N° d'ordre NNT : 2024ISAL0071

THESE de DOCTORAT DE L'INSA LYON, membre de l'Université de Lyon

Ecole Doctorale N° 162
Mécanique, Énergétique, Génie civil, Acoustique

Spécialité/discipline de doctorat :
Thermique Énergétique

Soutenue publiquement le 11/09/2024, par :
Félix SCHMITT

Interactions rayonnement-atmosphère en milieu urbain : modélisation avancée et analyse de leurs effets sur le rafraîchissement

---

Devant le jury composé de :

WEBB Brent	Professeur des Universités, Brigham Young Univ.	Rapporteur
BOIVIN Pierre	Chargé de Recherche CNRS, Aix-Marseille Univ.	Rapporteur
MUSY Marjorie	Directrice de Recherche, Cerema Nantes	Examinatrice
BECKERS Benoit	Professeur des Universités, UPPA	Examinateur
VERGNAULT Etienne	Maître de Conférences, UCB Lyon 1	Examinateur
ANDRE Frédéric	Directeur de Recherche CNRS, Univ. de Lille	Directeur de thèse
MERLIER Lucie	Maîtresse de Conférences, UCB Lyon 1	Co-encadrante
GALTIER Mathieu	Maître de Conférences, INSA Lyon	Co-encadrant
JACOB Jérôme	Ingénieur de Recherche CNRS, Aix-Marseille Univ.	Invité

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES LYON

Département de la Formation par la Recherche et des Études Doctorales (**FEDORA**)

Bâtiment INSA direction, 1er étage
37, av. J. Capelle
69621 Villeurbanne Cédex
fedora@insa-lyon.fr

Référence : TH1118_SCHMITT Félix

L'INSA Lyon a mis en place une procédure de contrôle systématique via un outil de détection de similitudes (logiciel Compilatio). Après le dépôt du manuscrit de thèse, celui-ci est analysé par l'outil. Pour tout taux de similarité supérieur à 10%, le manuscrit est vérifié par l'équipe de FEDORA. Il s'agit notamment d'exclure les auto-citations, à condition qu'elles soient correctement référencées avec citation expresse dans le manuscrit.

Par ce document, il est attesté que ce manuscrit, dans la forme communiquée par la personne doctorante à l'INSA Lyon, satisfait aux exigences de l'Etablissement concernant le taux maximal de similitude admissible.

INSA LYON
Campus LyonTech La Doua
20, avenue Albert Einstein - 69621 Villeurbanne cedex - France
Tél. +33 (0)4 72 43 83 83 - Fax +33 (0)4 72 43 85 00
www.insa-lyon.fr

membre de UNIVERSITÉ DE LYON

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Département FEDORA – INSA Lyon - Ecoles Doctorales

