	3.594	4.027	
Seta et al.[97] (LBM)	1.012	1.017	2.615	2.636	1.493	1.633	3.433	3.902	5.6

Tableau III. 3: Résultats comparatifs du nombre moyen de Nusselt par rapport au modèle Darcy-Brinkman-Forchheimer $Pr = 1$.

Après avoir illustrer une série de tests de validation démontrant la validité du code de calcul que nous utilisons pour la simulation numérique, nous pouvons confirmer sa capacité à simuler efficacement les écoulements en convection mixte, notamment en présence d'un milieu poreux. Ainsi, notre code se révèle fiable et apte à reproduire de manière précise ces phénomènes complexes.

III.3. CAS D'UNE SEPARATION POREUSE NON REACTIVE ($A_k=0$)

Afin d'examiner l'influence de la réaction chimique sur les champs dynamiques, thermiques et massiques, nous analysons d'abord le cas simple où la séparation poreuse est non réactive (SPNR). Ces champs ont été présentés en fonction du nombre de Richardson qui prend en compte les effets de l'inertie et ceux de la flottabilité.

La figure III. 3 montre l'évolution des lignes de courant en fonction du nombre de Richardson Ri et des deux cas de nombre de Darcy Da (régime fluide : $Da = 10^{-2}$, régime Darcien : $Da = 10^{-6}$) avec $A_k = 0$. La remarque la plus importante est que pour les petits nombres de Darcy ($Da = 10^{-6}$) (c.-à-d., faible perméabilité), le jet d'air entrant contourne la SPNR quelle que soit la valeur de Ri , comme le montre la figure (III. 3. b). Dans ce cas, la matrice poreuse se comporte comme un solide. En revanche, pour une perméabilité élevée (figure (III. 3. a)), la SPNR est presque inexistant et le milieu poreux n'offre presque aucune

résistance. Les lignes de courant associées au flux d'air perdent légèrement leur aspect linéaire au premier contact avec la SPNR.

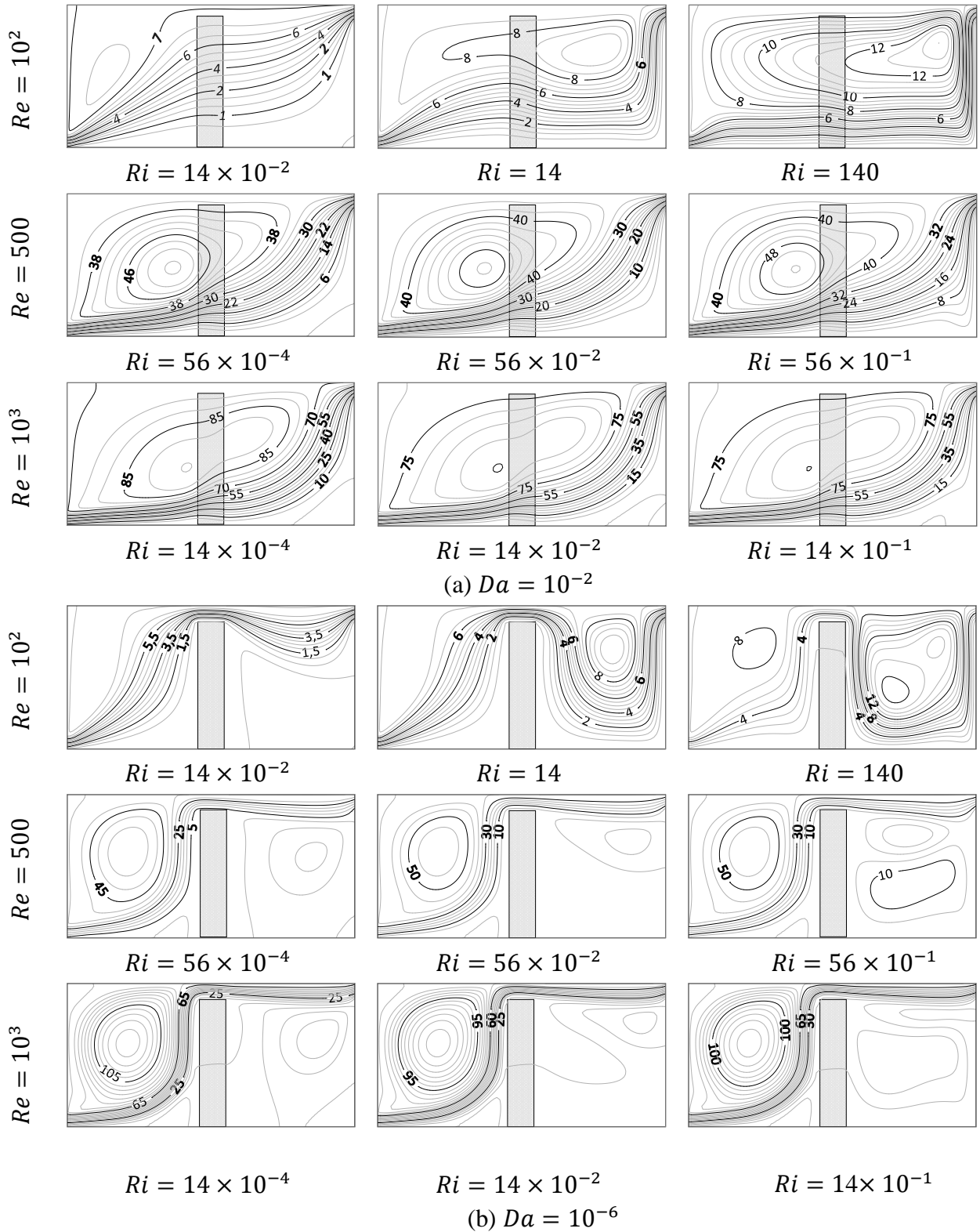


Figure III. 3 : Évolution des fonctions de courant en fonction de Ri et Da pour $A_k = 0$.

L'augmentation du nombre de Richardson (Ri) entraîne l'apparition d'une cellule de circulation dans la partie supérieure de la pièce, ce qui provoque une déviation du jet, qui devient horizontal et se rapproche de la surface de base. Une cellule de convection naturelle due à l'échauffement de la paroi verticale apparaît pour des valeurs extrêmes de Ri (notamment $Ri = 140$). Dans ce cas, l'air frais est directement aspiré vers la paroi chaude sous l'effet du gradient de température, puis accéléré vers le haut (c'est-à-dire la sortie) par effet de cheminée. Pour des faibles valeurs de perméabilité, la SPNR génère une résistance au fluide. Dans ce cas, la cavité est divisée en deux partitions ; une première partition à gauche, qui revient au cas d'une cavité ventilée par déplacement et caractérisée par un rapport d'aspect égal à l'unité et une seconde partition, entre l'espace de la paroi poreuse/verticale et la sortie. Dans cette partie, la ventilation se fait par effet piston avec une circulation de fluide entre l'espace intermédiaire et la sortie et l'entraînement du fluide stagnant dans l'enceinte droite. Il est à noter que ces résultats sont en bon accord avec ceux rapportés par [56].

Les isothermes correspondant aux deux cas précédents sont présentés dans la figure III. 4. Pour des perméabilités élevées, les isothermes ont tendance à être poussées vers la paroi chaude, ce qui s'explique par la faible résistance de la SPNR à l'écoulement de l'air, déjà observée à travers les lignes de courant.

Une stratification thermique horizontale est observée pour de grandes valeurs de Ri (14 et 140), ce qui donnera lieu à un mouvement de convection naturelle représenté sur les graphiques des lignes de courant. Contrairement aux faibles valeurs de Da (figure (III. 4. b)), les isothermes sont plus proches de la paroi poreuse ce qui est dû à la résistance de cette dernière. Dans ce cas, on observe deux zones thermiquement différentes. L'une est confortable dans le compartiment gauche, du côté de l'entrée et l'autre zone présente de grands gradients de température du côté de la paroi chaude.

Pour les deux valeurs de Da , l'augmentation du nombre de Richardson, associé à l'accroissement du tirage thermique, provoque un resserrement puis un aplatissement de la couche limite thermique au niveau de la paroi chaude où le taux de transfert de chaleur est intense.

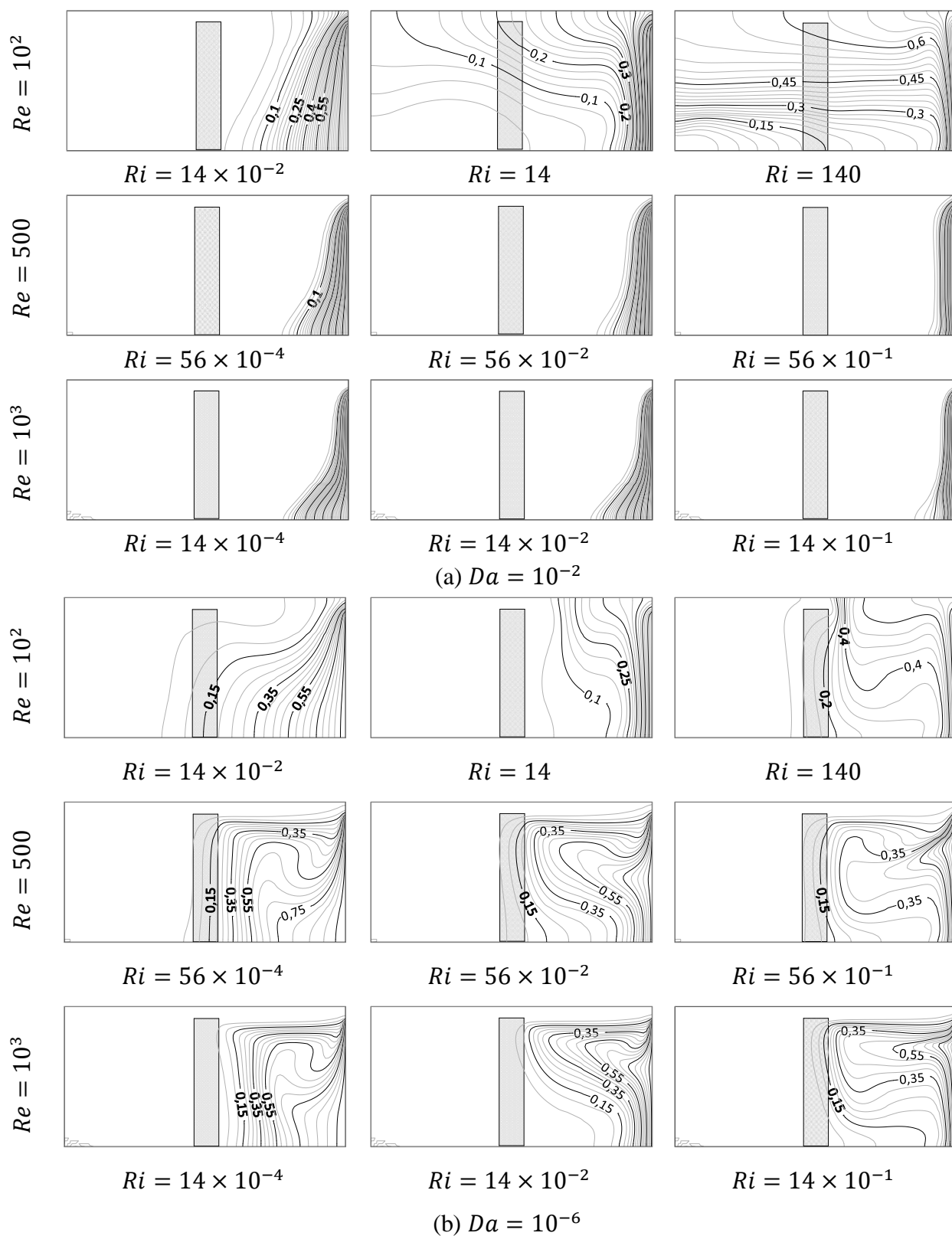


Figure III. 4 : Évolution des champs de température en fonction Ri et Da pour $A_k = 0$.

Les figures III. 5. a et III. 5. b montrent l'évolution des isoconcentrations pour les deux valeurs de Da , 10^{-2} et 10^{-6} respectivement. Leur évolution est en bon accord avec le champ dynamique du mouvement du fluide.

En comparant les valeurs mesurées des concentrations minimales et maximales en polluants ($C_{min}; C_{max}$) atteintes à la fin de la simulation (à l'établissement du régime thermo-soluté), on constate que dans toutes les simulations, de faibles valeurs de concentration ont été atteintes ($\leq 10^{-4}$), ce qui est plus visible pour des nombres de Richardson faibles (dominance de la convection forcée).

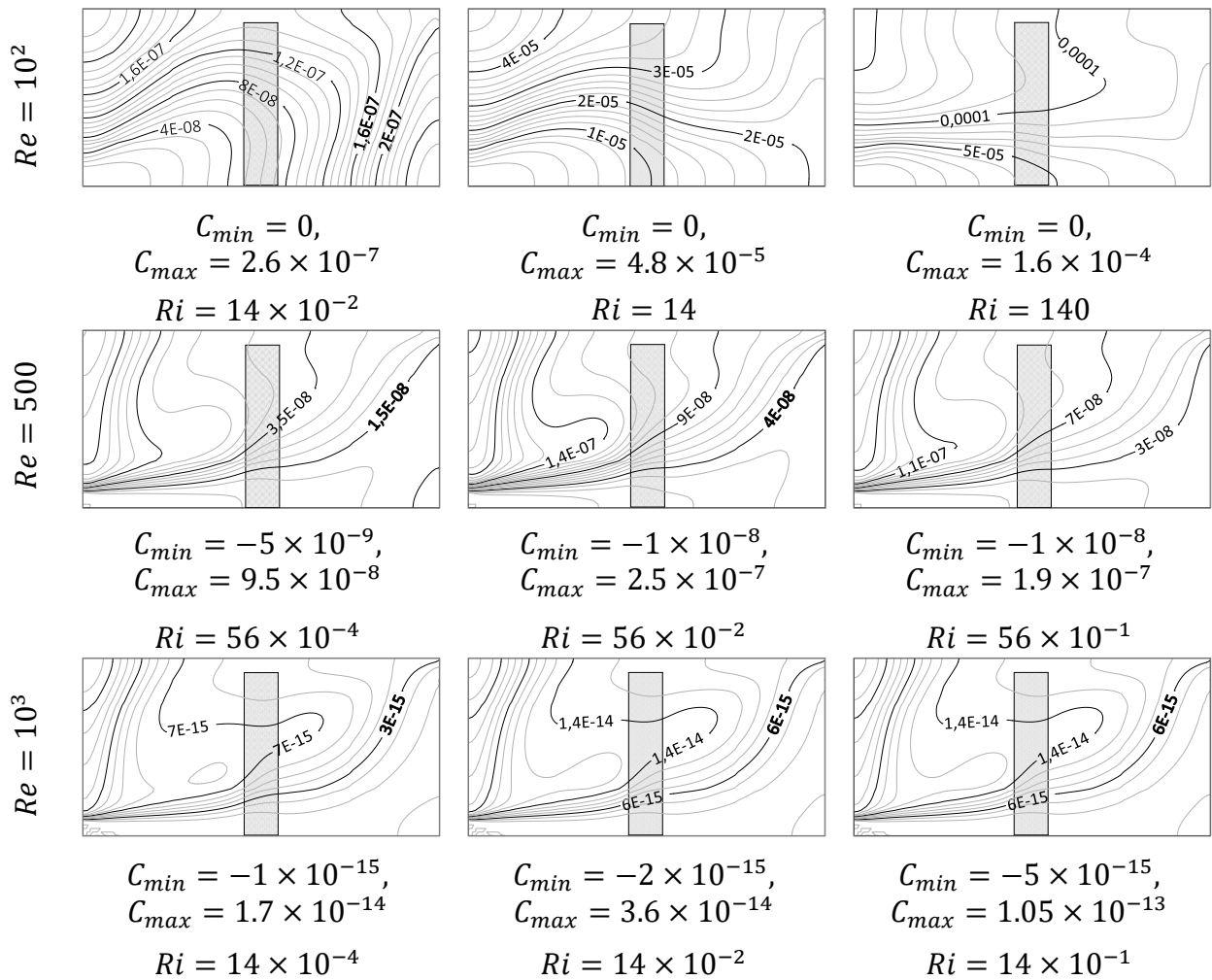


Figure III. 5. a : $Da = 10^{-2}$

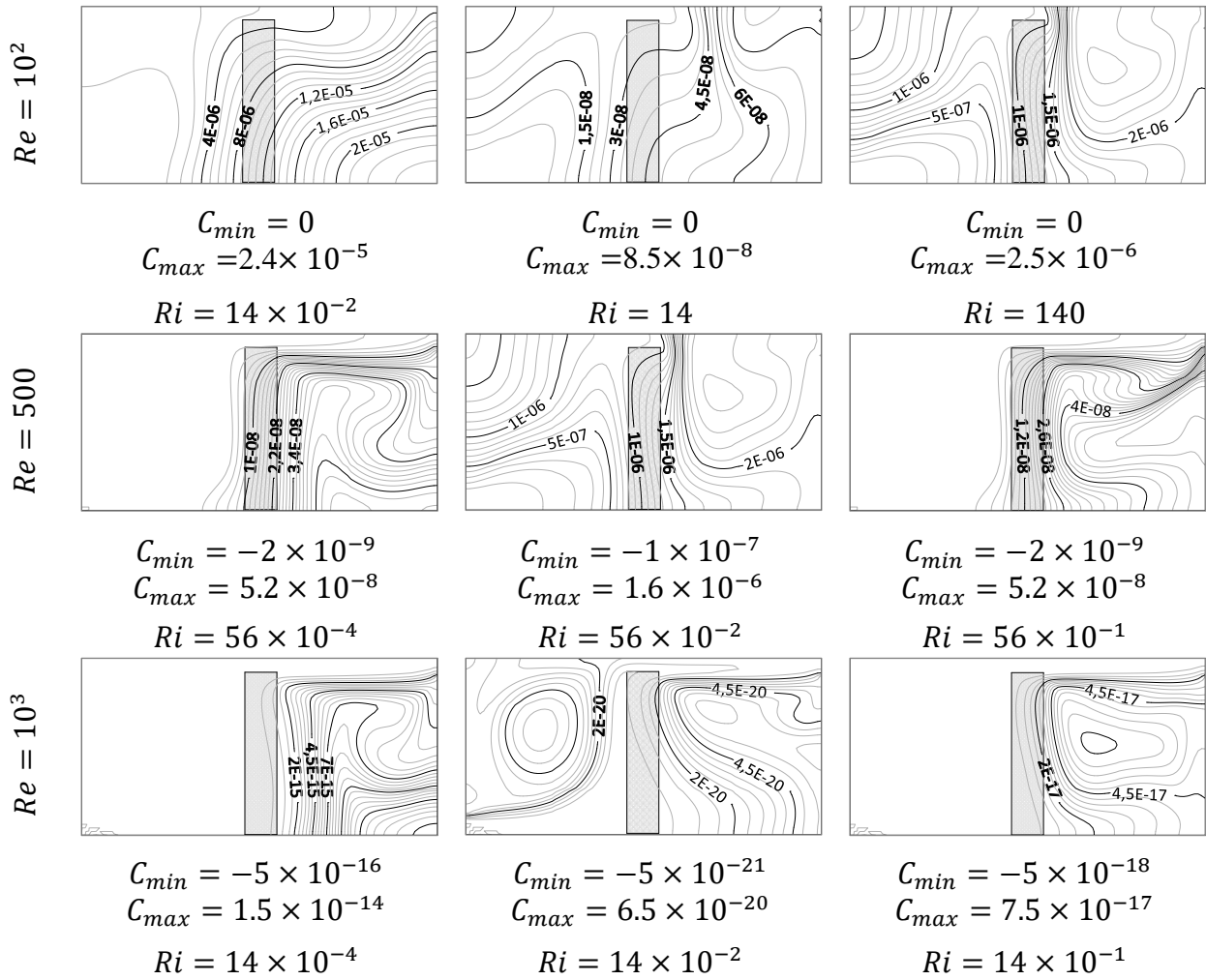


Figure III. 5. b : $Da = 10^{-6}$

Figure III. 5 : Evolution des champs de concentration en fonction de Ri et Da pour $A_k = 0$.

III.4. CAS D'UNE SEPARATION POREUSE REACTIVE (SPR) ($A_k = 1$)

En introduisant la réaction de fixation intégrée dans la paroi poreuse, les figures III. 6 et III. 7 montrent l'évolution des lignes de courant et des isothermes respectivement en fonction du nombre de Richardson pour les deux valeurs de perméabilités et pour le cas d'une séparation poreuse réactive ($A_k = 1$). L'analyse du champ dynamique et thermique montre pratiquement les mêmes comportements de mouvement du fluide et de distribution de température dans la pièce par rapport au cas où la paroi poreuse est non réactive. Le mouvement du fluide est une combinaison d'un jet d'air entre l'entrée et la sortie en compétition spatiale avec les mouvements de rotation dus à la convection naturelle.

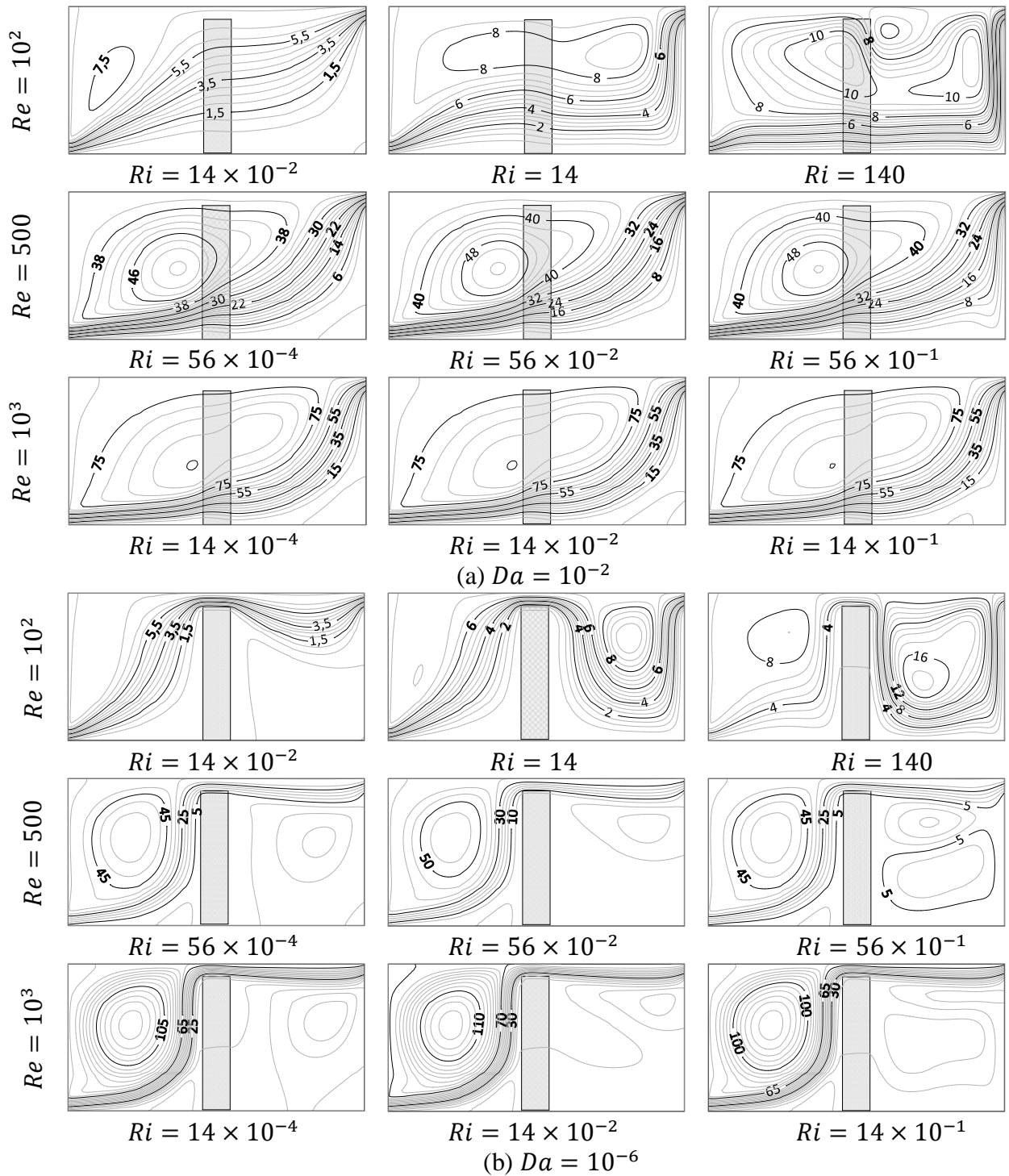


Figure III. 6 : Évolution des lignes de courants en fonction de Ri et Da pour $A_k = 1$.

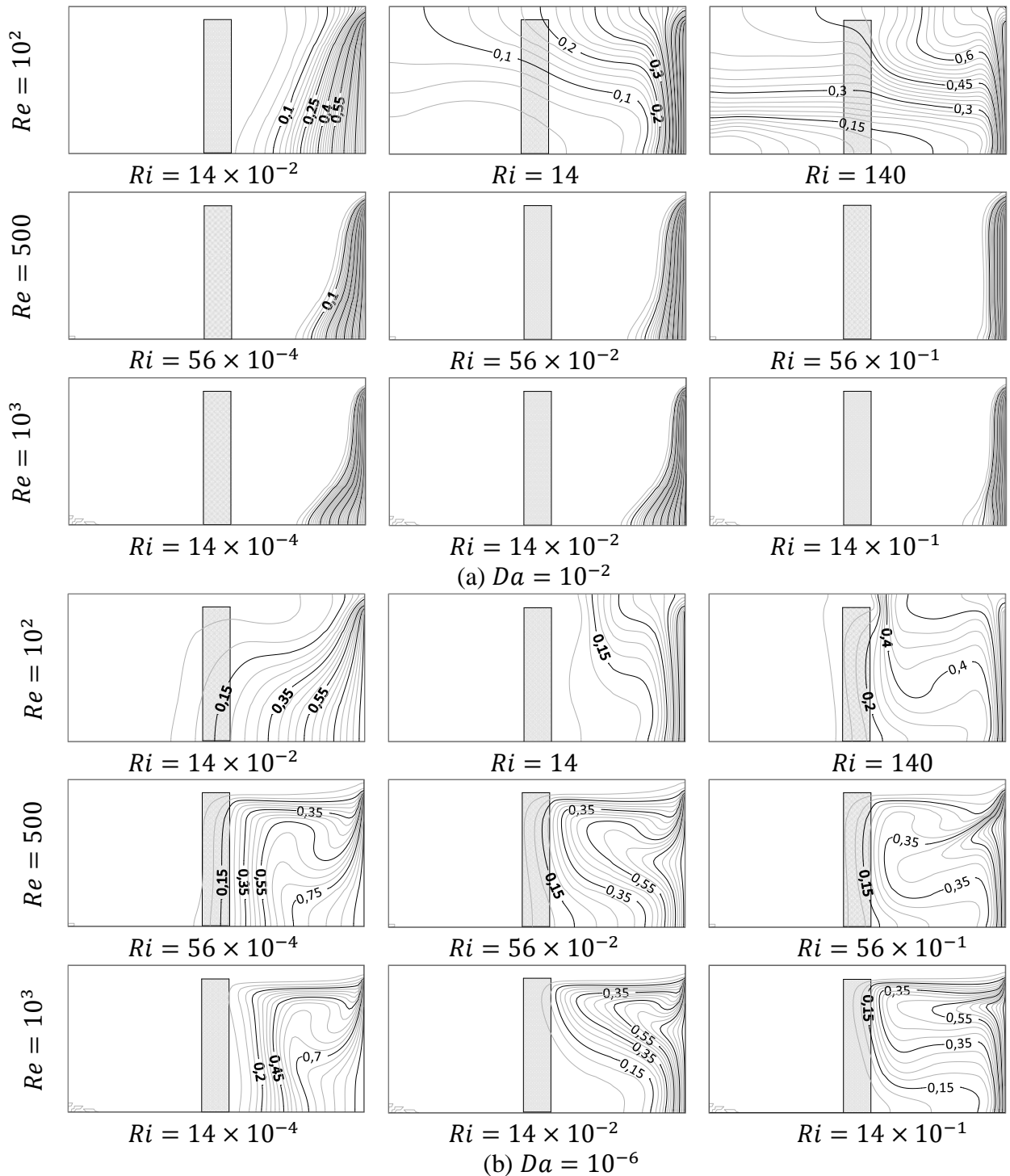


Figure III. 7 : Évolution des champs de température en fonction de Ri et Da pour $A_k = 1$.

En ce qui concerne l'évolution des champs de concentration présentés dans les deux figures III. 8. a et III. 8. b, un resserrement des isoconcentrations vers la SPR où des gradients de concentration élevés sont observés. Ceci est particulièrement visible pour des faibles

perméabilités lorsque la SPR se comporte comme un solide, comme le montre la figure (III. 8. b). Dans ce cas, la réaction a prouvé son effet de fixation des polluants et donc l'amélioration de la dépollution de la cavité. Cependant, les concentrations minimales et maximales de polluants mesurées à la fin des simulations sont significatives par rapport à celles mesurées dans le cas précédent ($A_k = 0$).

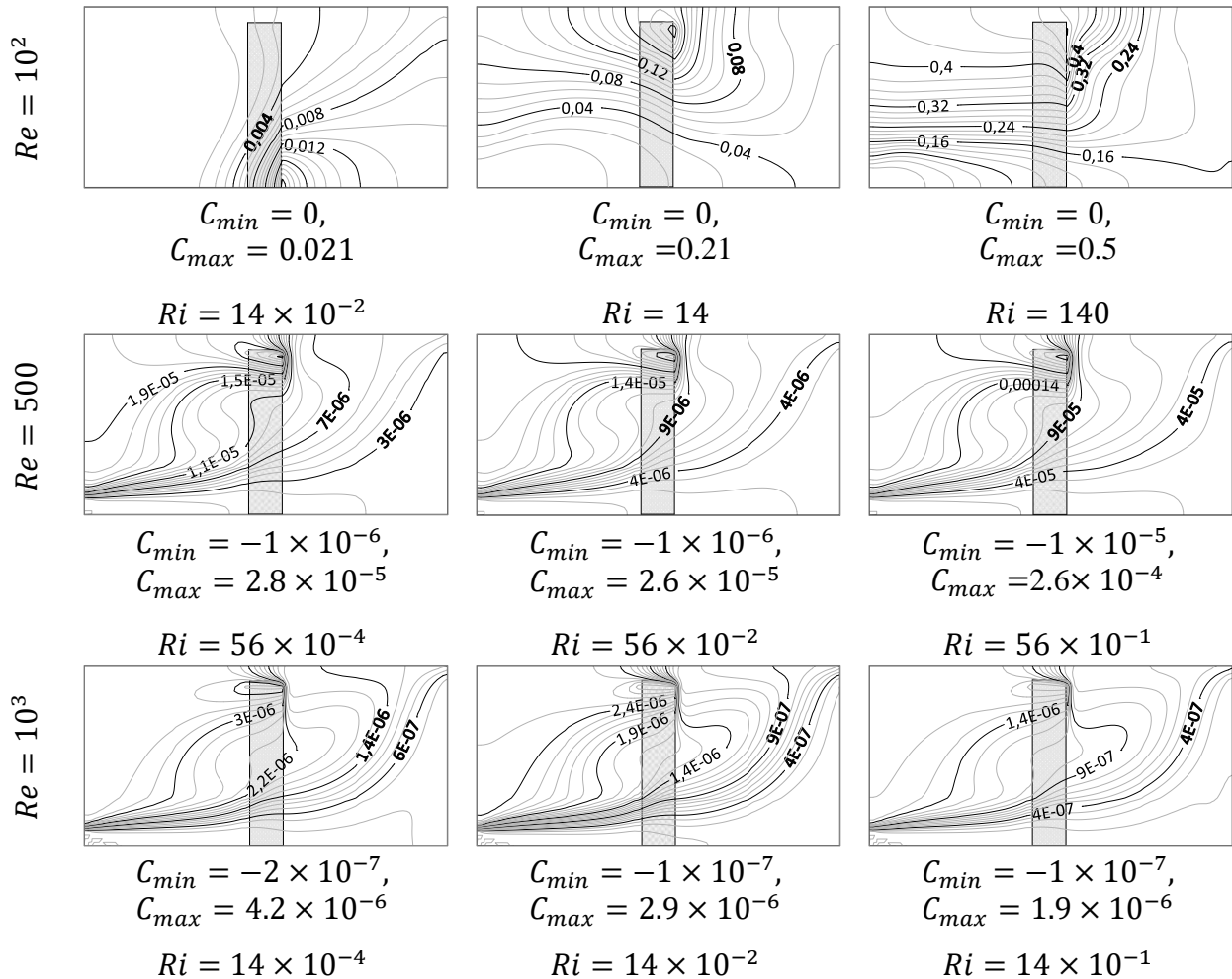


Figure III. 8. a : $Da = 10^{-2}$

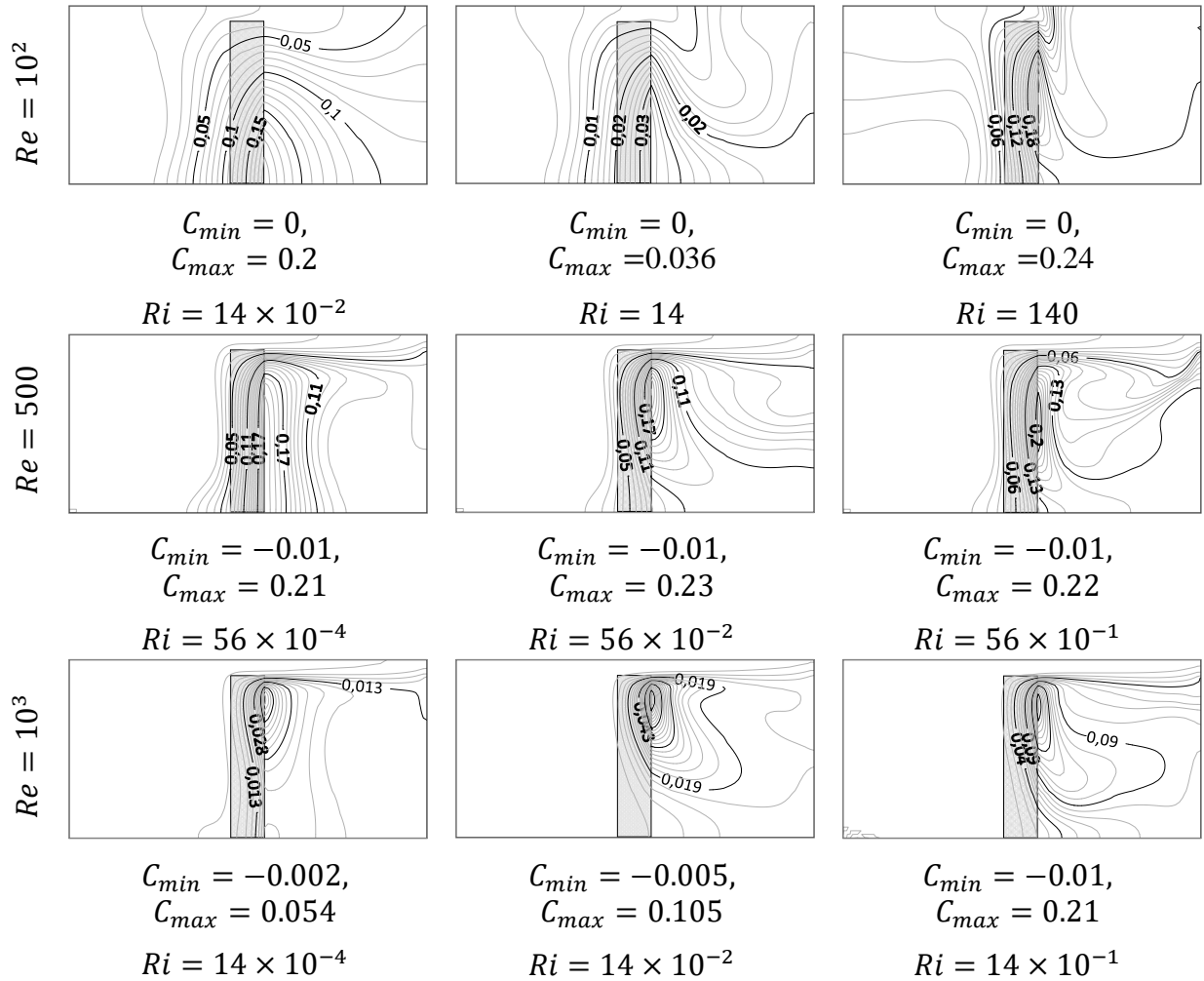
Figure III. 8. b : $Da = 10^{-6}$

Figure III. 8 : Évolution des champs de concentration en fonction de Ri et Da pour $A_k = 1$.

III.5. EVALUATION DES INDICES DE VENTILATION ET DE LA QAI

L'évolution de l'efficacité d'élimination des polluants et de leurs concentrations moyennes dans la pièce est présentée sur la figure III. 9 en fonction du temps sans dimension pour les cas SPR et SPNR et pour différents paramètres de contrôle (Da , Ri et Re). La première observation est que la forme des courbes de l'efficacité d'élimination des polluants η_d et de la concentration moyenne \bar{C} est identique à celles de la charge et de la décharge d'un condenseur électrique respectivement. Cela nous permet de traiter la cavité par analogie électrique et de montrer tous les paramètres équivalents. Dans ce cas, l'efficacité de déplacement des polluants et leurs concentrations moyennes ont la forme suivante [98]:

$$\eta_d(t) = \eta_{d\max} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (\text{III-1})$$

$$\bar{C}(t) = \bar{C}_{\max} \times e^{-t/\tau} \quad (\text{III-2})$$

Où τ est déterminé graphiquement à partir des courbes de l'efficacité d'élimination des polluants η_d de telle sorte que :

$$\eta_d(\tau) = 0.63 \times \eta_{d\max} \quad (\text{III-3})$$

Nous définissons τ_c comme le temps de renouvellement de l'air sans dimension, tel que $\tau_c = 5\tau$ [98]. Lorsque l'efficacité de la ventilation se situe à 0,001% de sa valeur ultime ($t \rightarrow \infty$) juste avant d'atteindre un régime établi, pour une efficacité d'élimination des polluants $\eta_d(\tau_c) = 0.99999$. Voir la figure III. 10 pour les valeurs de τ et τ_c .

Les valeurs de τ_c calculées de cette manière ainsi que le pourcentage de sa réduction entre les deux cas sans et avec réaction sont résumés dans le tableau III. 4, montrant qu'il faut effectivement plus de temps pour éliminer le polluant lorsque la séparation poreuse et non réactive ($A_k = 0$). Cet effet réactif est particulièrement visible pour des nombres de Reynolds et de Richardson élevés. On note également que le temps réel de renouvellement de l'air τ_c^* (dimensionnel en secondes) correspond à τ_c diminue lorsque l'intensité de la convection forcée (Re) augmente :

$$\tau_c^* = \frac{H^2}{Re \times \nu} \tau_c \quad (\text{III-4})$$

La figure III. 9 montre que l'efficacité maximale de l'élimination des polluants ($\eta_d = 1$) et la concentration moyenne minimale de polluants ($\bar{C} = 0$) sont toujours atteintes, sauf dans certains cas où la séparation poreuse réactive n'est pas perméable ($Da = 10^{-6}$), en raison de la concentration élevée à proximité de la séparation poreuse (effet de la réaction de fixation) visible sur les champs de concentration. De même, l'efficacité de déplacement minimale ($\eta_d = 0.7$) se réfère au cas $Da = 10^{-2}$, $Re = 10^2$ et $Ri = 140$, dans ce dernier cas, une concentration maximale très élevée de polluant a été mesurée à la fin de la simulation $C_{\max} = 0.5$.

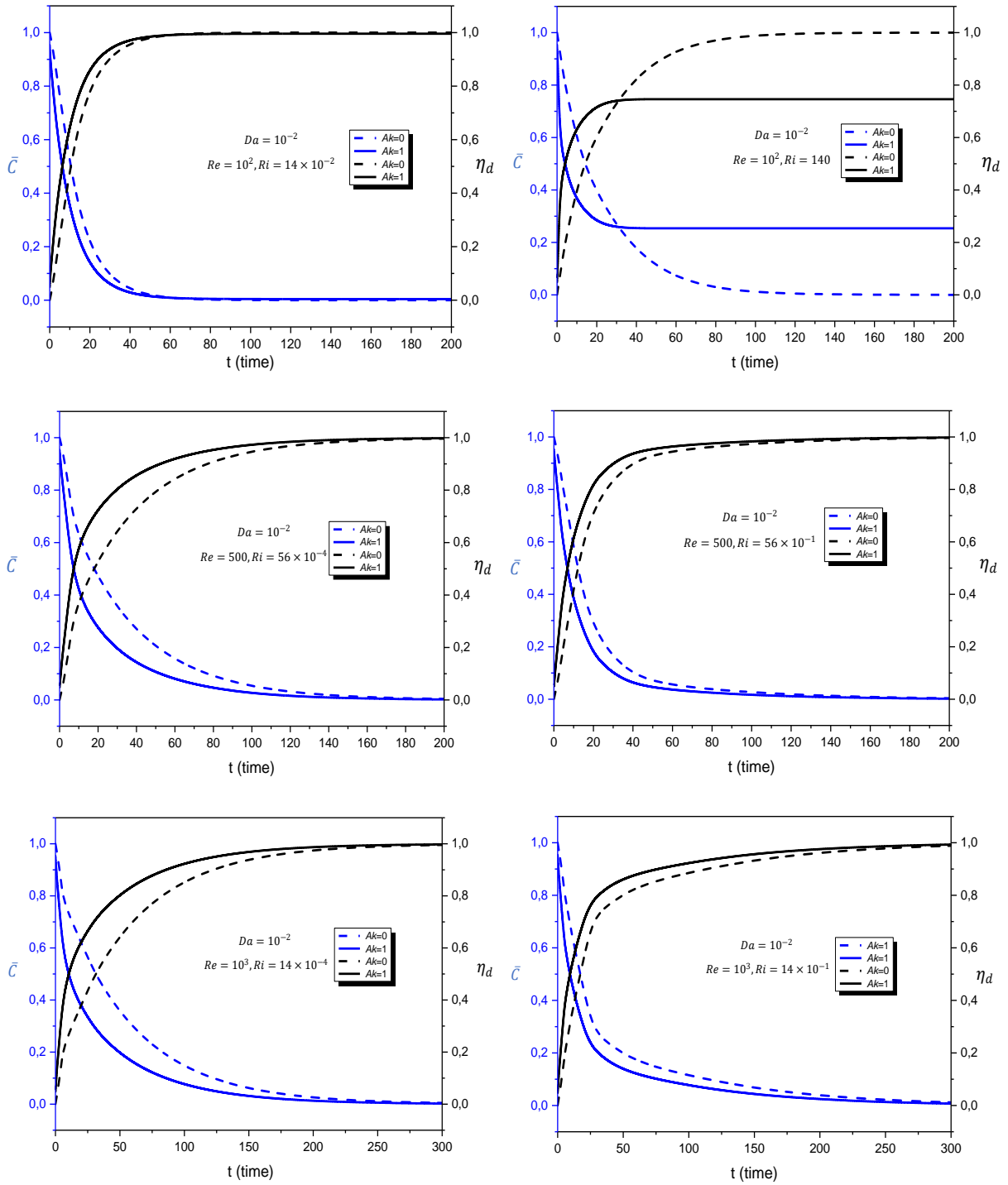


Figure III. 9. a : $Da = 10^{-2}$

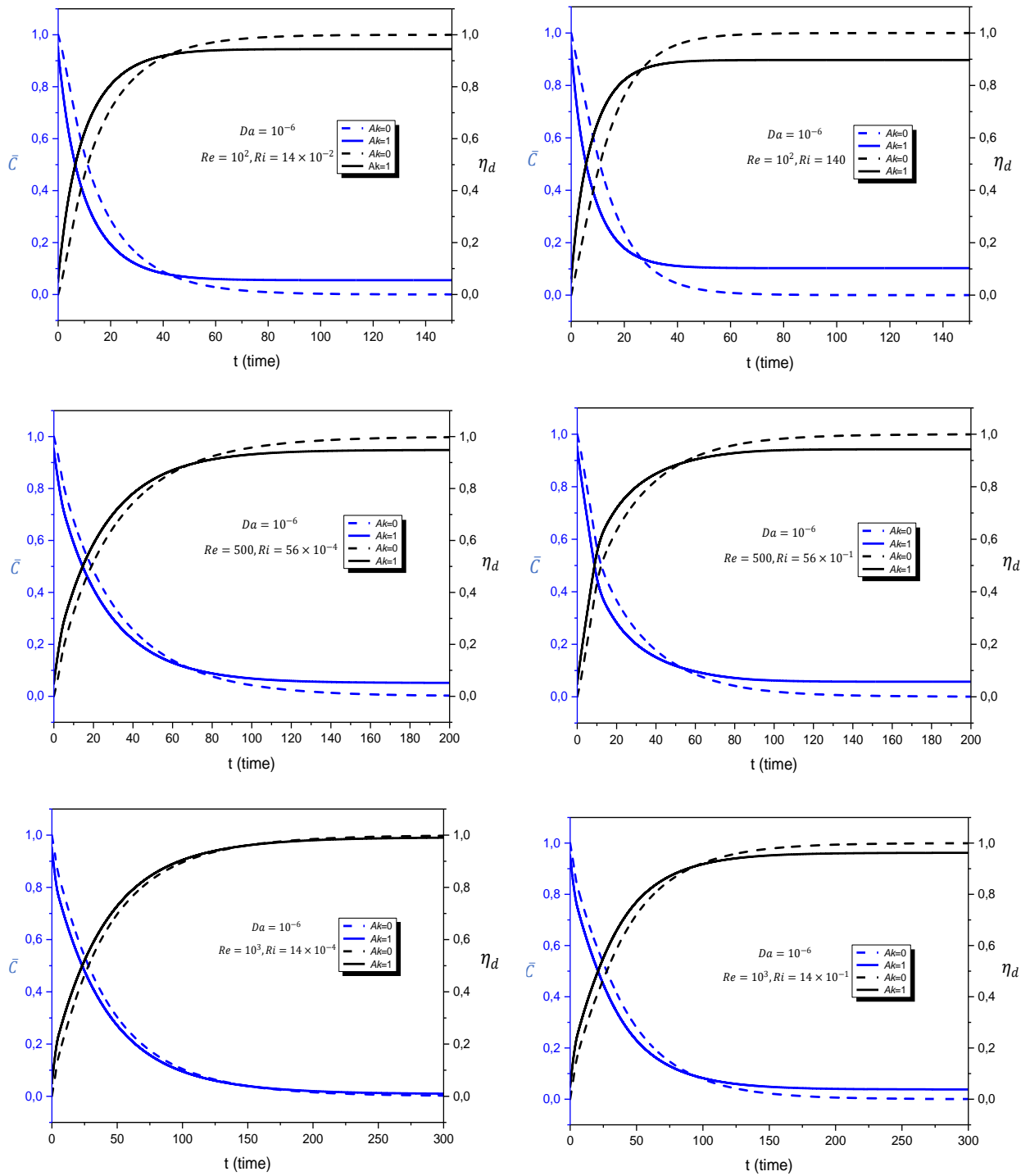


Figure III. 9. b : $Da = 10^{-6}$

Figure III. 9 : Évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants et des concentrations moyennes pour différentes valeurs de Re, Ra, Da et A_k .