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
ED 206 CHIMIE	**CHIMIE DE LYON** https://www.edchimie-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage secretariat@edchimie-lyon.fr	**M. Stéphane DANIELE** C2P2-CPE LYON-UMR 5265 Bâtiment F308, BP 2077 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69616 Villeurbanne directeur@edchimie-lyon.fr
ED 341 E2M2	**ÉVOLUTION, ÉCOSYSTÈME, MICROBIOLOGIE, MODÉLISATION** http://e2m2.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.e2m2@univ-lyon1.fr	**Mme Sandrine CHARLES** Université Claude Bernard Lyon 1 UFR Biosciences Bâtiment Mendel 43, boulevard du 11 Novembre 1918 69622 Villeurbanne CEDEX e2m2.codir@listes.univ-lyon1.fr
ED 205 EDISS	**INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES-SANTÉ** http://ediss.universite-lyon.fr Sec. : Bénédicte LANZA Bât. Atrium, UCB Lyon 1 Tél : 04.72.44.83.62 secretariat.ediss@univ-lyon1.fr	**Mme Sylvie RICARD-BLUM** Laboratoire ICBMS - UMR 5246 CNRS - Université Lyon 1 Bâtiment Raulin - 2ème étage Nord 43 Boulevard du 11 novembre 1918 69622 Villeurbanne Cedex Tél : +33(0)4 72 44 82 32 sylvie.ricard-blum@univ-lyon1.fr
ED 34 EDML	**MATÉRIAUX DE LYON** http://ed34.universite-lyon.fr Sec. : Yann DE ORDENANA Tél : 04.72.18.62.44 yann.de-ordenana@ec-lyon.fr	**M. Stéphane BENAYOUN** Ecole Centrale de Lyon Laboratoire LTDS 36 avenue Guy de Collongue 69134 Ecully CEDEX Tél : 04.72.18.64.37 stephane.benayoun@ec-lyon.fr
ED 160 EEA	**ÉLECTRONIQUE, ÉLECTROTECHNIQUE, AUTOMATIQUE** https://edeea.universite-lyon.fr Sec. : Philomène TRECOURT Bâtiment Direction INSA Lyon Tél : 04.72.43.71.70 secretariat.edeea@insa-lyon.fr	**M. Philippe DELACHARTRE** INSA LYON Laboratoire CREATIS Bâtiment Blaise Pascal, 7 avenue Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX Tél : 04.72.43.88.63 philippe.delachartre@insa-lyon.fr
ED 512 INFOMATHS	**INFORMATIQUE ET MATHÉMATIQUES** http://edinfomaths.universite-lyon.fr Sec. : Renée EL MELHEM Bât. Blaise PASCAL, 3e étage Tél : 04.72.43.80.46 infomaths@univ-lyon1.fr	**M. Hamamache KHEDDOUCI** Université Claude Bernard Lyon 1 Bât. Nautibus 43, Boulevard du 11 novembre 1918 69 622 Villeurbanne Cedex France Tél : 04.72.44.83.69 direction.infomaths@listes.univ-lyon1.fr
ED 162 MEGA	**MÉCANIQUE, ÉNERGÉTIQUE, GÉNIE CIVIL, ACOUSTIQUE** http://edmega.universite-lyon.fr Sec. : Philomène TRECOURT Tél : 04.72.43.71.70 Bâtiment Direction INSA Lyon mega@insa-lyon.fr	**M. Etienne PARIZET** INSA Lyon Laboratoire LVA Bâtiment St. Exupéry 25 bis av. Jean Capelle 69621 Villeurbanne CEDEX etienne.parizet@insa-lyon.fr
ED 483 ScSo	**ScSo**[1] https://edsciencessociales.universite-lyon.fr Sec. : Mélina FAVETON Tél : 04.78.69.77.79 melina.faveton@univ-lyon2.fr	**M. Bruno MILLY** (INSA : J.Y. TOUSSAINT) Univ. Lyon 2 Campus Berges du Rhône 18, quai Claude Bernard 69365 LYON CEDEX 07 Bureau BEL 319 bruno.milly@univ-lyon2.fr

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[1] ScSo : Histoire, Géographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Remerciements

Au moment d'écrire ces quelques lignes de remerciements, s'achève la rédaction du présent manuscrit compilant les travaux de thèse auxquels j'ai consacré toute mon énergie durant les quelques années passées. Ce travail n'aurait pu voir le jour sans l'aide de nombreuses personnes qui ont contribué, de près ou de loin, à ce que la thèse se déroule au mieux, et ce par leurs conseils avisés et leur soutien constant.

Je tiens, en premier lieu, à remercier profondément mon équipe encadrante avec qui j'ai pu conduire cette thèse avec tout le soutien dont j'avais besoin. Fred, tu n'as cessé de me faire confiance dans la conduite de mes choix pour les travaux et, pour cela, je te suis très reconnaissant. Lucie, tu as été la véritable cheffe d'orchestre de cette thèse au travers de ton dévouement sans faille. Mathieu, ton soutien constant ainsi que ton expertise du code m'ont été précieux, et j'ai apprécié nos nombreux échanges sans fin pour refaire le monde, digressions qui m'ont la plupart du temps redonné de l'entrain dans les périodes difficiles. Étienne, je te suis reconnaissant pour tes nombreux conseils, tes relectures attentives des travaux mais surtout pour ta contribution conséquente aux avancées de cette thèse. Même si la méca flu nous aura donné du fil à retordre, on s'en est quand même bien sortis !