Da	Re	Ri	τ_c		Pourcentage de réduction de τ_c
			$A_k = 0$	$A_k = 1$	
10^{-2}	10^2	14×10^{-2}	70.62865	48.91372	30.74%
		140	100.40315	17.12972	82.93%
	500	56×10^{-4}	146.02045	64.75890	55.65%
		56×10^{-1}	85.02193	53.47817	37.09%
	10^3	14×10^{-4}	121.8926	106.85185	12.33%
		14×10^{-1}	116.25235	82.0973	29.37%
10^{-6}	10^2	14×10^{-2}	81.26175	50.13575	38.30%
		140	75.51702	37.49738	50.34%
	500	56×10^{-4}	143.51368	106.7474	25.61%
		56×10^{-1}	101.52496	63.505325	37.44%
	10^3	14×10^{-4}	211.51034	188.63585	10.81%
		14×10^{-1}	201.79653	154.16753	23.60%

Tableau III. 4 : Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c et le pourcentage de sa réduction.

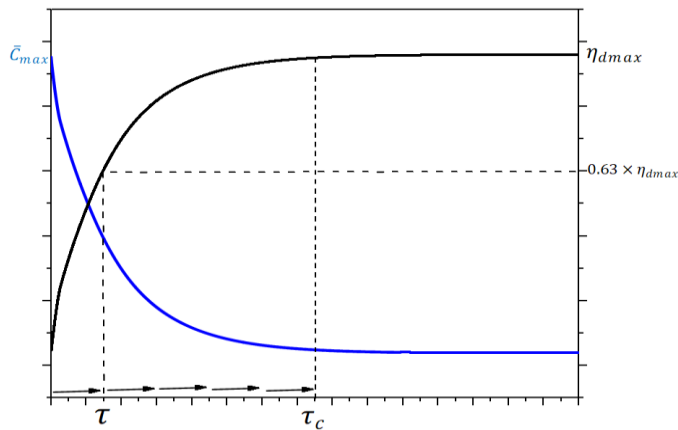


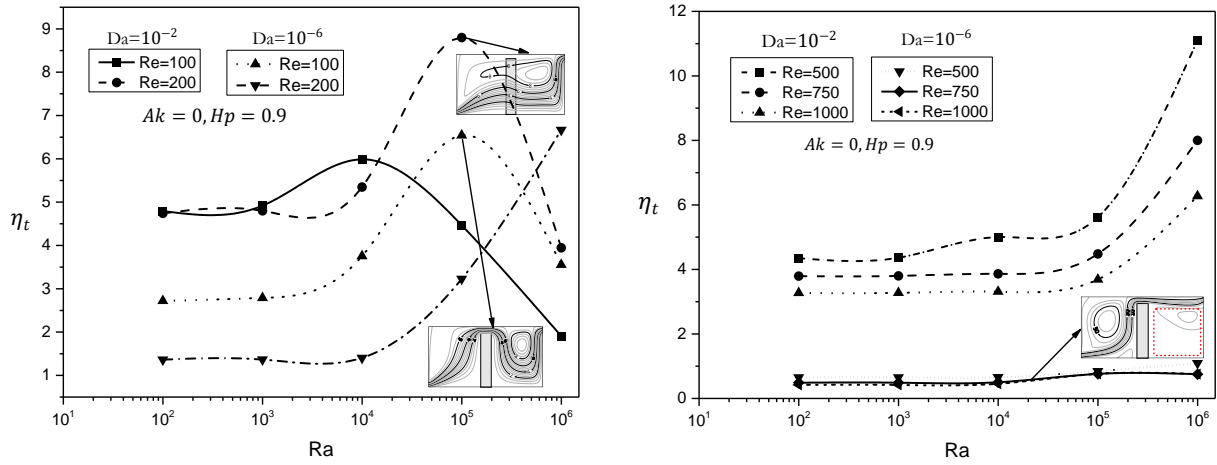
Figure III. 10: Valeurs de τ et τ_c .

L'évolution de l'efficacité thermique η_t (de la ventilation) dans la cavité en fonction de Ra , qui reflète le forçage thermique appliqué à la paroi verticale chaude, pour différentes valeurs de $Re(10^2 \leq Re \leq 10^3)$, $Da(10^{-2}, 10^{-6})$ et $A_k(0, 1)$ est présentée dans la figure III. 11. La réaction de fixation n'exerce aucune influence sur l'évacuation de la chaleur dans la pièce. Les valeurs minimales de l'efficacité thermique η_t sont mesurées dans le cas où la séparation poreuse (SPR et SPNR) est peu perméable en raison des zones mortes et des cellules convectives présentes dans le compartiment droit (la zone sélectionnée en rouge sur la figure III. 11). Ceci est dû au fait que l'écoulement du fluide emprunte le chemin de moindre

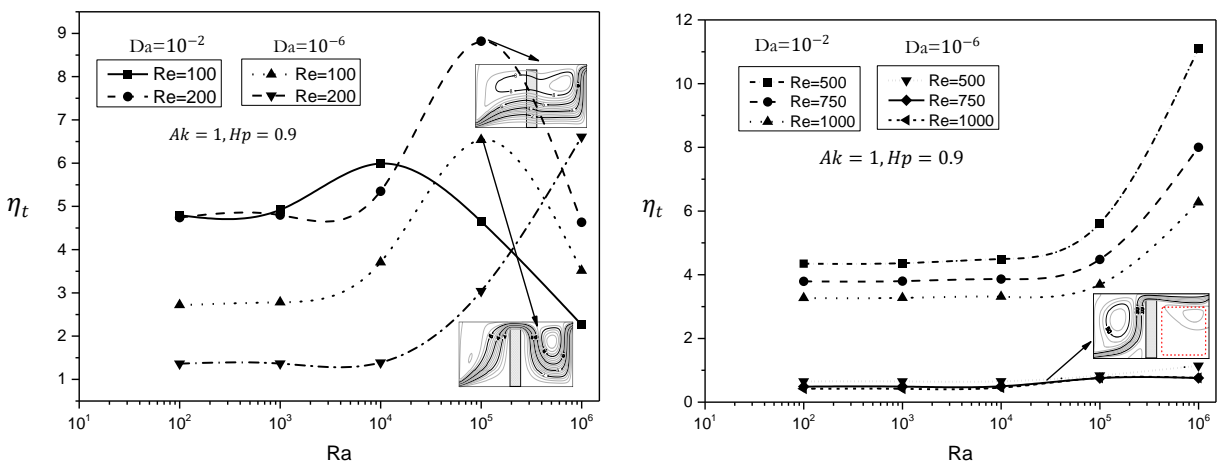
résistance vers la sortie sans entraîner l'air occupant les zones mortes. Ceci est essentiellement visible à des nombres de Reynolds élevés ($500 \leq Re$) où la valeur de l'efficacité thermique ne dépasse pas l'unité ($\eta_t < 1$). Il convient également de noter que les courbes dans le cas de nombres de Reynolds élevés sont composées de deux zones ; un niveau pour les faibles nombres de Ra suivi d'une zone croissante avec Ra . De plus, la réduction de la perméabilité conduit à un aplatissement des courbes générant une indépendance de l'efficacité de la ventilation avec les paramètres de contrôle (Ra, Re).

Contrairement à l'efficacité d'élimination des polluants $\eta_d(t)$ qui reflète la dispersion des polluants dans tous l'espace de la pièce, l'indice de qualité de l'air intérieur I_{QAI} évalue cette dispersion dans des endroits bien définis. Dans notre cas, les valeurs de cet indice sont calculées dans la zone d'occupation et de respiration ($2/3 H$) des deux compartiments illustrés dans la figure III. 12, en considérant que cette hauteur représente la limite maximale qu'un être humain peut occuper en position debout ou assise.

La figure III. 13 montre l'évolution de I_{QAI} pour ces deux zones en fonction du nombre de Reynolds pour différentes valeurs de Da, Ra et A_k . Il est rappelé que les valeurs de I_{QAI} sont prises à l'établissement du régime thermo-solutal. Dans le cas d'un régime fluide ($Da = 10^{-2}$) et avec l'introduction de la réaction de fixation, des valeurs élevées de I_{QAI} sont mesurées dans les deux zones de la cavité pour de faibles valeurs du nombre de Reynolds ($Re < 500$). En augmentant l'intensité de la ventilation, l'effet de la réaction de fixation disparaît et les quatre courbes de l'indice de QAI pour les deux cas NRPS et RPS se rejoignent. Il convient de noter que pour une intensité de chauffage maximale ($Ra = 10^6$), l'effet réactif reste visible jusqu'à une valeur de $Re = 750$. Pour de faibles valeurs de Da ($Da = 10^{-6}$), cet effet est plus marqué dans la première zone. En plus de l'effet de la réaction, la ventilation contribue à la dépollution de ce compartiment. Cependant, dans le cas d'une SPNR, des valeurs minimales sont mesurées pour l'ensemble des nombres de Reynolds, ce qui reflète une bonne qualité de l'air intérieur dans les deux zones.



(a) $A_k = 0$



(b) $A_k = 1$

Figure III. 11 : Évolution de l'efficacité thermique en fonction de Ra pour différentes valeurs de Da, Re et A_k .

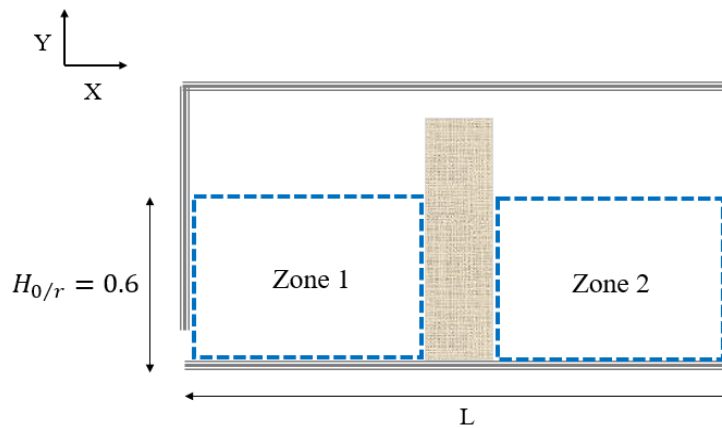
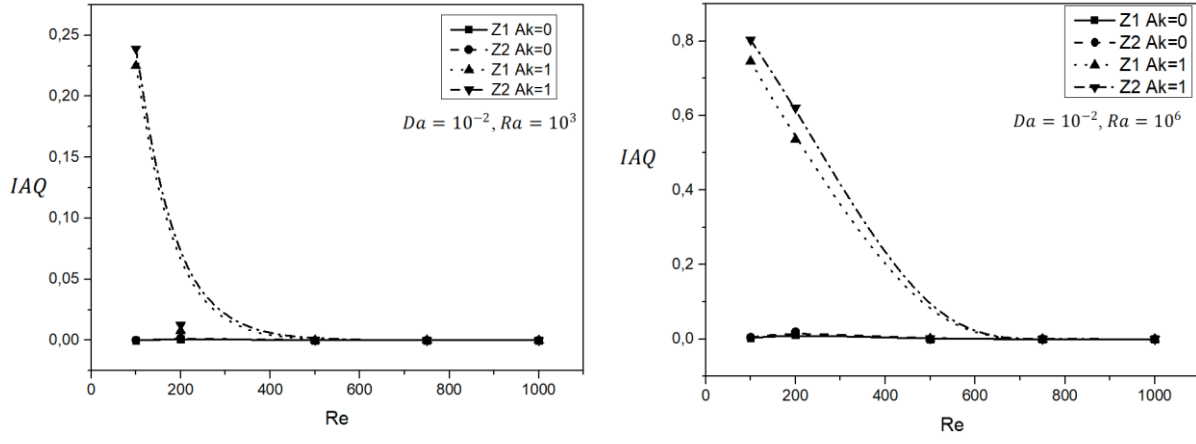
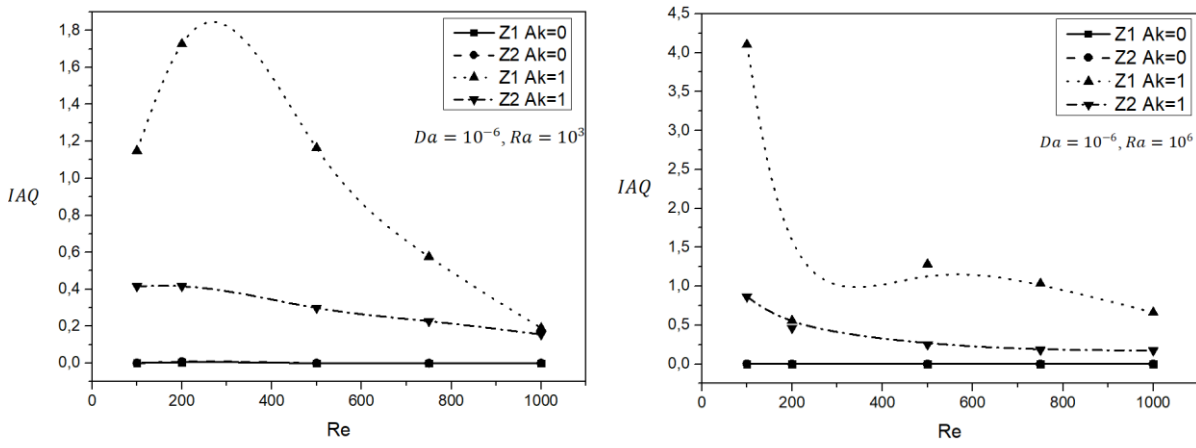


Figure III. 12 : Les zones d'occupation avant et après la cloison poreuse.



(a) $Da = 10^{-2}$



(b) $Da = 10^{-6}$

Figure III. 13 : Evolution de I_{QAI} en fonction de Re pour les deux zones et pour différentes valeurs de Da, Ra et A_k .

III.6. CONCLUSION

La réaction de fixation a été modélisée en ajoutant un terme linéaire dérivé de la loi d'Arrhenius. Son effet a été étudié en détail sur les champs de vitesse, de température et de concentration ainsi que sur les différents indices de ventilation (efficacité thermique, efficacité de déplacement des polluants et indice de qualité de l'air intérieur) en fonction des paramètres de contrôle sans dimension, Richardson ($14 \times 10^{-5} \leq Ri \leq 140$), Reynolds ($10^2 \leq Re \leq 10^3$), Darcy ($Da = 10^{-2}, 10^{-6}$) et du taux de réaction ($A_k = 0, 1$), ce qui a permis de tirer les conclusions suivantes :

- La réaction a prouvé son effet de fixation des polluants, ce qui est particulièrement visible lorsque la perméabilité est faible. D'autre part, son ajout n'exerce aucune influence sur le comportement des champs hydrodynamiques et thermiques.
- Lors de l'établissement du régime thermo-soluté, les concentrations maximales de polluants mesurées dans la cavité sont importantes pour le cas où la séparation poreuse est réactive ($A_k = 1$), contrairement au cas sans réaction où les concentrations minimales sont atteintes ($C_{\max} < 10^{-4}$).
- Dans le cas le plus favorable, où l'efficacité d'élimination des polluants atteint sa valeur maximale ($\eta_d = 1$), on obtient une réduction de 55 % du temps de renouvellement de l'air, ce qui permet d'économiser sur les coûts énergétiques.
- Il convient de noter que pour les deux cas SPR et SPNR, et pour toutes les valeurs des différents paramètres de contrôle (Ri, Re et Da), l'effet réactif n'exerce aucune influence sur l'efficacité thermique du modèle proposé.
- L'introduction de la réaction chimique favorise la dépollution de la zone occupée et de la zone de respiration en améliorant la qualité de l'air intérieur dans les deux zones de la cavité (avant et après la séparation poreuse), ce qui est apparent à des nombres de Reynolds faibles ($Re < 500$). Son effet disparaît en augmentant l'intensité de la ventilation.

CHAPITRE IV :
ANALYSE DE L'EFFET DE LA HAUTEUR
DE LA SEPARATION POREUSE H_p

IV.1. INTRODUCTION

Dans cette section, nous avons examiné l'effet de la hauteur H_p de la séparation poreuse dans les deux cas avec et sans réaction de fixation, et ce, pour différentes valeurs des paramètres de contrôle Re , Ra et Da . Les résultats obtenus de la simulation numérique sont présentés en termes des champs hydrodynamiques, thermiques et massiques, ainsi que d'efficacité thermique η_t et d'élimination des polluants η_d . En conclusion, nous avons effectué une comparaison entre trois cas : avec séparation poreuse, sans séparation poreuse et avec séparation poreuse réactive.

IV.2. EFFET DE LA CONVECTION NATURELLE

Dans cette section, nous examinons d'abord l'effet de la hauteur H_p et de nombre de Rayleigh Ra sur l'efficacité thermique η_t et l'efficacité d'élimination des polluants η_d , puis sur le comportement des champs hydrodynamiques, thermiques et massiques. Comme déjà constater dans le chapitre précédent, en raison de la variation insignifiante des caractéristiques de l'écoulement (lignes de courant) et du transfert de chaleur (isothermes) pour les deux cas, avec séparation poreuse réactive et non réactive, les résultats présentés dans cette section sont pour $A_k = 0$, sauf pour les isoconcentrations où les deux cas sont discutés.

La figure IV. 1 montre la variation de l'efficacité thermique en fonction du nombre de Rayleigh à un nombre de Reynolds modéré ($Re = 5 \times 10^2$), avec des nombres de Darcy variables $Da(10^{-2}, 10^{-6})$ et différentes valeurs de $A_k(0, 1)$, ainsi que pour trois hauteurs distinctes du milieu poreux (0.3, 0.6, et 0.9). L'observation initiale indique que la réaction de fixation n'a pas d'impact sur l'efficacité d'évacuation de la chaleur du modèle proposé, comme déjà constaté dans les résultats du chapitre précédent. Lorsque le milieu poreux présente une perméabilité élevée, les valeurs d'efficacité ont tendance à être étroitement groupées avec une hauteur H_p de 0,9 produit des résultats légèrement supérieurs. En revanche, dans des conditions de faible perméabilité ($Da = 10^{-6}$) de la séparation poreuse, ressemblant à un solide avec une résistance accrue au fluide, les valeurs d'efficacité thermique étaient systématiquement faibles pour tous les nombres de Rayleigh. L'efficacité thermique maximale se produit avec une séparation hautement perméable à une hauteur de $H_p = 0.9$ pour $Ra = 10^6$.

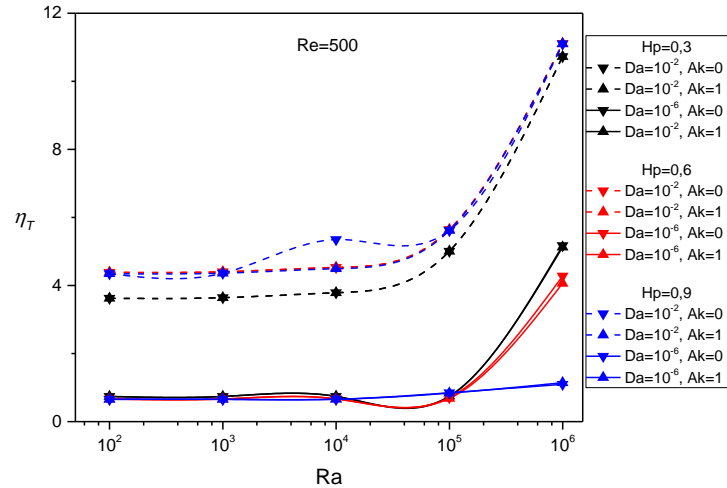


Figure IV. 1 : Effet de la hauteur de la cloison poreuse sur l'évolution de l'efficacité thermique en fonction de Ra pour différents Da et A_k avec $Re = 5 \times 10^2$.

L'évolution de l'efficacité d'élimination des polluants dans la pièce ventilée est représentée dans la figure IV-2 en fonction du temps sans dimension, en considérant deux cas avec SPR et avec SPNR. Différents paramètres de contrôle, notamment Da , Re et Ra sont explorés en se concentrant sur deux scénarios représentant une convection forcée prédominante ($Ra = 10^2$) et une convection naturelle prédominante ($Ra = 10^6$).

Afin de quantifier le temps nécessaire pour atteindre l'efficacité maximale d'élimination des polluants, nous définissons τ_c comme le temps de renouvellement de l'air sans dimension lorsque l'efficacité d'élimination des polluants se situe à 0,001 % de sa valeur ultime ($t \rightarrow \infty$), de sorte que $\eta_d(\tau_c) = 0.9999$, (déjà défini en détails dans le chapitre précédent).

Une première observation révèle que pour toutes les hauteurs considérées de la séparation poreuse, les courbes de η_d (efficacité d'élimination du polluant) affichent une croissance logarithmique avec le temps sans dimension, indiquant une diminution de la concentration moyenne du contaminant à l'intérieur de la cavité. Plus précisément, dans le cas d'une séparation poreuse à forte perméabilité ($Da = 10^{-2}$), les courbes se croisent et se chevauchent lorsque le régime thermique et massique sont établis, soulignant que la séparation poreuse est presque inexistante, rendant la hauteur sans conséquence pour le transfert de polluants (c'est-à-dire la décontamination). D'autre part, la présence de la réaction ($A_k = 1$) entraîne un temps de renouvellement de l'air plus court (τ_c), avec une hauteur de milieu poreux de 0,9 montrant une

performance légèrement supérieure. Cependant, pour les perméabilités élevées, une hauteur de 0,6 donne des résultats légèrement meilleurs pour une valeur maximale de Ra .

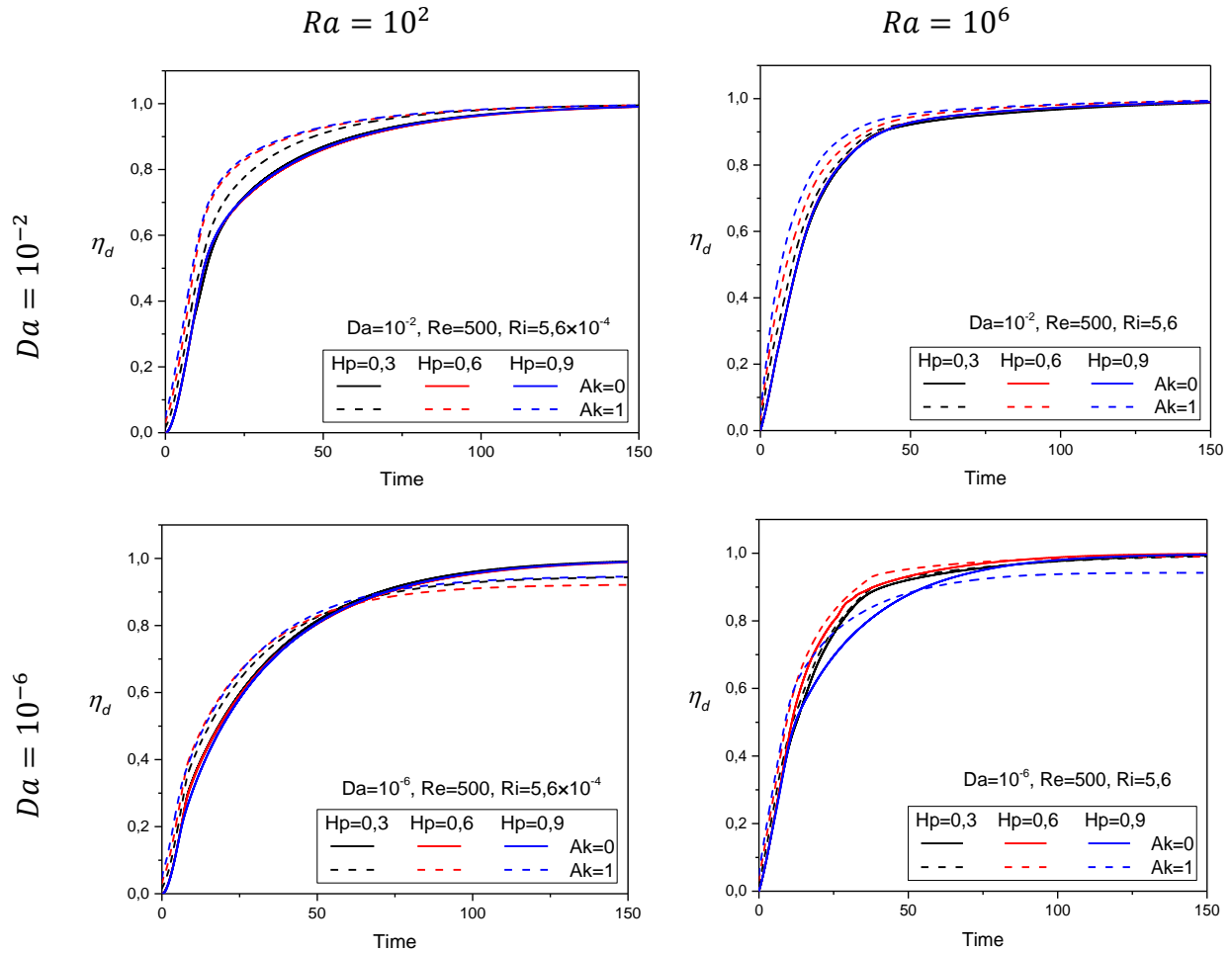


Figure IV. 2 : Effet de la hauteur de la cloison poreuse sur l'évolution de l'efficacité d'élimination des polluants en fonction de temps sans dimension pour différents Da , A_k et Ra avec $Re = 5 \times 10^2$.

Afin d'anticiper et de délimiter les zones thermiques de confort et d'inconfort dans l'espace de la cavité en fonction de la hauteur H_p et d'identifier la hauteur optimale, les figures IV-3 et IV-4 illustrent les lignes de courant et les isothermes, pour les deux valeurs de Da , 10^{-2} et 10^{-6} respectivement. Différents paramètres de contrôle, notamment le nombre de Rayleigh ($10^3 \leq Ra \leq 10^6$) et la hauteur de séparation poreuse H_p (0,3,0,6, et 0,9), sont considérés pour une valeur de Reynolds modérée $Re = 5 \times 10^2$.

L'observation initiale souligne que, pour des perméabilités élevées ($Da = 10^{-2}$), la hauteur de la séparation poreuse exerce une influence négligeable sur le mouvement de l'air (c.-à-d. les lignes de courant) et le comportement des isothermes. Dans ce cas, la séparation poreuse est presque inexistante, offrant une résistance minimale au fluide.

Inversement, l'impact de H_p devient évident dans les cas de faibles perméabilités ($Da = 10^{-6}$), où la séparation poreuse émule une obstruction solide, divisant la cavité en deux compartiments. L'augmentation de H_p dans cette situation étend les zones d'inconfort thermique dans le second compartiment (représenté comme la zone morte sur les lignes de courant), la température dans cette zone atteignant 0,75 pour une hauteur $H_p = 0.9$. Dans ce cas également, l'augmentation du tirage thermique (nombre de Rayleigh) favorise la ventilation du second compartiment. En effet, la cellule de convection naturelle adjacente à la paroi chauffée entre en contact avec le fluide fraîchement injecté et son mouvement attire l'air frais, le diffusant dans le second compartiment. Pour les deux valeurs de Da , le premier compartiment près de l'entrée d'air frais maintient une zone thermiquement confortable. En considérant ($Re = 5 \times 10^2$) et les deux valeurs de perméabilité (Da), l'analyse du champ thermique indique que l'augmentation de Ra conduit au resserrement et à l'aplatissement de la couche limite thermique sur la paroi chauffée.

Pour visualiser la distribution des polluants dans la cavité, les figures IV. 5 et IV. 6 illustrent les isoconcentrations en fonction des paramètres de contrôle. Notamment, la hauteur de la séparation poreuse hautement perméable ($Da = 10^{-6}$) exerce une influence limitée sur les isoconcentrations (c.-à-d. la distribution des polluants) dans les deux cas (avec et sans réaction de fixation ($A_k = 1; 0$)). Comme on l'a remarqué dans les modèles thermiques, l'augmentation de H_p conduit à une expansion de la zone morte dans le deuxième compartiment où l'air pollué s'accumule.

En ce qui concerne l'influence de la réaction de fixation, son impact devient plus perceptible dans les cas de faible perméabilité, avec des isoconcentrations concentrées et comprimées autour du milieu poreux réactif. Ce résultat est attribué au rôle fondamental des SPR conçus pour capturer et immobiliser les polluants, améliorant ainsi la dépollution, un résultat précédemment confirmé par les résultats de chapitre précédent.

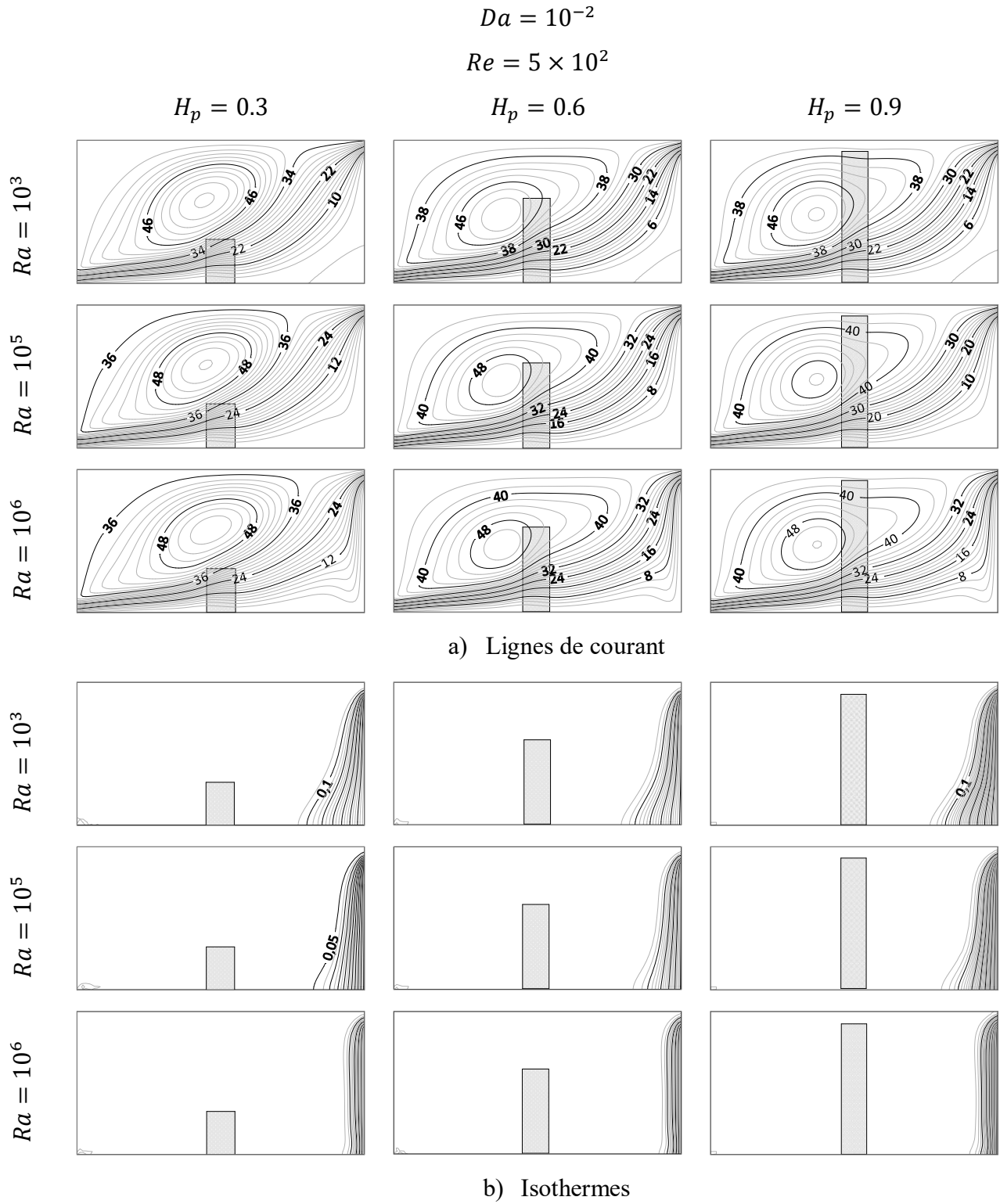


Figure IV. 3 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de H_p et

Ra pour $Da = 10^{-2}$ et $Re = 5 \times 10^2$.

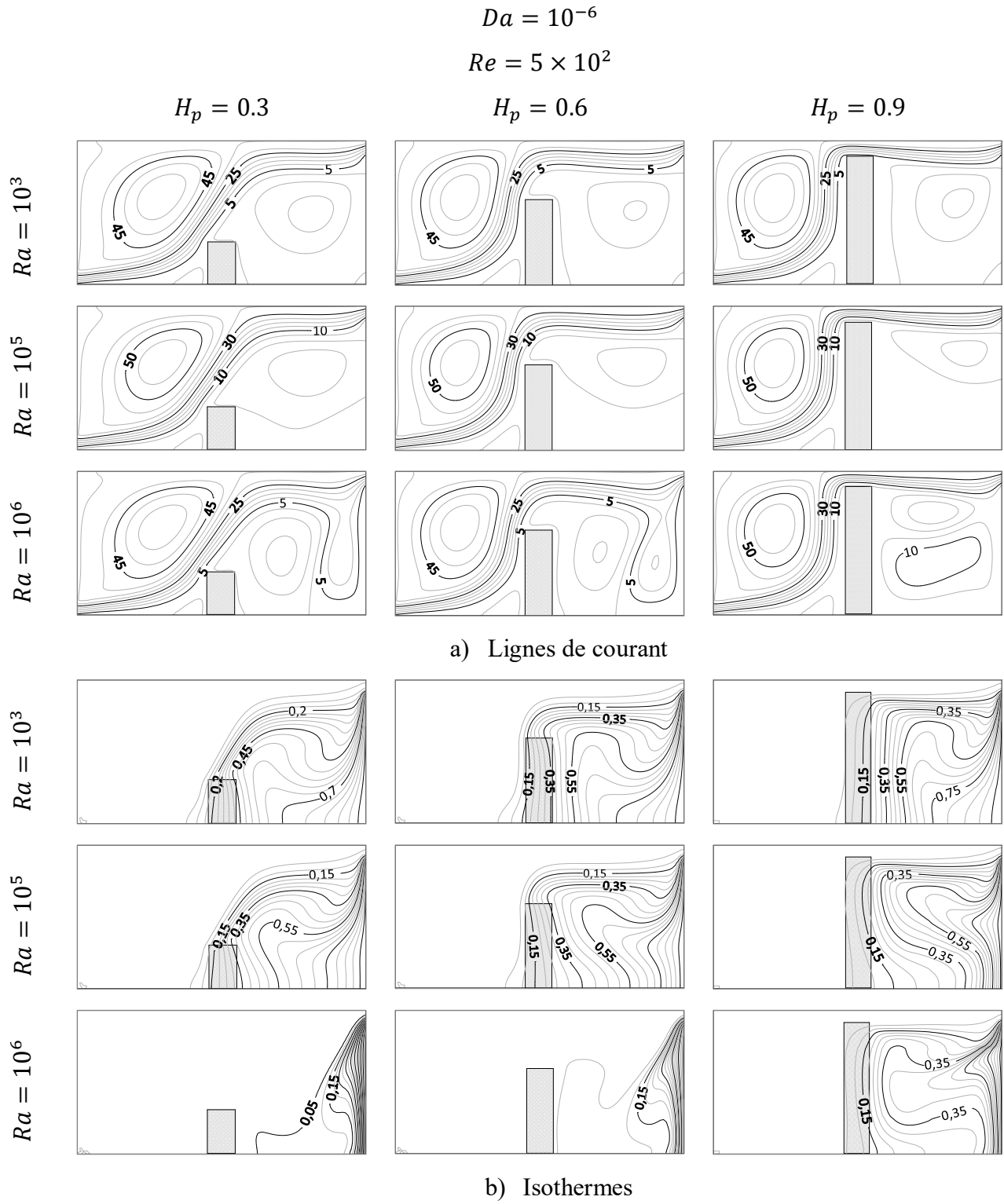


Figure IV. 4 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-6}$ et $Re = 5 \times 10^2$

En ce qui concerne les concentrations minimales et maximales (C_{min} ; C_{max}) des polluants à la fin de la simulation (lorsque le régime thermo-soluté est établi), des valeurs significatives ont été observées dans le cas d'une faible perméabilité de la SPR ($Da = 10^{-6}$). Plus précisément, C_{max} diminue à près de la moitié de la concentration initiale de polluants dans la cavité, avec une valeur mesurée de ($C_{max} = 0.42$) pour $Ra = 10^3$. Cependant, dans le cas d'une SPNR, des valeurs minimales ont été atteintes. D'une manière générale, l'évolution des isoconcentrations s'aligne bien sur la dynamique et le champ thermique, présentant systématiquement une zone plus dépolluée et thermiquement plus confortable dans le premier compartiment que dans le second.

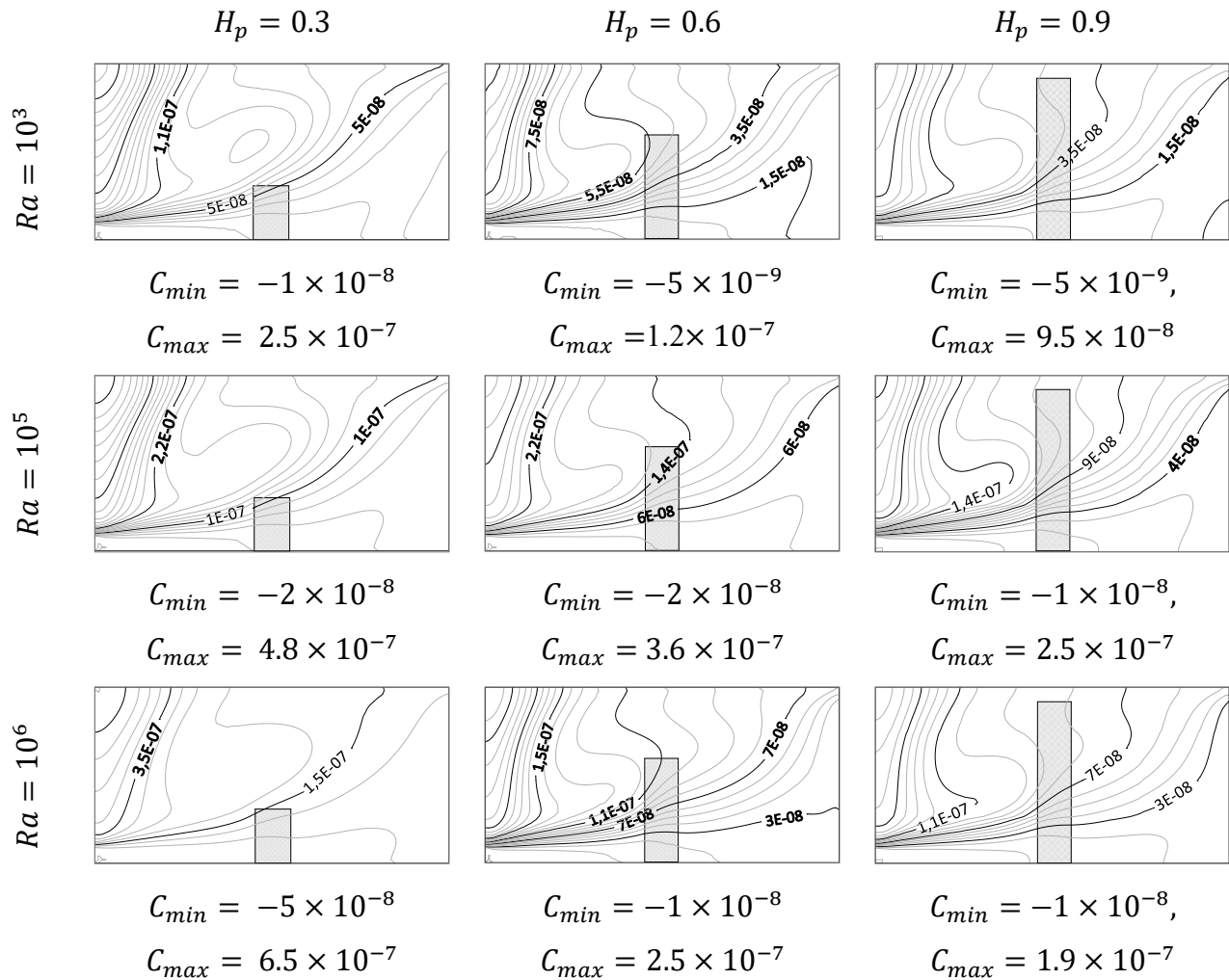


Figure IV. 5. a : $A_k = 0$.

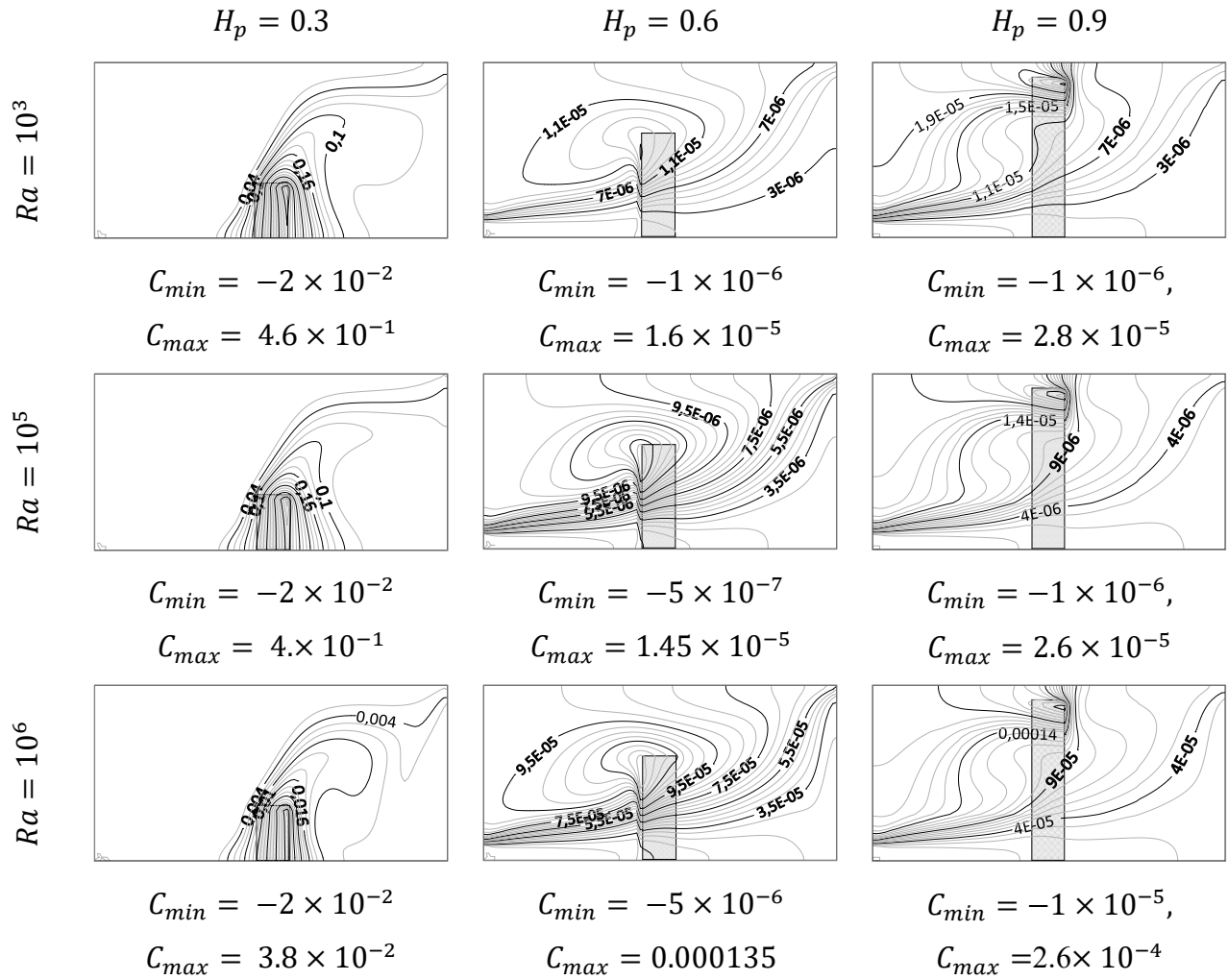


Figure IV. 5. b : $A_k = 1$.

Figure IV. 5 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-2}$ et $Re = 5 \times 10^2$.

IV.3. EFFET DE LA CONVECTION FORCEE

La figure IV. 7 illustre la variation de l'efficacité thermique en fonction du nombre de Reynolds ($10^2 \leq Re \leq 10^3$) pour différentes hauteurs de la séparation poreuse H_p (0,3, 0,6 et 0,9), deux valeurs de Darcy ($10^{-2}; 10^{-6}$) et une valeur maximale du nombre de Rayleigh ($Ra = 10^6$). Cette représentation vise à examiner l'impact de l'intensité du flux d'air entrant sur l'efficacité du modèle proposé dans l'évacuation de la chaleur en estimant essentiellement sa capacité à diminuer la température initiale.

La corrélation entre η_t et la vitesse du flux entrant est remarquable, affichant une augmentation proportionnelle jusqu'à atteindre un nombre de Reynolds spécifique connu sous le nom de valeur critique ($Re_c = 5 \times 10^2$) avec ($Da = 10^{-2}$). À ce stade, l'efficacité thermique atteint son maximum avant de diminuer par la suite. En outre, on observe que les valeurs maximales de η_t sont atteintes dans le cas d'une perméabilité élevée, avec une hauteur de $H_p = 0.9$ produisant une efficacité thermique légèrement supérieure.