Je voudrais exprimer ma profonde gratitude envers messieurs Brent Webb et Pierre Boivin pour avoir accepté de participer à l'évaluation attentive de ce manuscrit en leur qualité de rapporteurs, leurs remarques avisées m'ayant permis d'appréhender de nombreuses perspectives à ces travaux de thèse. Je remercie également chaleureusement Benoit Beckers et Marjorie Musy d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse en tant qu'examinateurs, en plus de leur lecture attentive et leurs remarques bienveillantes. Je remercie également Jérôme Jacob sans qui la prise en main de *ProLB* et les développements concernant la LBM auraient été peine perdue... Merci d'avoir accepté de participer à mon jury de thèse, en espérant que j'aie pu mettre en valeur les résultats de nos travaux communs à la juste hauteur de notre collaboration.

Les moments passés au CETHIL ont été déterminants dans le déroulement de la thèse, tant la bienveillance y était de mise. Je voudrais remercier l'ensemble des collègues et leurs conseils avisés, je pense notamment à mes ancien.ne.s profs, à l'équipe administrative pour leur support constant et à Loïc qui a su apporter son expertise précieuse face aux difficultés informatiques. Je suis par ailleurs très fier d'avoir participé au développement et à la pérennisation du groupe « Ville » du labo aux côtés notamment des autres doctorant.e.s, Julie, Flavia, Célia, Aurore et mes amis et compagnons des premiers instants, Adrien et Teddy. Un grand merci et un big-up également à l'équipe de l'École Urbaine de Lyon ainsi qu'à l'ensemble de ses doctorant.e.s avec qui j'ai passé des moments passionnants !

Pour finir, je voudrai remercier chaleureusement mes parents, mon frère, mamie, tatie, tonton et les couz', tata, qui n'ont cessé de me soutenir patiemment, c'était long mais on l'a fait ! Enfin, je ne cesserai d'exprimer ma reconnaissance à Thuy, qui a été ma compagne de tous les instants, et qui n'a cessé de faire preuve de soutien dans les moments difficiles. Sans toi, je ne sais pas si j'aurais pu tenir. Je te dois beaucoup pour la réussite de cette thèse !

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Résumé / Abstract

Interactions rayonnement-atmosphère en milieu urbain : modélisation avancée et analyse de leurs effets sur le rafraîchissement