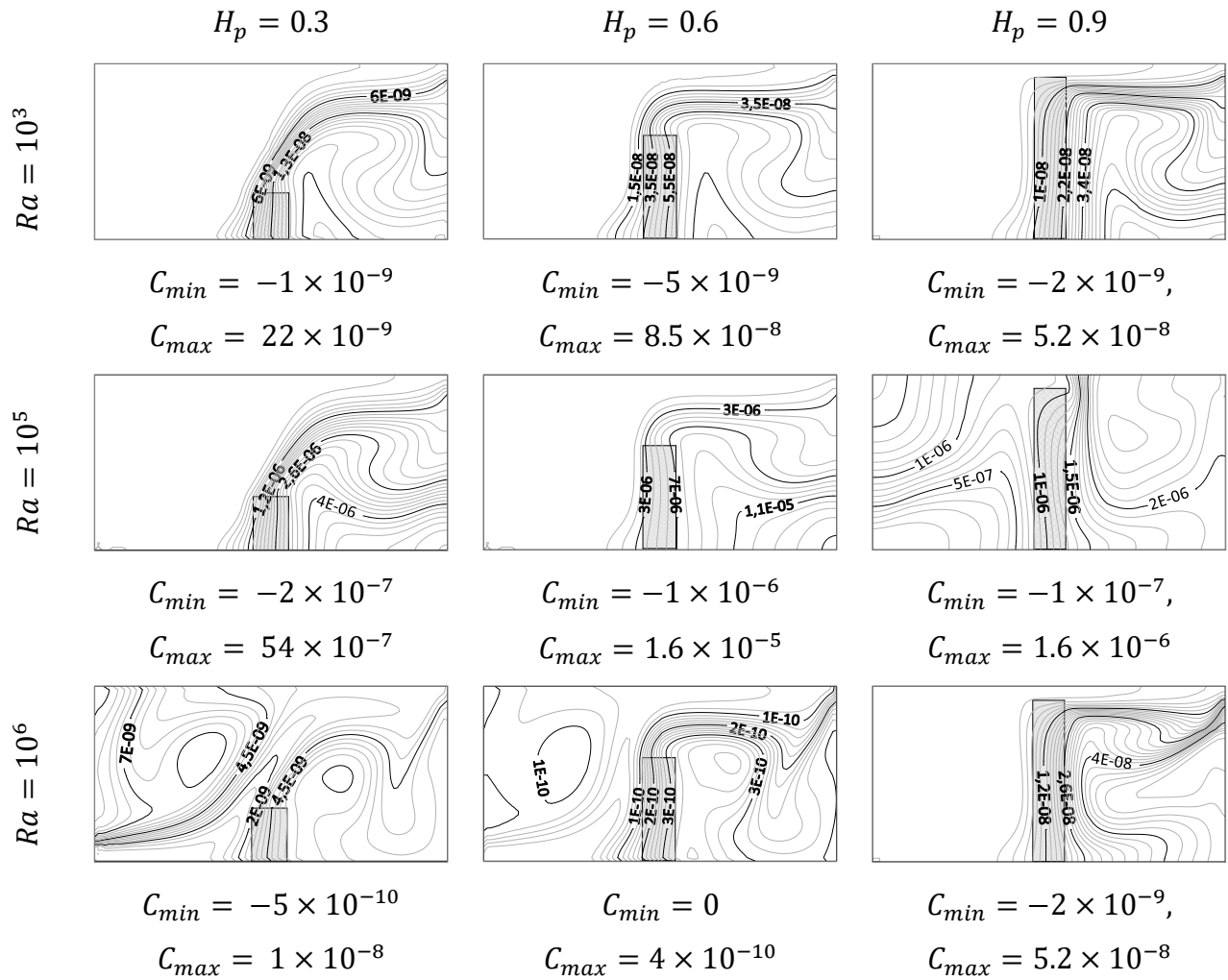


Figure IV. 6. a : $A_k = 0$.

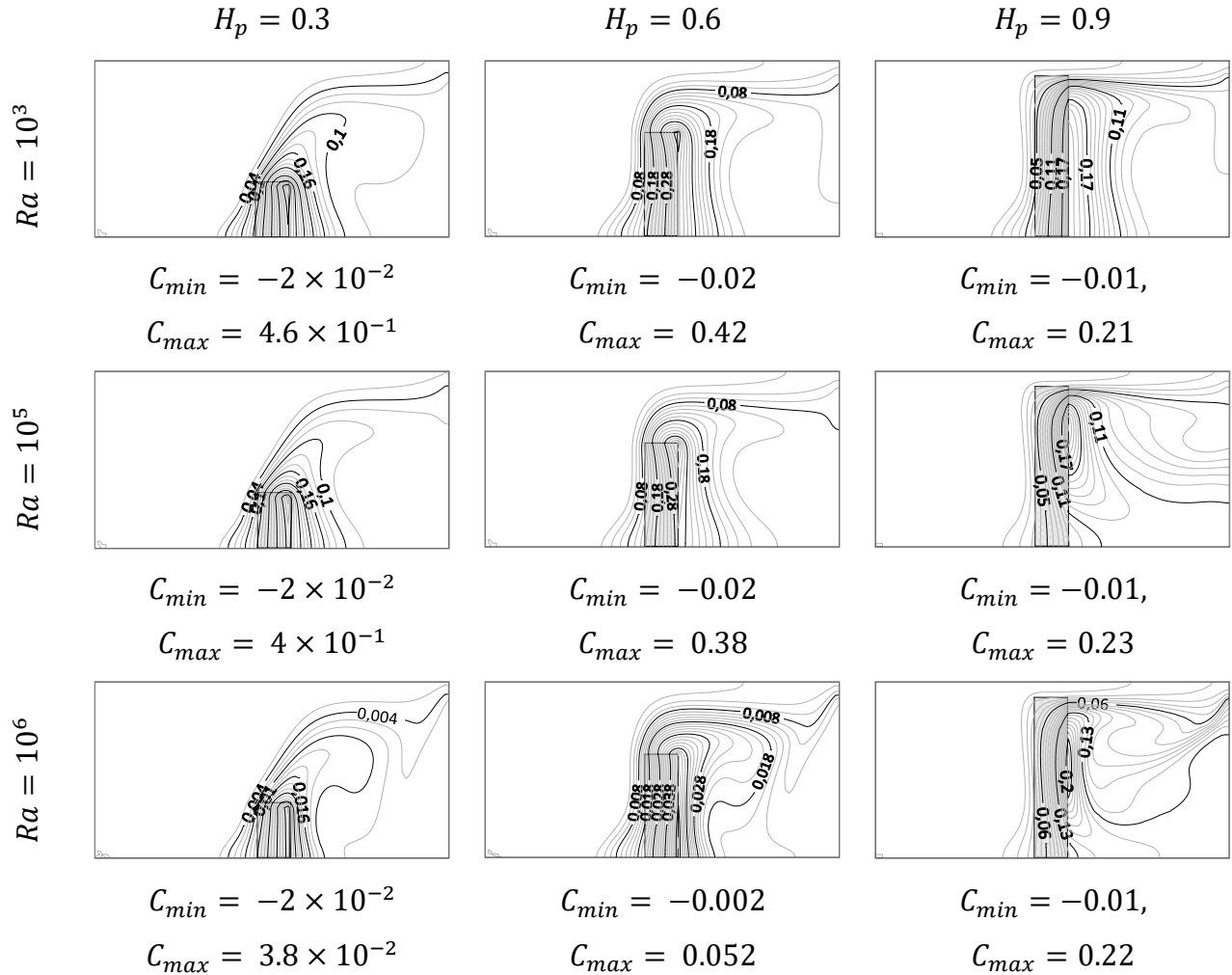


Figure IV. 6. b : $A_k = 1$.

Figure IV. 6 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-6}$ et $Re = 5 \times 10^2$.

De même, la figure IV. 8 représente l'évolution de l'efficacité d'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension pour une gamme de nombres de Reynolds ($10^2 \leq Re \leq 10^3$), de hauteurs de séparation poreuse variables H_p (0,3, 0,6 et 0,9) et de nombres de Darcy ($10^{-2}; 10^{-6}$), en considérant une valeur maximale de Rayleigh ($Ra = 10^6$). Nous remarquons que dans le cas d'une SPNR avec une perméabilité élevée, les courbes pour les trois hauteurs se chevauchent. De plus, pour une faible intensité d'écoulement ($Re = 10^2$), le contaminant est évacué plus rapidement.

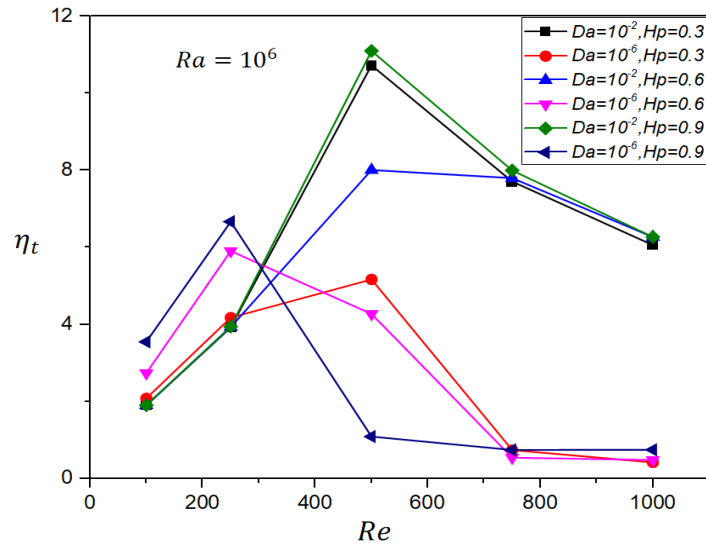


Figure IV. 7 : Effet de la hauteur de la cloison poreuse sur l'évolution de l'efficacité thermique en fonction de Re pour différents Da and A_k avec $Ra = 10^6$.

En revanche, dans le cas d'une SPR et pour les deux valeurs de Darcy, une hauteur de $H_p = 0.9$ correspond au temps de renouvellement de l'air le plus court. Il est essentiel de souligner que dans cette situation, l'effet réactif renforce le processus de dépollution ce qui se traduit par une diminution de τ_c dans la cavité, offrant ainsi des avantages en termes de la réduction de la consommation de l'énergie.

A partir des deux figures IV. 2 et IV. 8, on constate que, dans toutes les simulations effectuées, l'efficacité maximale ($\eta_d = 1$) est systématiquement atteinte. La seule exception se produit dans des cas spécifiques où la séparation poreuse réactive présente un comportement solide (non perméable, $Da = 10^{-6}$) un phénomène attribué à la forte concentration de contaminants à proximité de la partition poreuse, comme le montrent les champs de concentration. Cette variation d'efficacité entre les différentes hauteurs est attendue, étant donné que chaque hauteur peut capturer et immobiliser un certain pourcentage de polluants en fonction de la surface qu'elle occupe et de l'influence structurelle du champ influencée par divers paramètres de contrôle.

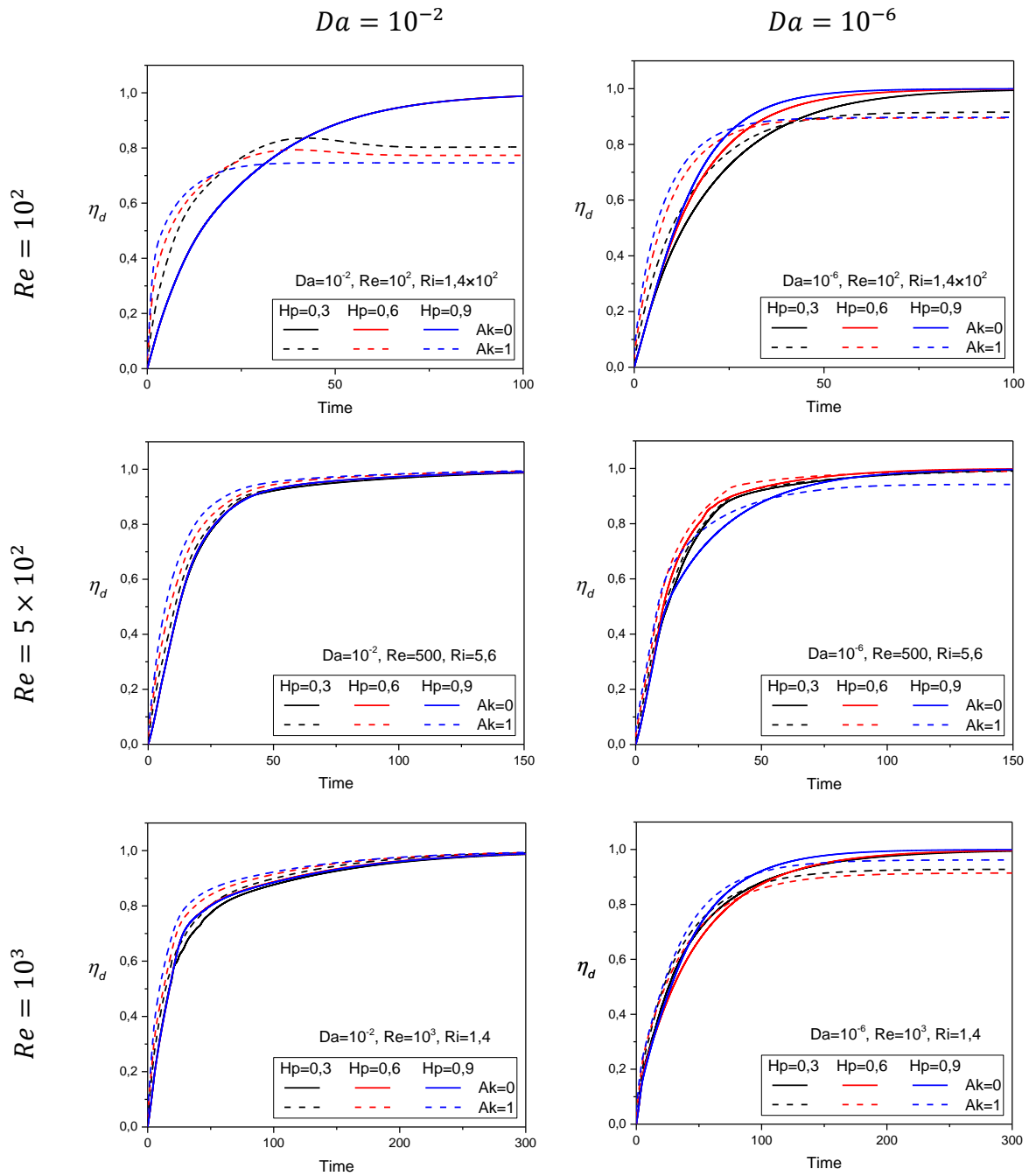


Figure IV. 8 : Effet de la hauteur de la séparation poreuse sur l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension pour différents Da, Re et

A_k avec $Ra = 10^6$.

Les figures IV. 9 et IV. 10 décrivent le comportement des lignes de courant et des isothermes, pour deux valeurs de Darcy ($10^{-2}; 10^{-6}$) respectivement, variant avec les nombres de Reynolds ($10^2 \leq Re \leq 10^3$) et la hauteur de séparation poreuse H_p (0.3, 0.6 et 0.9) pour une valeur maximale de Rayleigh ($Ra = 10^6$).

Comme observé dans la section précédente des résultats, pour des perméabilités significatives, la séparation poreuse et sa hauteur n'ont pas d'impact sur le comportement des lignes de courant et des isothermes. En outre, pour les deux valeurs de Da , le premier compartiment près de l'entrée d'air frais présente systématiquement une zone thermiquement confortable, sauf pour de faibles valeurs d'intensité du flux d'air entrant ($Re = 10^2$), en raison de la stratification des isothermes atteignant cette zone. Il en résulte un mouvement de convection naturelle représenté par les lignes de courant. De plus, dans les cas de faibles perméabilités, l'augmentation de H_p élargit la zone d'inconfort thermique dans le deuxième compartiment (la zone morte déjà illustrée dans les lignes de courant), où la température mesurée dans cette zone atteint 0,6 pour $Re = 10^2$.

Les figures IV. 11 et IV. 12 illustrent le comportement des isoconcentrations pour les différents paramètres de contrôle mentionnés précédemment. Dans le cas d'une séparation poreuse non réactive, des valeurs minimales de concentration ont été atteintes, particulièrement prononcées pour des intensités de fluide élevées ($Re = 10^3$). En ce qui concerne l'effet de hauteur, pour le cas $A_k = 1$ et $Da = 10^{-6}$, la hauteur optimale est de 0,3 pour $Re = 5 \times 10^2$, avec une hauteur de 0,9 produisant un C_{\max} légèrement meilleur (plus bas) pour des intensités de flux entrant élevées ($Re = 10^3$).

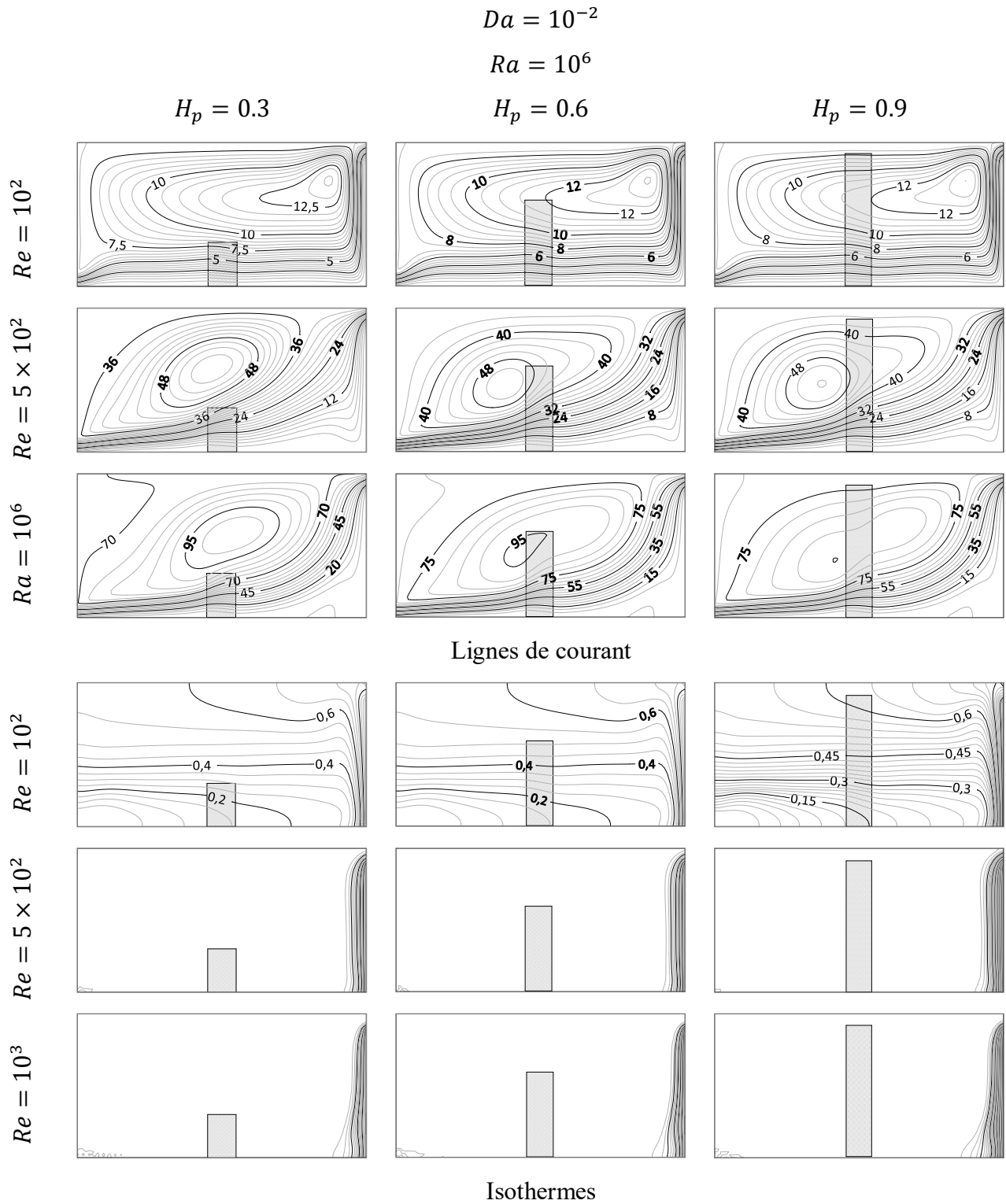


Figure IV. 9 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-2}$ et $Ra = 10^6$.

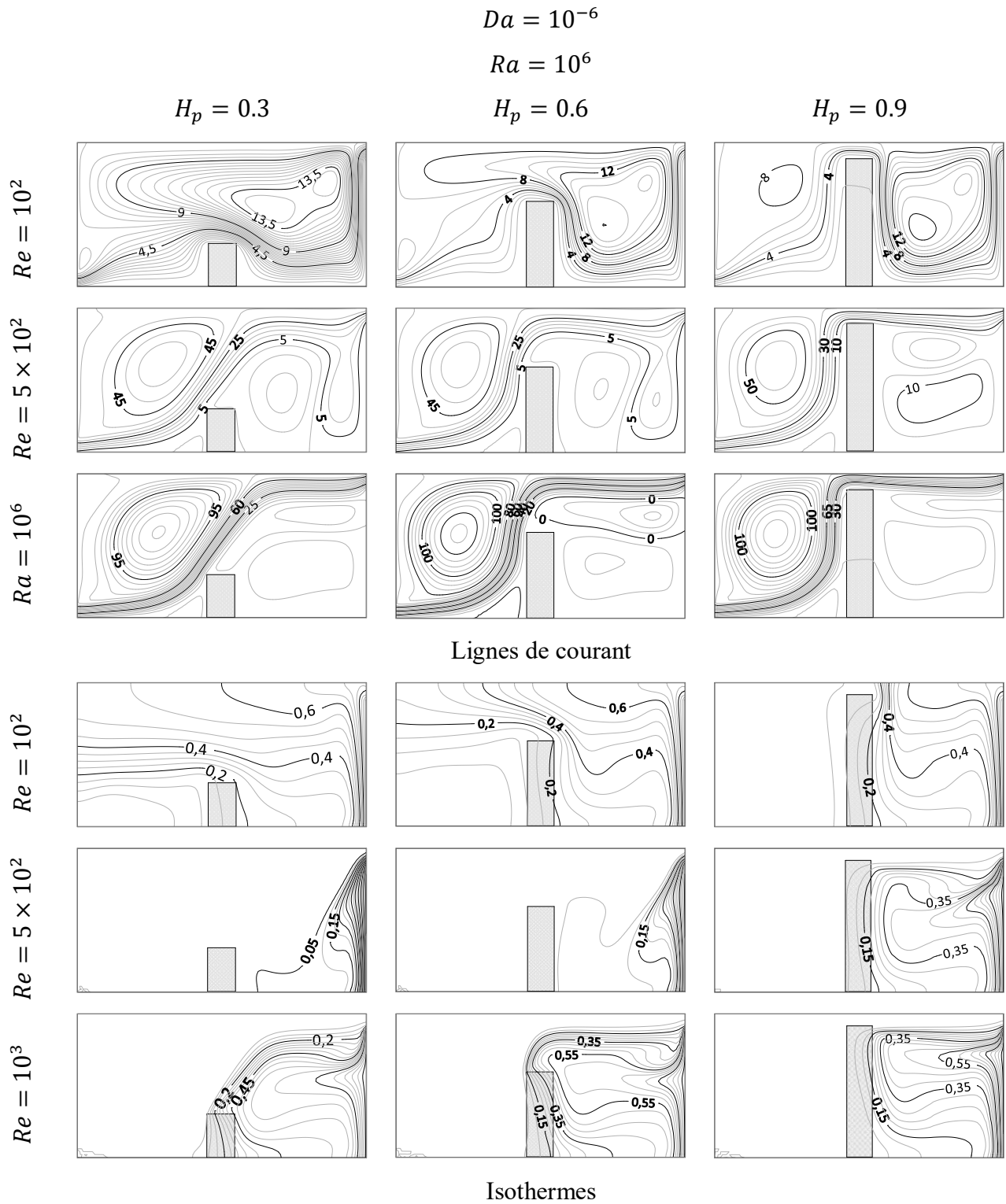


Figure IV. 10 : Évolution des champs d'écoulement et de température en fonction de H_p et Ra pour $Da = 10^{-6}$ et $Ra = 10^6$.