Résumé : Les microclimats urbains se caractérisent par un rafraîchissement nocturne limité en comparaison des zones rurales environnantes, participant au développement d'îlots de chaleur urbains (ICU). Avec l'urbanisation croissante et des vagues de chaleur de plus en plus intenses et fréquentes, les ICU ont des conséquences délétères sur le confort et la santé des citadins. Prédire les conditions microclimatiques urbaines est dès lors crucial pour comprendre et atténuer la surchauffe des zones urbaines et améliorer la résilience du bâti en période de fortes chaleurs. Ce travail de thèse propose un modèle micro-météorologique avancé, capable de simuler avec précision les interactions entre rayonnement infrarouge thermique (IRT) et atmosphère urbaine à micro-échelle, dont les effets sont encore peu connus et étudiés. Il résulte d'un couplage entre un solveur CFD (Computational Fluid Dynamics) basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau et effectuant des simulations des grandes échelles, et un solveur radiatif IRT en milieu participant permettant d'analyser les effets des interactions IRT/atmosphère sur les bilans de chaleur et les écoulements d'air dans la canopée urbaine. Dans un premier temps, le solveur IRT est appliqué et validé dans une configuration de rue canyon infiniment longue dont les parois sont plus chaudes que l'air. Les résultats montrent que le flux IRT moyen absorbé aux parois peut être surestimé de $4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ à $12\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ en considérant l'air dans la rue comme transparent, pour un rapport d'aspect de la rue compris entre 0,75 et 2,4. Pour un rapport d'aspect de 2,4, la sous-estimation du potentiel de refroidissement de ces parois est estimée entre 23 % et 60 % sous des conditions de vent faible. L'importance de recourir à un traitement spectral du ciel rigoureux aux frontières du domaine radiatif ouvertes sur le ciel est souligné, ce traitement étant analysé en détails. Dans un second temps, des simulations de convection mixte sont réalisées avec le solveur CFD dans une configuration de rue canyon infiniment longue à échelle réduite, favorisant des effets marqués de la flottabilité sur l'écoulement par chauffage uniforme des parois de la rue à haute température. Les solutions statistiquement stationnaires obtenues sont comparées à des mesures de référence effectuées en soufflerie, permettant de valider la capacité du solveur à reproduire les caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement mixte et des transferts de chaleur associés, malgré une reproduction imparfaite des couches limites en proche-paroi. Enfin, des simulations micro-météorologiques sont mises en place à partir du solveur couplé IRT-CFD, dans une rue canyon infiniment longue à échelle réelle, de rapport d'aspect unitaire, sous des conditions météorologiques limites réalistes. Plusieurs simulations statistiquement stationnaires et dynamiques sont effectuées afin de déterminer l'impact des interactions IRT/air sur les bilans radiatifs de surface, la dynamique de l'écoulement et le refroidissement des parois en période nocturne, après le coucher du soleil. Les résultats montrent tout d'abord que les puissances radiatives volumiques dans l'air ne sont pas assez importantes pour impacter de manière sensible les forces de flottabilité dans la rue et donc l'écoulement mixte. D'autre part, la prise en compte des effets des interactions IRT/air sur les flux IRT absorbés aux parois engendre un refroidissement moyen de surface de 4 % à 8 % plus rapide que dans le cas où l'atmosphère est considérée transparente. L'ensemble de ce travail conforte la pertinence d'un niveau de modélisation élevé dans une configuration de rue, capable de fournir des données radiatives, aérauliques et thermiques détaillées et à haute résolution pour l'étude dynamique des microclimats urbains sous l'influence des interactions IRT/atmosphère. Il est envisageable d'étendre l'application de cette méthodologie de simulations et d'analyses sur un panel plus large de formes urbaines, en incluant à terme l'effet des polluants atmosphériques sur le rayonnement IRT et solaire en milieu urbain.

Mots-clés : Micro-météorologie, Microclimat urbain, Mécanique des fluides numérique, Transfert radiatif, Modèle SLW, Milieu participant, Rayonnement infrarouge, Couplage numérique, Interactions rayonnement-atmosphère, Simulation des grandes échelles, Méthode de Boltzmann sur réseau

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Radiation-atmosphere interactions in urban environments: advanced modeling and analysis of their effects on cooling

Abstract: Urban microclimates are characterized by a limited nighttime cooling compared to surrounding rural areas, contributiong to the development of urban heat islands (UHI). With an increasing world urbanization and more and more intense and frequent heatwaves, UHI have harmful impacts on city-dwellers' comfort and health. Predicting urban microclimatic conditions is thus crucial in order to understand and attenuate urban overheating and improve building resilience during periods of heat stress. This thesis intends to give a tool to perform advanced micro-meteorological simulations, capable of precisely modeling interactions between thermal infrared (TIR) radiation and urban atmosphere at micro-scale, whose effects are still poorly known and studied. This tool combines a computational fluid dynamics (CFD) solver based on the lattice Boltzmann method and performing large eddy simulations, and a TIR radiative solver in participating media which enables analyzing the effects of TIR/atmosphere interactions on heat balances and airflow in urban canopies. First, the TIR solver is applied and validated in an infinitely long street canyon configuration whose walls are hotter than air. Results show that mean absorbed TIR fluxes can be overestimated by $4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ to $12\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ at walls when the canyon air is taken transparent, for a street aspect ratio between 0.75 and 2.4. For an aspect ratio of 2.4, the associated underestimation of walls cooling potential is estimated to be between 23 % and 60 % under weak wind conditions. The need to use a rigorous sky spectral treatment at radiative boundaries opened to the sky is emphasized, this treatment being analysed in details. Secondly, simulations of mixed convection are carried out using the CFD solver in an infinitely long street canyon configuration at reduced scale, causing strong buoyancy effects on airflow by uniformly heating the street walls at high temperature. The statistically steady solutions obtained are compared to reference wind tunnel measures, allowing to validate the solver ability to reproduce the mean and turbulent features of mixed airflow and associated heat transfers, despite an inaccurate modeling of the wall boundary layers. Eventually, the coupling principles between the TIR and CFD solvers are presented and validated, then the coupled solver is applied to micro-meteorological simulation in an infinitely long street canyon at real scale, with a unit aspect ratio, under realistic meteorological boundary conditions. Several statistically steady and dynamic simulations are carried out in order to determine the impact of TIR/air interactions on surface radiative balance, airflow dynamics and nighttime wall cooling, after sunset. Results show that volumetric radiative powers within the air are not significant enough to noticeably impact buoyancy forces and thus the mixed airflow in the canyon. Additionally, taking the effects of TIR/air interactions on absorbed TIR fluxes at walls into account generates a mean surface cooling 4 % to 8 % faster than in the case where the atmosphere is assumed transparent. This overall work strengthen the feasibility of a high modeling level in a street canyon configuration, capable of providing detailed radiative, aeraulic and thermal data with a high resolution for dynamic studies of urban microclimates under the influence of TIR/atmosphere interactions. The field of application of this simulation methodology and analyses can be extended to a wider variety of urban forms, including eventually the effects of atmospheric pollutants on TIR and solar radiation in urban environments.

Keywords: Micro-meteorology, Urban microclimate, Computational fluid dynamics, Radiative transfer, SLW modeling, Participating medium, Infrared radiation, Numerical coupling, Radiation-atmosphere interactions, Large eddy simulation, Lattice Boltzmann method

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des matières

Remerciements **vii**

Résumé / Abstract **ix**

Table des matières **xiii**

Liste d'abréviations **xvii**

Nomenclature **xix**

Préambule **1**

1 Fondamentaux et problématique **3**
Introduction . . . 4
1.1 Les microclimats urbains . . . 4
1.1.1 Multiplicité des formes urbaines . . . 4
1.1.2 Une problématique d'échelle . . . 8
1.1.3 Modèles climatiques urbains existants . . . 9
1.1.4 Bilans énergétiques en zone urbaine . . . 11
1.1.5 Surchauffe urbaine et phénomène d'ICU . . . 14
1.1.6 Effet des microclimats urbains sur le confort et sur les besoins énergétiques des bâtiments . . . 15
1.1.7 Propos d'étape . . . 16
1.2 Échanges de chaleur par rayonnement dans la canopée urbaine . . . 17
1.2.1 Généralités . . . 17
1.2.2 Impact des formes urbaines sur les transferts radiatifs . . . 21
1.2.3 Impact des interactions IRT/atmosphère sur le rayonnement à l'échelle de la canopée . . . 29
1.3 Écoulements d'air dans la canopée urbaine . . . 32
1.3.1 Influence générale de la structure urbaine . . . 32
1.3.2 Effets de la flottabilité sur les écoulements . . . 36
1.3.3 Impact des interactions IRT/atmosphère sur les écoulements mixtes à l'échelle de la canopée . . . 45
1.4 Positionnement de la thèse . . . 46
1.4.1 Bilan et problématique . . . 46
1.4.2 Objectifs de thèse . . . 47
1.4.3 Méthodologie et structure du manuscrit . . . 47

2 Solveur radiatif atmosphérique pour le rayonnement IRT urbain **49**
Introduction . . . 50
2.1 Présentation du solveur radiatif et des modèles associés . . . 50
2.1.1 L'équation du transfert radiatif . . . 50

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.1.2 Bref historique des choix méthodologiques . . . 52
2.1.3 La méthode des volumes finis pour résoudre l'ETR . . . 55
2.1.4 Algorithme de résolution et conditions limites . . . 58
2.1.5 Paramètres numériques du solveur . . . 59
2.2 Intégration spectrale de l'ETR dans l'atmosphère urbaine . . . 60
2.2.1 Revue des approches possibles . . . 60
2.2.2 La méthode SLW . . . 61
2.2.3 Modélisation réaliste des luminances atmosphériques . . . 65
2.2.4 Traitement du ciel et continuité spectrale à l'interface . . . 73
2.2.5 Couplage spectral aux frontières ouvertes du domaine de calcul . . . 76
2.3 Validation du solveur et application en configuration urbaine . . . 77
2.3.1 Définition des cas d'étude . . . 77
2.3.2 Analyse de sensibilité au maillage FVM . . . 80
2.3.3 Impact qualitatif du traitement spectral du ciel . . . 82
2.3.4 Quantification des erreurs liées à l'approximation de l'atmosphère transparente . . . 86
Conclusions du chapitre . . . 92