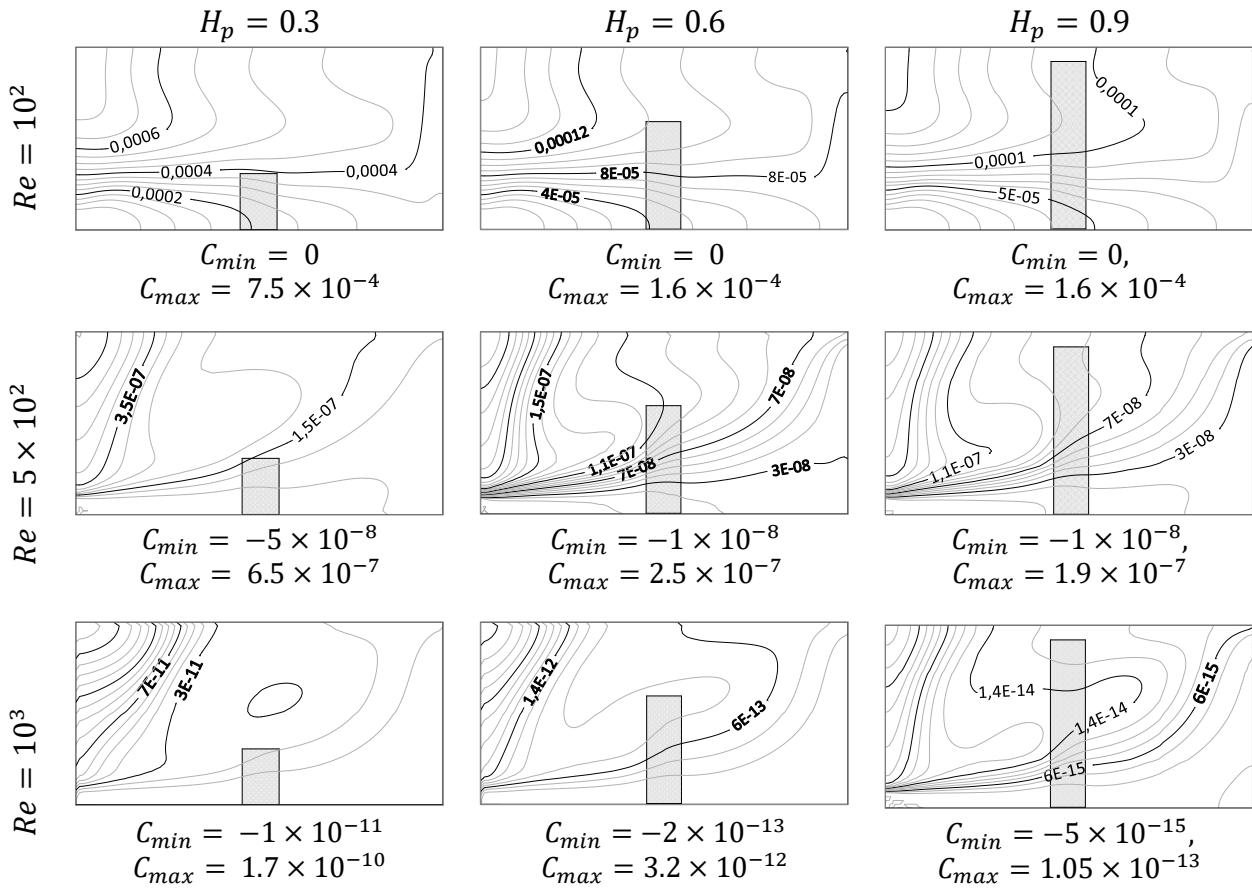


Figure IV. 11. a : $A_k = 0$.

Pour résumer les résultats des deux sections précédentes, la variation de l'efficacité thermique avec la hauteur du milieu poreux pour différents nombres de Reynolds et de Darcy est illustrée dans la Figure IV. 13. On observe que pour un nombre de Darcy élevé ($Da = 10^{-2}$), l'influence du milieu poreux est pratiquement négligeable, se manifestant par des marches horizontales avec une augmentation de sa hauteur. Dans ce cas, les valeurs d'efficacité calculées sont nettement meilleures que celles obtenues pour une faible perméabilité, atteignant une efficacité maximale dans le cas d'une intensité modérée du flux entrant ($Re = 5 \times 10^2$) avec une valeur maximale de Ra et une hauteur de 0,9. Une augmentation d'environ 89 % de l'efficacité thermique maximale est observée par rapport au même cas qui correspond au faible perméabilité. De même, lorsque le nombre de Reynolds augmente ($Re = 10^3$), l'indépendance des efficacités thermiques par rapport à la hauteur de la séparation poreuse est notée.

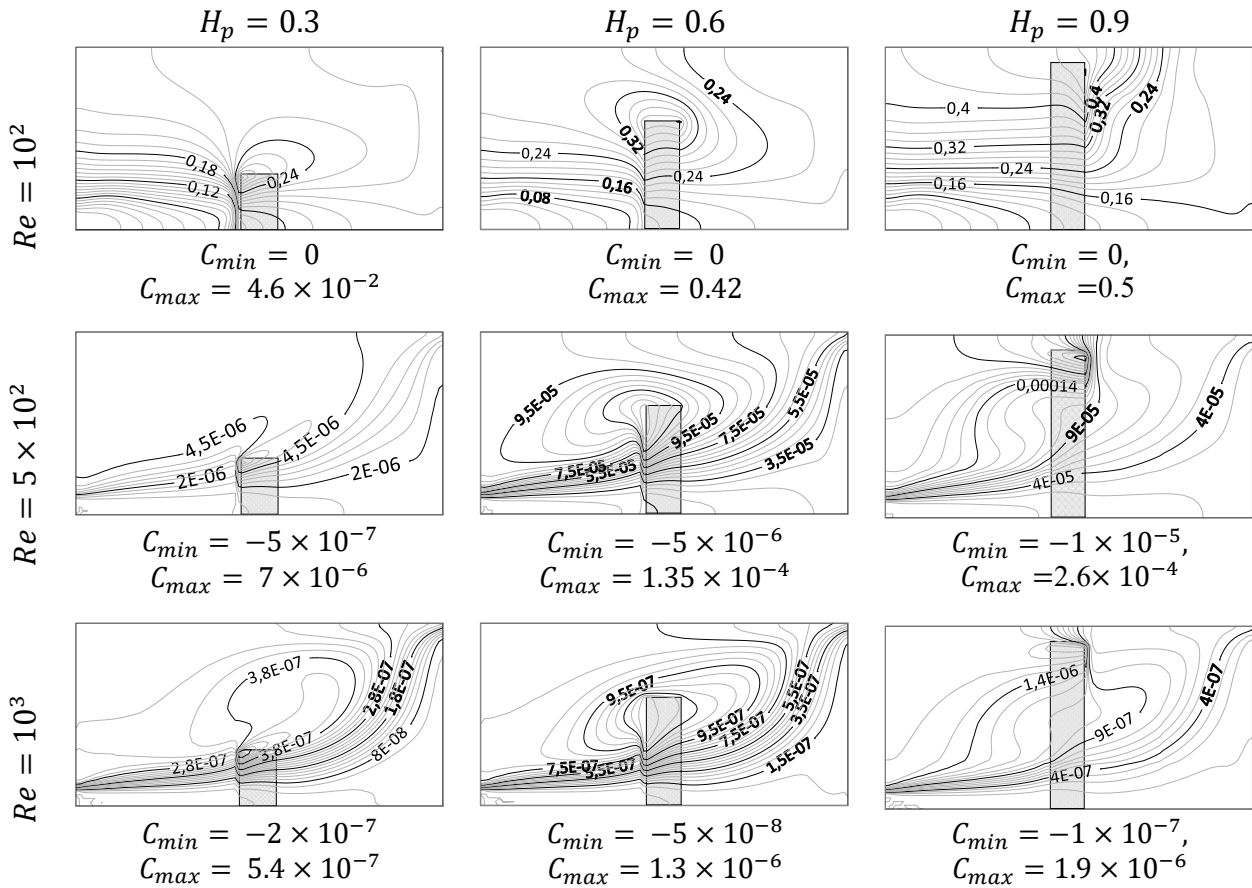


Figure IV. 11. b : $A_k = 1$.

Figure IV. 11 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Ra pour

$$Da = 10^{-2} \text{ et } Ra = 10^6.$$

IV.4. COMPARAISON AVEC LE CAS SANS SÉPARATION POREUSE

Pour clôturer la partie des résultats de cette thèse, nous présentons les résultats de la comparaison des trois cas : sans séparation poreuse, avec séparation poreuse réactive et non réactive. Les figures IV. 14, IV. 15 et IV. 16 illustrent l'évolution de l'efficacité d'élimination des polluants en fonction du temps adimensionnel pour les trois hauteurs H_p à savoir 0.3, 0.6 et 0.9 respectivement. Comme observé précédemment, l'efficacité maximale ($\eta_d = 1$) est constamment atteinte, y compris en l'absence de séparation poreuse. Cependant, des exceptions se produisent lorsque la séparation poreuse réactive présente un comportement solide, ceci est attribué à la forte concentration de contaminants près de la partition poreuse, comme indiqué par les champs de concentration.

L'absence de la séparation poreuse présente un cas moins favorable de point de vue d'efficacité d'élimination des polluants par rapport aux deux autres cas. Les valeurs mesurées du temps de renouvellement d'air τ_c , définies dans le chapitre précédent (voir figure III. 10 pour le calcul de τ_c), sont répertoriées dans les tableaux IV. 1, IV. 2 et IV. 3, correspondant aux trois hauteurs de 0.3, 0.6 et 0.9 respectivement, pour les différents paramètres de contrôle tels que Ra , Re , Da et A_k . Les résultats indiquent qu'il faut effectivement plus de temps pour éliminer les polluants dans une cavité ventilée sans séparation poreuse. Cela est observé dans la plupart des cas, sauf dans quelques situations où il est préférable de retirer la séparation poreuse plutôt que d'utiliser une séparation poreuse non réactive avec une faible perméabilité ($Da = 10^{-6}$), surtout pour des nombres de Reynolds élevés.

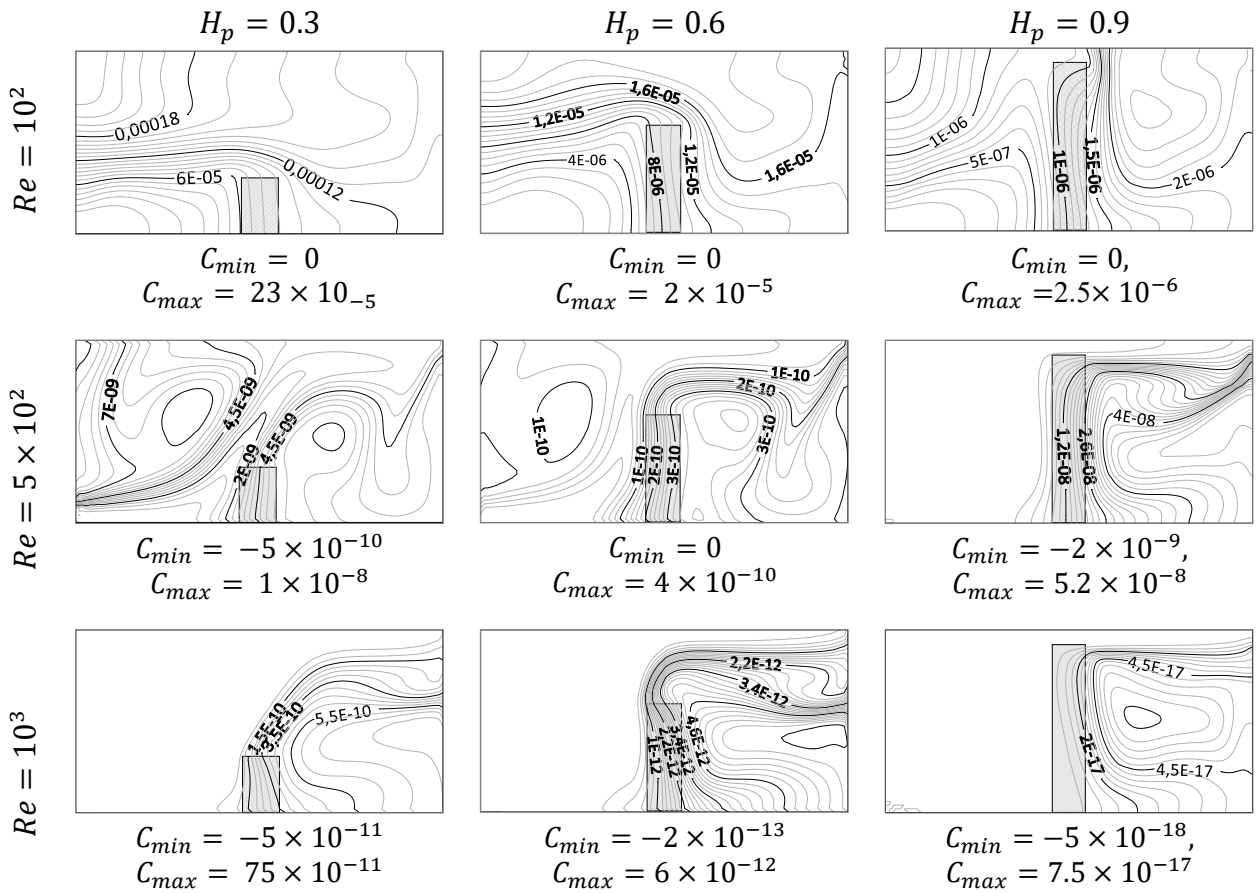


Figure IV. 12. a : $A_k = 0$.

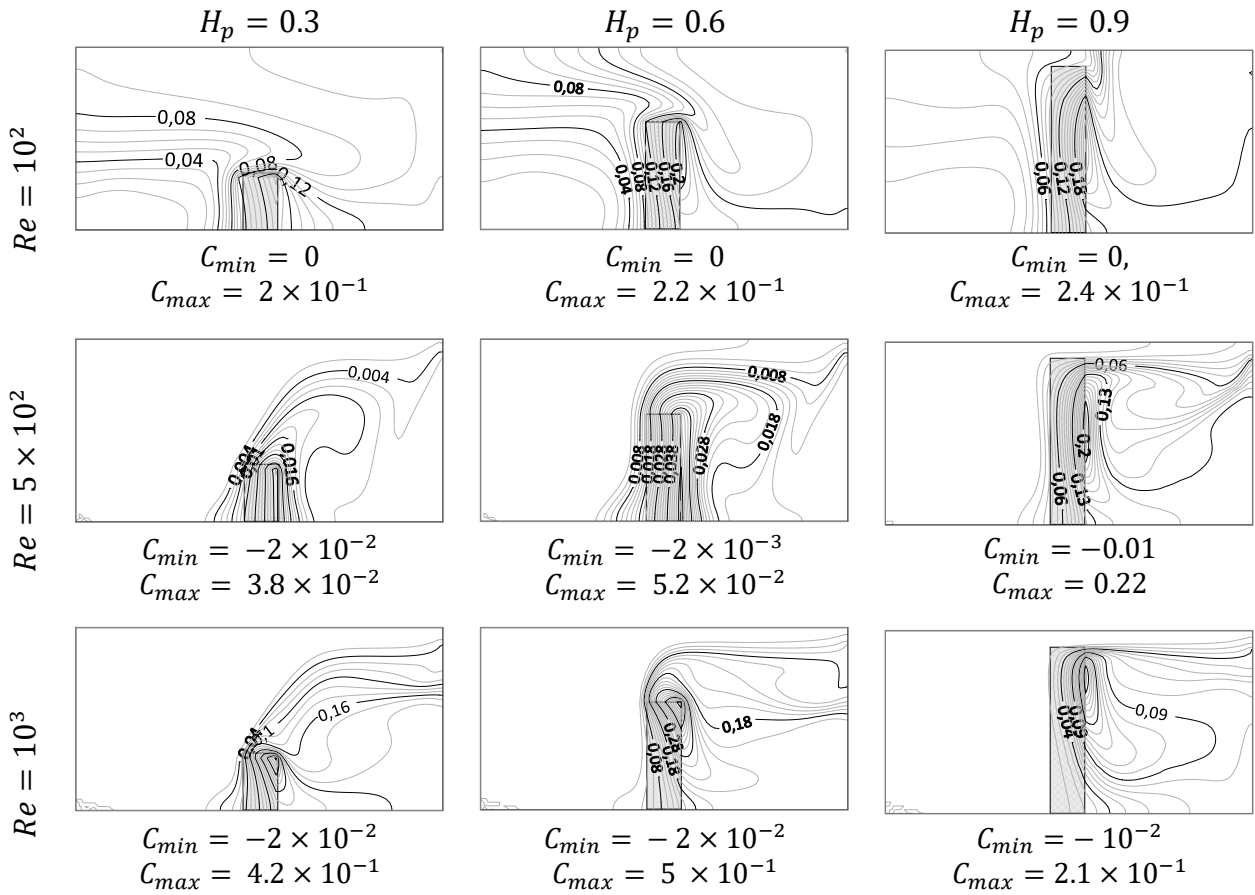
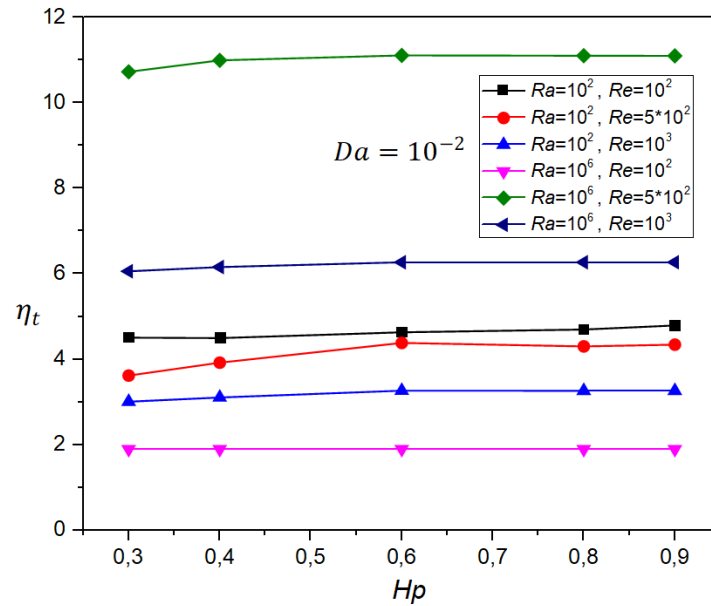


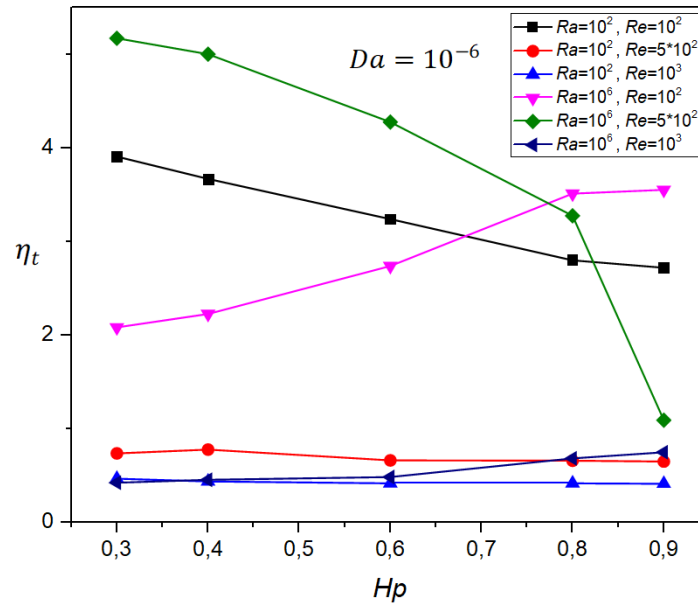
Figure IV. 12. b : $A_k = 1$.

Figure IV. 12 : Évolution des champs de concentration en fonction de H_p et Re pour

$Da = 10^{-6}$ et $Ra = 10^6$.



a) $Da = 10^{-2}$



b) $Da = 10^{-6}$

Figure IV. 13 : L'évolution de l'efficacité thermique en fonction de H_p pour différents Ra , Re et Da .

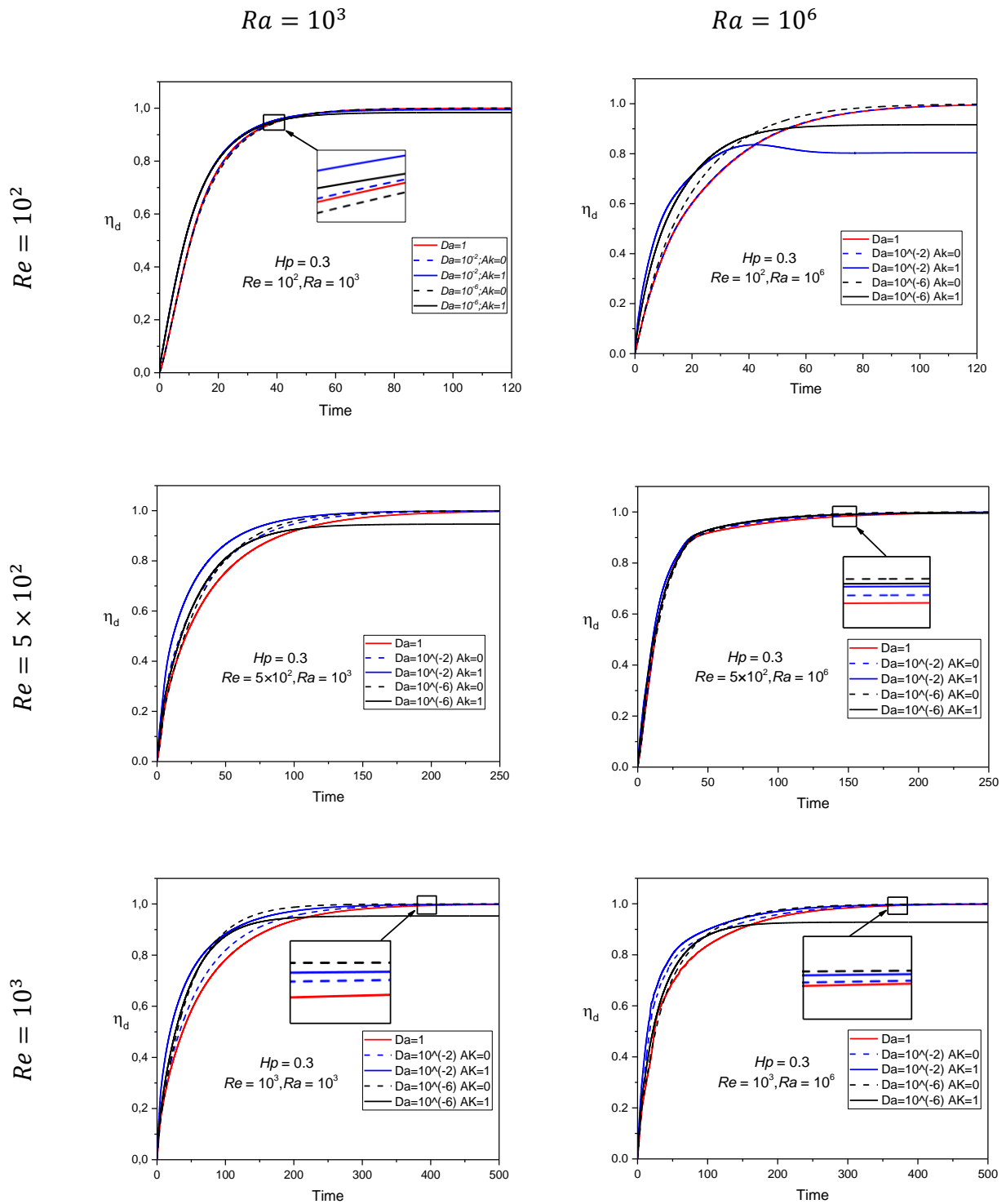


Figure IV. 14 : Comparaison de l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension avec et sans séparation poreuse pour différents Ra, Re, Da

et A_k avec $H_p = 0.3$.

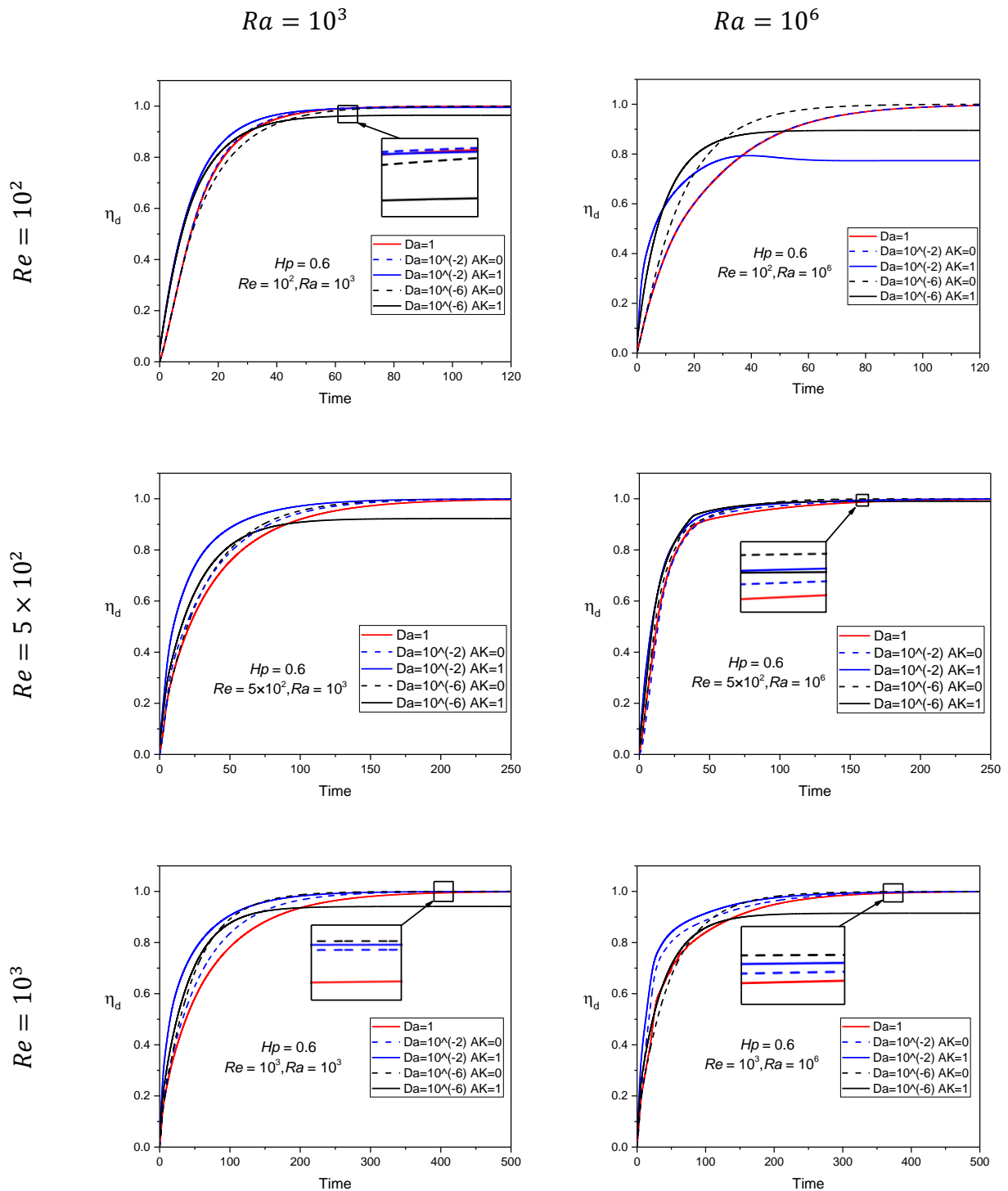


Figure IV. 15 : Comparaison de l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension avec et sans séparation poreuse pour différents Ra, Re, Da et A_k avec $H_p = 0.6$.

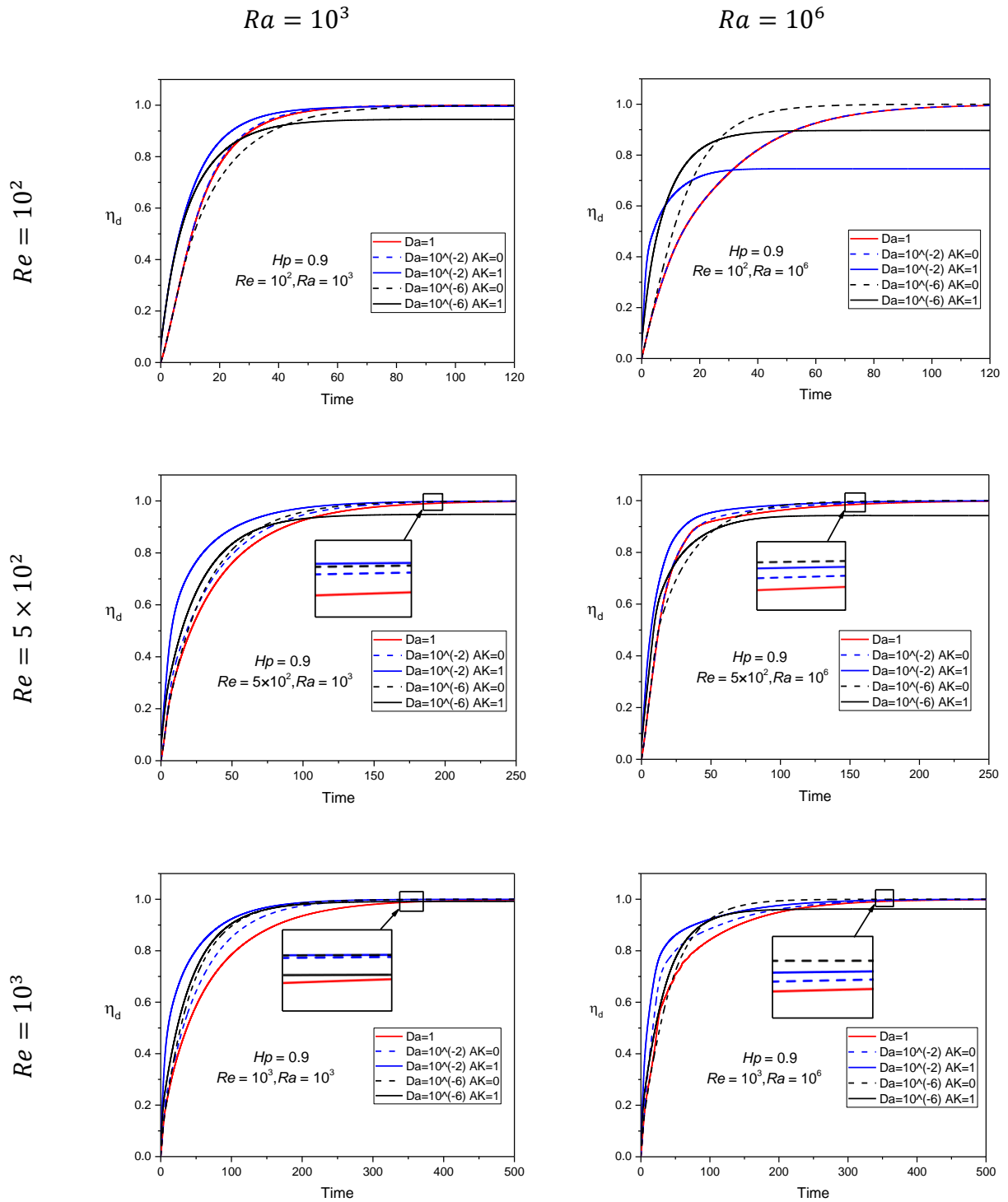


Figure IV. 16 : Comparaison de l'évolution de l'efficacité de l'élimination des polluants en fonction du temps sans dimension avec et sans séparation poreuse pour différents Ra , Re , Da

et A_k avec $H_p = 0.9$.

Re	Ra	τ_c				
		$Da = 10^{-2}$		$Da = 10^{-6}$		$Da = 1$
		$A_k = 0$	$A_k = 1$	$A_k = 0$	$A_k = 1$	
10^2	10^3	71.189	60.22905	72.72555	58.9935	71.1907
5×10^2	10^3	135.9591	97.88315	147.71735	121.24525	164.4685
10^3	10^3	259.3163	164.72835	215.7381	187.31615	294.08935
10^2	10^6	109.52475	41.4526	95.2319	64.0876	109.96465
5×10^2	10^6	82.96095	74.5056	88.3783	82.6111	83.25675
10^3	10^6	131.2826	111.9745	193.6287	145.79065	192.29365

Tableau IV. 1: Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c pour une hauteur $H_p = 0.3$.

Re	Ra	τ_c				
		$Da = 10^{-2}$		$Da = 10^{-6}$		$Da = 1$
		$A_k = 0$	$A_k = 1$	$A_k = 0$	$A_k = 1$	
10^2	10^3	70.4010	52.58575	75.53455	51.65025	71.1907
5×10^2	10^3	145.909	82.8632	146.9842	103.9256	164.4685
10^3	10^3	251.2674	131.56815	213.95545	169.783	294.08935
10^2	10^6	109.71855	27.74795	78.91205	43.2567	109.96465
5×10^2	10^6	86.66255	64.82585	75.2336	63.8895	83.25675
10^3	10^6	116.0337	93.93975	221.56445	152.736	192.29365

Tableau IV. 2: Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c pour une hauteur $H_p = 0.6$.

Re	Ra	τ_c				
		$Da = 10^{-2}$		$Da = 10^{-6}$		$Da = 1$
		$A_k = 0$	$A_k = 1$	$A_k = 0$	$A_k = 1$	
10^2	10^3	70.2424	47.3356	79.3442	45.46545	71.1907
5×10^2	10^3	144.13665	63.2979	141.5797	103.9102	164.4685
10^3	10^3	241.2044	104.29605	205.7908	178.3798	294.08935
10^2	10^6	109.76145	15.92285	73.44065	35.70595	109.96465
5×10^2	10^6	81.9706	52.72295	98.90955	57.7493	83.25675
10^3	10^6	116.6665	78.1198	196.5612	148.73085	192.29365

Tableau IV. 3: Les valeurs adimensionnelles du temps de renouvellement de l'air τ_c pour une hauteur $H_p = 0.9$.

IV.4. CONCLUSION

Une analyse complète a été entreprise pour examiner l'impact de la hauteur de la séparation poreuse en fonction de divers paramètres de contrôle tel que les nombres sans dimensions de Rayleigh, Reynolds, Darcy et le taux de réaction sur les caractéristiques des champs l'écoulement, de température et de concentration, ainsi que l'efficacité thermique et l'efficacité de l'élimination des polluants. Cette analyse a permis de tirer les conclusions suivantes :

- L'efficacité thermique est maximale lorsque la cloison poreuse hautement perméable à une hauteur de $H_p = 0.9$, une vitesse d'écoulement modérée ($Re_c = 5 \times 10^2$) et un tirage thermique maximal ($Ra = 10^6$) .
- Dans le cas d'une séparation poreuse non réactive d'une hauteur de 0,9 et d'une perméabilité élevée, l'augmentation de l'efficacité thermique maximale est estimée à près de 89 % par rapport au cas d'une faible perméabilité. Ceci est observé pour un $Re = 5 \times 10^2$ et $Ra = 10^6$.
- L'effet de la hauteur apparait dans le cas de faibles perméabilités où la séparation poreuse agit comme un obstacle solide. Ainsi, une augmentation de H_p élargit la zone morte dans le second compartiment, créant une zone polluée et thermiquement inconfortable.
- Dans le cas $A_k = 1$ et $Da = 10^{-6}$, la hauteur optimale de la séparation poreuse réactive est de 0,3 pour $Re \leq 5 \times 10^2$, tandis qu'une hauteur de 0,9 donne un C_{\max} légèrement meilleur pour des intensités de flux élevées ($Re = 10^3$).
- L'efficacité maximale ($\eta_d = 1$) est systématiquement atteinte, sauf dans les cas où la partition poreuse réactive présente un comportement solide. Ce phénomène est attribué à la forte concentration de contaminants à proximité de la cloison poreuse, comme le montrent les champs de concentration.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Le travail faisant l'objet de cette thèse a été développé afin de contribuer à l'analyse de confort thermique et de la qualité de l'air intérieur dans l'habitat, il traite plus particulièrement les transferts de chaleur et de masse induits dans les cavités ventilées par déplacement d'air en présence d'une séparation poreuse réactive (réaction de fixation). Le but principal est d'ajouter un complément à la ventilation sous la forme d'une séparation poreuse réactive afin de renforcer la dépollution.

Le modèle physique proposé est une cavité rectangulaire d'un rapport d'aspect $L/H = 2$ ventilée par déplacement d'air ($Pr = 0.71$) à travers deux ouvertures diagonalement opposées. Alors que toutes les parois sont maintenues adiabatiques et imperméables, la paroi droite est chauffée à une température constante. Une séparation poreuse réactive avec un taux de réaction A_k et une hauteur H_p est placée à l'intérieur de la cavité, exactement au milieu de sa base de sorte qu'elle sépare le local en deux équipartitions.

La matière poreuse est modélisée en utilisant le modèle de Darcy Brinkman-Forchheimer, cependant, l'approximation de Boussinesq est réservée pour la modélisation de l'écoulement. Pour tenir compte de l'effet de la réaction de fixation, un terme linéaire supplémentaire dérivé de la loi d'Arrhenius est ajouté aux équations de transport standard (diffusion de la matière). La méthode de résolution adoptée pour la simulation numérique est celle de Lattice Boltzmann sur réseau à temps de relaxation multiple « LBM-MRT ».

Les résultats ont été illustrés en termes des champs d'écoulement, de température et de concentration ainsi que des indices de ventilation, en fonction des larges gammes des paramètres de control $Re(10^2 \leq Re \leq 10^3)$, $Ra(10^2 \leq Ra \leq 10^6)$, $Ri(14 \times 10^{-4} \leq Ri \leq 140)$ $H_p(0.3 \leq H_p \leq 0.9)$, $Da(10^{-2}; 10^{-6})$ et $A_k(1; 0)$. On a abouti à des résultats importants et on note que :

Analyse de l'effet de la réaction de fixation

- La réaction chimique a prouvé son effet de fixation des polluants qui est particulièrement visible lorsque la perméabilité est faible où la séparation poreuse réactive se comporte comme un solide.
- Lors de l'établissement du régime thermo-soluté, les concentrations maximales de polluants mesurées dans la cavité sont importantes pour le cas où la séparation poreuse est

Conclusion générale

réactive ($A_k = 1$), contrairement au cas sans réaction où des concentrations minimales sont atteintes ($C_{\max} \leq 10^{-4}$).

- Dans le cas le plus favorable, où l'efficacité d'élimination des polluants atteint sa valeur maximale ($\eta_d = 1$), on obtient une réduction de 55 % du temps de renouvellement de l'air pour une valeur de perméabilité élevée ($Da = 10^{-2}$), ce qui permet d'économiser sur les coûts énergétiques.

- Il convient de noter que la réaction de fixation n'exerce aucune influence ni sur le comportement des champs hydrodynamiques et thermiques ni sur l'efficacité thermique du modèle proposé.

- L'introduction de la réaction de fixation favorise la dépollution de la zone occupée et de la zone de respiration en améliorant la qualité de l'air intérieur dans les deux compartiments de la cavité (avant et après la séparation poreuse), ce qui est apparent à des faibles valeurs de Reynolds. Son effet disparaît en augmentant l'intensité de la ventilation.

Analyse de l'effet de la hauteur de la séparation poreuse réactive

- La valeur maximale de l'efficacité thermique est atteinte à une hauteur de 0,9 de la cloison poreuse fortement perméable avec une vitesse d'écoulement modérée (valeur critique de $Re_c = 5 \times 10^2$) et à un tirage thermique maximal ($Ra = 10^6$).

- Pour une séparation poreuse non réactive et fortement perméable d'une hauteur de 0,9, une augmentation de l'efficacité thermique maximale est estimée à près de 89 % par rapport au cas d'une perméabilité faible. Ceci est observé pour une intensité de flux de $Re = 5 \times 10^2$ et une valeur maximale de Ra .

- Pour des valeurs élevées de la perméabilité ($Da = 10^{-2}$), la hauteur de la séparation poreuse n'a pas d'influence. Cependant, son impact devient apparent dans le cas de faibles perméabilités. Dans ce cas, une augmentation de H_p élargit la zone morte dans le second compartiment, créant une zone polluée et thermiquement inconfortable.

- Dans le cas d'une SPR non perméable ($Da = 10^{-6}$), la hauteur optimale de la séparation poreuse réactive est de 0,3 pour $Re < 5 \times 10^2$, tandis qu'une hauteur de 0,9 donne une C_{\max} légèrement meilleure (plus bas) pour des intensités d'écoulement élevées ($Re = 10^3$).

Conclusion générale

En fin, la conclusion la plus importante que nous pouvons tirer pour se positionner dans les conditions optimales de confort et de qualité de l'air, il est recommandé d'utiliser les milieux poreux réactifs lors de la construction des séparations à l'intérieur de l'habitat. Aussi, bien choisir les paramètres de contrôle qui nous assurent une bonne aération avec moins de cellules de recirculation et de zones mortes tout en économisant l'énergie. Dans le cas d'une séparation d'une grande hauteur, il est recommandé d'éviter les milieux poreux à faible perméabilité afin que l'air frais atteigne le deuxième compartiment.

PERSPECTIVES

Enfin et à partir des résultats de cette thèse, les principales perspectives à adopter afin d'améliorer notre model physique sont :

Aller vers un modèle en 3 dimensions et imposer des conditions aux limites plus réalistes (Ex. un flux de chaleur).

Intégrer la présence humaine ou matérielle en incluant des termes source dans l'équation de Boltzmann.

Introduire les propriétés physiques de chaque polluant potentiellement rencontrés dans l'air intérieur (CO₂, NO, etc.)

REFERENCES

- [1] World Health Organization “Transmission of SARS-CoV-2: implications for infection prevention precautions.” *scientific brief*, 09 July 2020.
- [2] J. Ren, Y. Wang, Q. Liu, and Y. Liu, “Numerical Study of Three Ventilation Strategies in a prefabricated COVID-19 inpatient ward,” *Build Environ*, vol. 188, Jan. 2021, doi: 10.1016/j.buildenv.2020.107467.
- [3] H. (Sean) Chang, B. Capuozzo, B. Okumus, and M. Cho, “Why cleaning the invisible in restaurants is important during COVID-19: A case study of indoor air quality of an open-kitchen restaurant,” *Int J Hosp Manag*, vol. 94, Apr. 2021, doi: 10.1016/j.ijhm.2020.102854.
- [4] A. Meiss, H. Jimeno-Merino, I. Poza-Casado, A. Llorente-álvarez, and M. Á. Padilla-Marcos, “Indoor air quality in naturally ventilated classrooms. Lessons learned from a case study in a covid-19 scenario,” *Sustainability (Switzerland)*, vol. 13, no. 15, Aug. 2021, doi: 10.3390/su13158446.
- [5] A. Y. Lim, M. Yoon, E. H. Kim, H. A. Kim, M. J. Lee, and H. K. Cheong, “Effects of mechanical ventilation on indoor air quality and occupant health status in energy-efficient homes: A longitudinal field study,” *Science of the Total Environment*, vol. 785, Sep. 2021, doi: 10.1016/j.scitotenv.2021.147324.
- [6] M. Borowski, K. Zwolińska, and M. Czerwiński, “An Experimental Study of Thermal Comfort and Indoor Air Quality—A Case Study of a Hotel Building,” *Energies (Basel)*, vol. 15, no. 6, Mar. 2022, doi: 10.3390/en15062026.
- [7] M. Szabados *et al.*, “Indoor air quality and the associated health risk in primary school buildings in Central Europe – The InAirQ study,” *Indoor Air*, vol. 31, no. 4, pp. 989–1003, Jul. 2021, doi: 10.1111/ina.12802.
- [8] Z. S. Zomorodian, M. Tahsildoost, and M. Hafezi, “Thermal comfort in educational buildings: A review article,” Jun. 01, 2016, *Elsevier Ltd.* doi: 10.1016/j.rser.2016.01.033.
- [9] B. Zhuang, J. Shi, and Z. Chen, “Numerical study on indoor environment and thermal comfort in train station waiting hall with two different air-conditioning modes,” *Build Simul*, vol. 14, no. 2, pp. 337–349, Apr. 2021, doi: 10.1007/s12273-020-0732-0.