3 Solveur LBM pour les simulations de convection mixte urbaines 95
Introduction . . . 96
3.1 Simulations numériques pour les écoulements thermiques . . . 96
3.1.1 Bases physiques des modèles CFD . . . 97
3.1.2 Approches de simulation . . . 99
3.1.3 Limites et recommandations . . . 104
3.2 Présentation du modèle de CFD retenu, basé sur la LBM . . . 106
3.2.1 L'équation de Boltzmann des gaz . . . 106
3.2.2 La méthode de Boltzmann sur réseau . . . 106
3.3 Résolution numérique avec le solveur *ProLB* . . . 109
3.3.1 Présentation générale de *ProLB* . . . 109
3.3.2 Modélisation de la turbulence . . . 111
3.3.3 Traitement proche-paroi pour la LES . . . 112
3.3.4 Validité de *ProLB* pour l'étude des écoulements urbains . . . 116
3.4 Validation des simulations de convection mixte en rue canyon . . . 118
3.4.1 Description des mesures de référence en soufflerie . . . 118
3.4.2 Paramétrisation des simulations . . . 120
3.4.3 Analyse de sensibilité au maillage . . . 125
3.4.4 Analyse des résultats et validation des simulations . . . 129
Conclusions du chapitre . . . 138

4 Couplage des solveurs et cas d'étude micro-météorologique 139
Introduction . . . 140
4.1 Modélisation de la dynamique thermique des parois . . . 140
4.1.1 Rôle clé des températures de surface du bâti . . . 140
4.1.2 Résolution de l'équation de la chaleur dans les parois . . . 141
4.1.3 Avancement temporel et bilan surfacique . . . 143
4.2 Principe du couplage des solveurs . . . 143
4.2.1 Enjeux du couplage au regard des objectifs . . . 143

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

4.2.2 Approches de couplage pour les études microclimatiques urbaines . . . 144
4.2.3 Principe de couplage retenu . . . 148
4.3 Validation du couplage en cavité 3D différentiellement chauffée remplie d'un mélange de gaz participant . . . 152
4.3.1 Description de la configuration . . . 152
4.3.2 Paramètres numériques . . . 154
4.3.3 Validation . . . 156
4.3.4 Conclusions de l'étude . . . 159
4.4 Étude de l'influence des interactions IRT/atmosphère dans une rue canyon . . 160
4.4.1 Configuration d'étude et méthodologie . . . 161
4.4.2 Description des simulations et analyse des résultats . . . 165
Conclusions du chapitre . . . 195

Conclusions et perspectives **197**

Bibliographie **203**

Table des figures **227**

Liste des tableaux **231**

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Liste d'abréviations

ALBDF	Absorption Line Blackbody Distribution Function	61
BGK	Bhatnagar-Gross-Krook	106
CFD	Computational Fluid Dynamics	198
DNS	Direct Numerical Simulation	153
ETR	Équation de Transfert Radiatif	198
FVM	Finite Volume Method	198
HRR-BGK	Hybrid Recursive Regularized-Bhatnagar-Gross-Krook	109
ICU	Îlot de Chaleur Urbain	140
IRT	Infrarouge Thermique Terrestre	197
LBL	Line-by-line	60
LBM	Lattice Boltzmann Method	198
LES	Large Eddy Simulation	198
MC	Monte Carlo	53
MLS	Mid-Latitude Summer	176
RANS	Reynolds-Averaged Navier-Stokes	144
SEM	Synthetic Eddy Method	123
SLW	Spectral Line Weighted-sum-of-gray-gases	198
SVF	Sky View Factor	177
U-RANS	Unsteady - Reynolds-averaged Navier-Stokes	104