- [10] C. A. Mboreha, "A Review on Effects of Personalized Ventilation Systems on Air Quality and Thermal Comfort in Aircraft Cabin Mini-Environments Ventilation strategies in passenger aircraft cabins: An assessment of numerical simulations approaches View project", doi: 10.16356/j.1005•1120.2022.02.001.
- [11] R. C. Vella, F. J. R. Martinez, C. Yousif, and D. Gatt, "A study of thermal comfort in naturally ventilated churches in a Mediterranean climate," *Energy Build*, vol. 213, Apr. 2020, doi: 10.1016/j.enbuild.2020.109843.
- [12] Z. Younsi, L. Koufi, Z. Younsi, Y. Cherif, H. Naji, and M. el Ganaoui, "Parpaing View project Building energy and mass modeling View project Mechanics & Industry A numerical study of indoor air quality in a ventilated room using different strategies of ventilation," *Mechanics & Industry*, vol. 18, 2017, doi: 10.1051/meca/201043.
- [13] M. Rahmeh, "Etude expérimentale et numérique des performances de la ventilation mécanique par insufflation : qualité de l'air intérieur dans les bâtiments résidentiels." [Online]. Available: <https://theses.hal.science/tel-01131382>
- [14] R. L. Doty, J. E. Cometto-Muñiz, A. A. Jalowayski, P. Dalton, M. Kendal-Reed, and M. Hodgson, "Assessment of upper respiratory tract and ocular irritative effects of volatile chemicals in humans," 2004. doi: 10.1080/10408440490269586.
- [15] H. Qiu, I. T. S. Yu, X. Wang, L. Tian, L. A. Tse, and T. W. Wong, "Season and humidity dependence of the effects of air pollution on COPD hospitalizations in Hong Kong," *Atmos Environ*, vol. 76, 2013, doi: 10.1016/j.atmosenv.2012.07.026.
- [16] J. Koffi, "Analyse multicritère des stratégies de ventilation en maisons individuelles," Jul. 2009, Accessed: Jan. 13, 2024. [Online]. Available: <https://theses.hal.science/tel-00433348>
- [17] M. J. Limb, "INTERNATIONAL ENERGY AGENCY energy conservation in buildings and community systems programme A Review of International Ventilation, Airtightness, Thermal Insulation and Indoor Air Quality Criteria AI," 2001.
- [18] M. O. Abadie, P. Blondeau, and J. Nicolle, "Mémento Santé Bâtiment-Qualité de l'air intérieur." [Online]. Available: <https://hal.science/hal-01009964>
- [19] Awbi H.B., *Ventilation of buildings*, Second Edition. SponPress, 2003.

- [20] “<https://www.actergi.fr/sensation-confort-temperature-ressenti-paroi-froide>.”
- [21] P. Concannon, “Residential Ventilation,” 2002.
- [22] M. Russell, M. Sherman, and A. Rudd, “Review of residential ventilation technologies,” *HVAC and R Research*, vol. 13, no. 2, 2007, doi: 10.1080/10789669.2007.10390957.
- [23] M. MAZARI, “Etude et évaluation du confort thermique des bâtiments à caractère public : Cas du département d’Architecture de Tamda (Tizi-Ouzou),” *MÉMOIRE DE MAGISTER, Université Mouloud Mammeri de Tizi Ouzou*, 2012.
- [24] H. B. Awbi, “Energy efficient ventilation for retrofit buildings,” *Proceedings of 48th AiCARR International Conference on Energy Performance of Existing Buildings*, 2011.
- [25] P. G. Schild, “Ventilation Information Paper n° 5 La ventilation par déplacement,” 2004.
- [26] “Ventilation par mélange ou stratification? Guide complet pour les bureaux d’études.” [Online]. Available: www.hoval.fr
- [27] J. L. Lage, A. Bejan, and R. Anderson, “Efficiency of transient contaminant removal from a slot ventilated enclosure,” 1991.
- [28] A. Omri and S. Ben Nasrallah, “Control volume finite element numerical simulation of mixed convection in an air-cooled cavity,” *Numeri Heat Transf A Appl*, vol. 36, no. 6, 1999, doi: 10.1080/104077899274606.
- [29] S. Singh and M. A. R. Sharif, “Mixed convective cooling of a rectangular cavity with inlet and exit openings on differentially heated side walls,” *Numeri Heat Transf A Appl*, vol. 44, no. 3, 2003, doi: 10.1080/716100509.
- [30] S. Singh and M. A. R. Sharif, “Numerical study of mixed-convective cooling of a rectangular cavity with differentially heated side walls,” in *Proceedings of the Intersociety Energy Conversion Engineering Conference*, 2002. doi: 10.1109/iecec.2002.1392146.
- [31] J. Xamán, J. Tun, G. Álvarez, Y. Chávez, and F. Noh, “Optimum ventilation based on the overall ventilation effectiveness for temperature distribution in ventilated cavities,” *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 48, no. 8, 2009, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2008.12.008.

- [32] ASHRAE Standard, "Thermal Environmental Conditions for Human Occupancy 55-2004," *American Society of Heating, Refrigerating and Air-Conditioning Engineers, Inc.*, vol. 2004, no. ANSI/ASHRAE Standard 55-2004, 2004.
- [33] S. A. Al-Sanea, M. F. Zedan, and M. B. Al-Harbi, "Heat transfer characteristics in air-conditioned rooms using mixing air-distribution system under mixed convection conditions," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 59, pp. 247–259, Sep. 2012, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2012.04.023.
- [34] G. Gan, "Simulation of buoyancy-driven natural ventilation of buildings - Impact of computational domain," *Energy Build*, vol. 42, no. 8, pp. 1290–1300, Aug. 2010, doi: 10.1016/j.enbuild.2010.02.022.
- [35] M. M. Rahman, M. A. Alim, S. Saha, and M. K. Chowdhury, "Effect of the Presence of a Heat Conducting Horizontal Square Block on Mixed Convection inside a Vented Square Cavity," 2009.
- [36] L. Nasserri, O. Rahli, D. E. Ameziani, and R. Bennacer, "Study of mixed convection in closed enclosure with a ceiling fan," *EPJ Applied Physics*, vol. 86, no. 2, May 2019, doi: 10.1051/epjap/2019190045.
- [37] H. Faraji, M. Teggari, A. Arshad, M. Arıcı, E. Mehdi Berra, and K. Choukairy, "Lattice Boltzmann simulation of natural convection heat transfer phenomenon for thermal management of multiple electronic components," *Thermal Science and Engineering Progress*, vol. 45, p. 102126, Oct. 2023, doi: 10.1016/j.tsep.2023.102126.
- [38] S. Bettaibi, F. Kuznik, and E. Sediki, "Hybrid LBM-MRT model coupled with finite difference method for double-diffusive mixed convection in rectangular enclosure with insulated moving lid," *Physica A: Statistical Mechanics and its Applications*, vol. 444, pp. 311–326, Feb. 2016, doi: 10.1016/j.physa.2015.10.029.
- [39] A. Bhunia and S. M. Dash, "Mixed convection in a lid driven square cavity using lattice Boltzmann method: Effects of thermal gradient direction and moving lid length," *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, vol. 83, no. 3, pp. 81–101, 2023, doi: 10.1080/10407790.2022.2143972.

- [40] Z. Hireche, L. Nasser, and D. E. Amezi, "Study of Periodic Thermal Exchange in a Cavity Ventilated by Displacement," *Arab J Sci Eng*, vol. 45, no. 7, pp. 5751–5768, Jul. 2020, doi: 10.1007/s13369-020-04556-w.
- [41] N. Himrane, D. E. Amezi, and L. Nasser, "Study of thermal comfort: numerical simulation in a closed cavity using the lattice Boltzmann method," *SN Appl Sci*, vol. 2, no. 5, May 2020, doi: 10.1007/s42452-020-2600-z.
- [42] J. L. Lage, A. Bejan, and R. Anderson, "Removal of contaminant generated by a discrete source in a slot ventilated enclosure," 1992.
- [43] T. H. Hsu and S. G. Wang, "Mixed convection in a rectangular enclosure with discrete heat sources," *Numeri Heat Transf A Appl*, vol. 38, no. 6, pp. 627–652, Nov. 2000, doi: 10.1080/104077800750021170.
- [44] J. Xamán, A. Ortiz, G. Álvarez, and Y. Chávez, "Effect of a contaminant source (CO₂) on the air quality in a ventilated room," *Energy*, vol. 36, no. 5, pp. 3302–3318, 2011, doi: 10.1016/j.energy.2011.03.026.
- [45] J. Serrano-Arellano, M. Gijón-Rivera, J. M. Riesco-Ávila, J. Xamán, and G. Álvarez, "Numerical investigation of transient heat and mass transfer by natural convection in a ventilated cavity: Outlet air gap located close to heat source," *Int J Heat Mass Transf*, vol. 76, pp. 268–278, 2014, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.04.055.
- [46] Z. Younsi, L. Koufi, and H. Naji, "Numerical study of the effects of ventilated cavities outlet location on thermal comfort and air quality," *Int J Numer Methods Heat Fluid Flow*, vol. 29, no. 11, pp. 4462–4483, Oct. 2019, doi: 10.1108/HFF-09-2018-0518.
- [47] L. Koufi, Z. Younsi, H. Naji, L. Koufi, Z. Younsi, and H. Naji, "Numerical investigation of turbulent double-diffusive mixed convection in a slot ventilated enclosure with supply air flow ports." [Online]. Available: <https://hal.archives-ouvertes.fr/hal-03465735>
- [48] F. Y. Zhao, D. Liu, H. Q. Wang, G. X. Kou, and G. F. Tang, "Free heat and mass transfer in a porous enclosure with side vents," *Drying Technology*, vol. 29, no. 1, pp. 91–104, Jan. 2011, doi: 10.1080/07373937.2010.482701.

- [49] H. F. Oztop, K. Al-Salem, Y. Varol, and I. Pop, "Natural convection heat transfer in a partially opened cavity filled with porous media," *Int J Heat Mass Transf*, vol. 54, no. 11–12, pp. 2253–2261, May 2011, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.02.040.
- [50] N. O. Moraga, G. C. Sánchez, and J. A. Riquelme, "Unsteady mixed convection in a vented enclosure partially filled with two non-darcian porous layers," *Numeri Heat Transf A Appl*, vol. 57, no. 7, pp. 473–495, Jan. 2010, doi: 10.1080/10407781003659391.
- [51] Q. Liu, Y. L. He, Q. Li, and W. Q. Tao, "A multiple-relaxation-time lattice Boltzmann model for convection heat transfer in porous media," *Int J Heat Mass Transf*, vol. 73, pp. 761–775, 2014, doi: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.02.047.
- [52] A. A. Mehrizi, K. Sedighi, H. H. Afrouzi, and A. L. Aghili, "Lattice Boltzmann Simulation of Forced Convection in Vented Cavity Filled by Porous Medium with Obstruction," *World Appl Sci J*, vol. 16, pp. 31–36, 2012.
- [53] C. H. Wang, Z. Y. Liu, Z. Y. Jiang, and X. X. Zhang, "Double-diffusive convection in a magnetic nanofluid-filled porous medium: Development and application of a nonorthogonal lattice Boltzmann model," *Physics of Fluids*, vol. 34, no. 6, Jun. 2022, doi: 10.1063/5.0097330.
- [54] C. H. Wang, Z. Y. Liu, Z. Y. Jiang, and X. X. Zhang, "Numerical investigations of convection heat transfer in a thermal source-embedded porous medium via a lattice Boltzmann method," *Case Studies in Thermal Engineering*, vol. 30, Feb. 2022, doi: 10.1016/j.csite.2022.101758.
- [55] Y. Y. Feng, C. H. Wang, Y. Xiang, and X. X. Zhang, "Internal thermal source effects on convection heat transfer in a two-dimensional porous medium: A lattice Boltzmann study," *International Journal of Thermal Sciences*, vol. 173, Mar. 2022, doi: 10.1016/j.ijthermalsci.2021.107416.
- [56] Z. Hireche, L. Nasser, and D. E. Amezi, "Heat transfer analysis of a ventilated room with a porous partition: LB-MRT simulations," *EPJ Applied Physics*, vol. 91, no. 2, Aug. 2020, doi: 10.1051/epjap/2020200146.
- [57] Z. Hireche, N. Himrane, L. Nasser, Y. Hamrioui, and D. E. Amezi, "Analysis of Thermal Performances in a Ventilated Room Using LBM-MRT: Effect of a Porous Separation," *Computation*, vol. 10, no. 1, Jan. 2022, doi: 10.3390/computation10010004.

- [58] O. Oulaid, “ Transfert couplé de chaleur et de masse par convection mixte avec changement de phase dans un canal.” [Online]. Available: <https://theses.hal.science/tel-00669024>
- [59] M. Ii, B. Gebhart, and L. Pera, “.f3 NC3 NO the nature of vertical natural convection flows resulting from the combined buoyancy effects of thermal and mass diffusion,” Pergamon Press, 1971.
- [60] T. E. Jupp and A. W. Woods, “Thermally driven reaction fronts in porous media,” *J Fluid Mech*, vol. 484, pp. 329–346, Jun. 2003, doi: 10.1017/S0022112003004348.
- [61] “Dynamics of Fluids in Porous Media - Jacob Bear - Google Livres.” Accessed: Nov. 28, 2023. [Online]. Available: https://books.google.dz/books?id=f_BMeVSZ_3u8C&printsec=frontcover&hl=fr&source=gbs_vpt_buy#v=onepage&q&f=false
- [62] N. Himrane, D. E. Ameziani, K. BouhadeF, and R. Bennacer, “Storage silos self ventilation: Interlinked heat and mass transfer phenomenon,” *Numeri Heat Transf A Appl*, vol. 66, no. 4, pp. 379–401, Aug. 2014, doi: 10.1080/10407782.2014.884891.
- [63] D. A. Nield and A. Bejan, *Convection in porous media*. Springer International Publishing, 2017. doi: 10.1007/978-3-319-49562-0.
- [64] E. S., “Fluid Flow Through Packed Columns,” *Chem. Eng. Prog.*, vol. 48, no. 2, pp. 89–94, 1952, Accessed: Jan. 29, 2023. [Online]. Available: <https://cir.nii.ac.jp/crid/1572543025220678016>
- [65] H. B. Awbi, *Ventilation of buildings*. E & FN Spon, 1991.
- [66] M. J. Suess and S. R. Craxford, *Manuel de gestion de la qualité de l’air des villes*. Organisation mondiale de la santé, Bureau régional de l’Europe, 1978.
- [67] S. Hasnaoui *et al.*, “Double-diffusive natural convection in an inclined enclosure with heat generation and Soret effect,” *Engineering Computations (Swansea, Wales)*, vol. 35, no. 8, pp. 2753–2774, Nov. 2018, doi: 10.1108/EC-06-2017-0225.
- [68] “IV. On the dynamical theory of gases,” *Philos Trans R Soc Lond*, vol. 157, 1867, doi: 10.1098/rstl.1867.0004.
- [69] S. Marié, “Etude de la méthode Boltzmann sur Réseau pour les simulations en aéroacoustique,” *Thèse UPMC*, 2008.

- [70] A. De Rosis, R. Huang, and C. Coreixas, “Universal formulation of central-moments-based lattice Boltzmann method with external forcing for the simulation of multiphysics phenomena,” *Physics of Fluids*, vol. 31, no. 11, 2019, doi: 10.1063/1.5124719.
- [71] J. E. Broadwell, “Shock structure in a simple discrete velocity gas,” *Physics of Fluids*, vol. 7, no. 8, 1964, doi: 10.1063/1.1711368.
- [72] R. Gatignol, “Kinetic theory for a discrete velocity gas and application to the shock structure,” *Physics of Fluids*, vol. 18, no. 2, 1975, doi: 10.1063/1.861121.
- [73] G. Toscani, “Global existence and asymptotic behavior for the discrete velocity models of the Boltzmann equation,” *J Math Phys*, vol. 26, no. 11, 1985, doi: 10.1063/1.526718.
- [74] J. Hardy, O. De Pazzis, and Y. Pomeau, “Molecular dynamics of a classical lattice gas: Transport properties and time correlation functions,” *Phys Rev A (Coll Park)*, vol. 13, no. 5, 1976, doi: 10.1103/PhysRevA.13.1949.
- [75] U. Frisch, B. Hasslacher, and Y. Pomeau, “Lattice-gas automata for the Navier-Stokes equation,” *Phys Rev Lett*, vol. 56, no. 14, 1986, doi: 10.1103/PhysRevLett.56.1505.
- [76] D. D’Humières, P. Lallemand, and U. Frisch, “Lattice gas models for 3d hydrodynamics,” *EPL*, vol. 2, no. 4, 1986, doi: 10.1209/0295-5075/2/4/006.
- [77] J. P. Rivet, M. Hénon, U. Frisch, and D. d’humieres, “Simulating fully three-dimensional external flow by lattice gas methods,” *EPL*, vol. 7, no. 3, 1988, doi: 10.1209/0295-5075/7/3/008.
- [78] R. Holme and D. H. Rothman, “Lattice-gas and lattice-Boltzmann models of miscible fluids,” *J Stat Phys*, vol. 68, no. 3–4, 1992, doi: 10.1007/BF01341756.
- [79] Q. Kang, D. Zhang, and S. Chen, “Unified lattice Boltzmann method for flow in multiscale porous media,” *Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics*, vol. 66, no. 5, 2002, doi: 10.1103/PhysRevE.66.056307.
- [80] Q. Kang, D. Zhang, S. Chen, and X. He, “Lattice Boltzmann simulation of chemical dissolution in porous media,” *Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics*, vol. 65, no. 3, 2002, doi: 10.1103/PhysRevE.65.036318.
- [81] D. H. Rothman and J. M. Keller, “Immiscible cellular-automaton fluids,” *J Stat Phys*, vol. 52, no. 3–4, 1988, doi: 10.1007/BF01019743.

- [82] W. Schaffenberg and A. Hanslmeier, “Two-dimensional lattice Boltzmann model for magnetohydrodynamics,” *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys*, vol. 66, no. 4, 2002, doi: 10.1103/PhysRevE.66.046702.
- [83] B. M. Boghosian and W. Taylor, “Correlations and renormalization in lattice gases,” *Phys Rev E*, vol. 52, no. 1, 1995, doi: 10.1103/PhysRevE.52.510.
- [84] G. R. McNamara and G. Zanetti, “Use of the boltzmann equation to simulate lattice-gas automata,” *Phys Rev Lett*, vol. 61, no. 20, 1988, doi: 10.1103/PhysRevLett.61.2332.
- [85] F. J. Higuera and J. Jiménez, “Boltzmann approach to lattice gas simulations,” *EPL*, vol. 9, no. 7, 1989, doi: 10.1209/0295-5075/9/7/009.
- [86] A. A. Mohamad, “Lattice Boltzmann Method Fundamentals and Engineering Applications with Computer Codes Second Edition.”
- [87] P. L. Bhatnagar, E. P. Gross, and M. Krook, “A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems,” *Physical Review*, vol. 94, no. 3, 1954, doi: 10.1103/PhysRev.94.511.
- [88] D. D’Humières, I. Ginzburg, M. Krafczyk, P. Lallemand, and L. S. Luo, “Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann models in three dimensions,” in *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, Mar. 2002, pp. 437–451. doi: 10.1098/rsta.2001.0955.
- [89] X. He and L. S. Luo, “A priori derivation of the lattice boltzmann equation,” *Phys Rev E Stat Phys Plasmas Fluids Relat Interdiscip Topics*, vol. 55, no. 6, 1997, doi: 10.1103/PhysRevE.55.R6333.
- [90] M. Bechereau, “Élaboration de méthodes Lattice Boltzmann pour les écoulements bifluïdes à ratio de densité arbitraire.” [Online]. Available: <https://theses.hal.science/tel-01450340>
- [91] Q. Zou, S. Hou, S. Chen, and G. D. Doolen, “A improved incompressible lattice Boltzmann model for time-independent flows,” *J Stat Phys*, vol. 81, no. 1–2, 1995, doi: 10.1007/BF02179966.
- [92] D. D’Humières, I. Ginzburg, M. Krafczyk, P. Lallemand, and L. S. Luo, “Multiple-relaxation-time lattice Boltzmann models in three dimensions,” in *Philosophical*

Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, 2002. doi: 10.1098/rsta.2001.0955.

- [93] A. D’Orazio and S. Succi, “Simulating two-dimensional thermal channel flows by means of a lattice Boltzmann method with new boundary conditions,” in *Future Generation Computer Systems*, 2004. doi: 10.1016/j.future.2003.12.005.
- [94] W. Leong, K. Hollandss, and A. Brunger, “Experimental Nusselt numbers for a cubical!cavity benchmark problem in natural convection.”
- [95] G. D. Raithby and H. H. Wong, “Heat transfer by natural convection across vertical air layers,” *Numerical Heat Transfer*, vol. 4, no. 4, pp. 447–457, 1981, doi: 10.1080/01495728108961803.
- [96] M. M. Rahman, M. A. Alim, S. Saha, and M. K. Chowdhury, “Effect of the Presence of a Heat Conducting Horizontal Square Block on Mixed Convection inside a Vented Square Cavity,” 2009.
- [97] T. Seta, E. Takegoshi, and K. Okui, “Lattice Boltzmann simulation of natural convection in porous media,” *Math Comput Simul*, vol. 72, no. 2–6, pp. 195–200, Sep. 2006, doi: 10.1016/j.matcom.2006.05.013.
- [98] “Physique - Volume 2 - Electricité et magnétisme - Manuel et livre... - Librairie Eyrolles.” Accessed: May 15, 2023. [Online]. Available: <https://www.eyrolles.com/Sciences/Livre/physique-volume-2-electricite-et-magnetisme-manuel-et-livre-des-solutions-et-corriges-des-problemes-9782804155124/>

Publications scientifiques

➤ *Articles de journaux*

Arab, A., Himrane, N., Hireche, Z., Halouane, Y., Bennacer, R., & Ameziani, D. E. (2024). Analysis of a reactive porous separation effects on depollution and indoor air quality: Application of LBM-MRT to heat and mass transfers. *International Journal of Thermal Sciences*, 197,108754.<https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2023.108754> . *Impact Factor: 4.5*

Arab, A., Himrane, N., Ameziani, D. E., Hireche, Z., Halouane, Y., & Magherbi, M. (2024). LBM-MRT study of a reactive porous separation on thermal and depollution efficiency in a ventilated room. *International Communications in Heat and Mass Transfer*, 155, 107585.<https://doi.org/10.1016/j.icheatmasstransfer.2024.107585>. *Impact Factor : 7*

➤ *Actes de conférence « proceedings »*

Arab, A., Himrane, N., Halouane, Y., Ameziani, D. E., & Hireche, Z. (2022). Simulation de la ventilation et de la dépollution en utilisant la méthode de Lattice Boltzmann. *Proceedings of the 1st International Congress of Energy and Industrial Process Engineering CEGPI'22 23-25 May 2022-Algiers-Algeria* (pp.261).

Arab, A., Himrane, N., Halouane, Y., Hireche, Z. & Ameziani, D. E. (2022). Study of heat transfer and thermal comfort in a vented cavity using the Lattice Boltzmann method with multi relaxation time (LBM-MRT). *Proceedings of the International Conference on Energy and Material Sciences EMS'2022 16-17 November 2022-Skikda-Algeria* (pp.172).

Arab, A., Himrane, N., Hireche, Z., Halouane, Y., & Ameziani, D. E. (2022). Simulation of a Cavity Ventilated by Air Displacement Using the Lattice Boltzmann Method. In *International Conference on Artificial Intelligence in Renewable Energetic Systems* (pp. 777-784). Cham: Springer International Publishing.https://doi.org/10.1007/978-3-031-21216-1_79

Arab, A., Hireche, Z., Himrane, N., Nasser, L., & Ameziani, D. E. (2023). Analysis of heat transfer and thermal comfort using the Lattice Boltzmann Method (LBM-MRT). *Proceedings of the 1st National Conference on Mechanical Engineering NCME'2023 10 May 2023-Batna-Algeria* (pp.48).

Arab, A., Hireche, Z., Himrane, N., Magherbi, M., Halouane, Y., & Ameziani, D. E. (2023). Numerical analysis of thermal comfort in ventilated rooms using the Lattice Boltzmann Method. *Proceedings of the 1st International Conference on Mechanics and Materials NCMM'2023 06-07 December 2023-Boumerdes-Algeria* (pp.108).