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Nomenclature

Caractères latins

Général

A	Aire d'une facette	$[\mathrm{m}^2]$
a	Diffusivité thermique	$[\mathrm{m}^2\,\mathrm{s}^{-1}]$
C	Capacité thermique volumique	$[\mathrm{J}\,\mathrm{m}^{-3}\,\mathrm{K}^{-1}]$
c, c_p	Capacité thermique massique	$[\mathrm{J}\,\mathrm{kg}^{-1}\,\mathrm{K}^{-1}]$
e	Épaisseur	[m]
f	Fréquence de couplage	[itérations par cycle]
H	Hauteur de bâtiment	[m]
K	Conductance thermique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-2}\,\mathrm{K}^{-1}]$
k	Conductivité thermique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-1}\,\mathrm{K}^{-1}]$
L	Longueur de rue	[m]
$\mathbf{n}$	Vecteur unitaire normal à une surface	[–]
$\mathbf{n}_z^+$	Vecteur unitaire au plan horizontal et pointant vers le ciel	[–]
p	Pression	[Pa]
Q^*	Composante radiative du bilan énergétique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-2}]$
Q_F	Composante anthropique du bilan énergétique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-2}]$
Q_H	Composante sensible du bilan énergétique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-2}]$
Q_L	Composante latente du bilan énergétique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-2}]$
Q_S	Composante de stockage du bilan énergétique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-2}]$
q	Flux de chaleur	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-2}]$
R	Résistance thermique	$[\mathrm{m}^2\,\mathrm{K}\,\mathrm{W}^{-1}]$
r	Facteur de raffinement	[–]
S_q	Source de chaleur volumique	$[\mathrm{W}\,\mathrm{m}^{-3}]$
T	Température	[K]
t	Temps	[s]
V	Volume	$[\mathrm{m}^3]$
W	Largeur de rue	[m]
$\mathbf{x}$	Vecteur position	[m]
x, y, z	Coordonnées spatiales	[m]
Y	Fraction molaire	[–]

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Grandeurs aérauliques

C_S	Constante de Smagorinsky	[–]
c	Constante de Vreman	[–]
c_s	Vitesse du son dans le milieu	$[m\,s^{-1}]$
c_{sr}	Constante du réseau LBM	[–]
E	Énergie turbulente	
f	Fonction de distribution de la densité de particules (LBM)	$[kg\,s^3\,m^{-6}]$
$f^{(0)}$	Fonction d'équilibre (LBM)	$[kg\,s^3\,m^{-6}]$
Gr	Nombre de Grashof	[–]
$\mathbf{g}$	Vecteur accélération de la pesanteur	$[m\,s^{-2}]$
g	Valeur de l'accélération de la pesanteur	$[m\,s^{-2}]$
h_c	Coefficient d'échange convectif	$[W\,m^{-2}\,K^{-1}]$
K	Énergie cinétique turbulente	$[m^2\,s^{-2}]$
k	Nombre d'onde	
l	Échelle intégrale de la turbulence	[m]
Ma	Nombre de Mach	[–]
Pr	Nombre de Prandtl	[–]
Pr_t	Nombre de Prandtl turbulent	[–]
$q_{w,n}$	Flux thermique proche-paroi	$[W\,m^{-2}]$
Ra	Nombre de Rayleigh	[–]
Re	Nombre de Reynolds	[–]
Ri	Nombre de Richardson	[–]
T_τ	Température de friction proche-paroi	[K]
T^+	Température adimensionnelle proche-paroi	[–]
U	Vitesse moyenne	$[m\,s^{-1}]$
$\mathbf{u}$	Vecteur vitesse	$[m\,s^{-1}]$
u, v, w	Composantes du vecteur vitesse	$[m\,s^{-1}]$
u_τ	Vitesse de friction proche-paroi	$[m\,s^{-1}]$
u^+	Vitesse adimensionnelle proche-paroi	[–]
u^*	Vitesse de friction de la couche limite atmosphérique	$[m\,s^{-1}]$
y^+	Distance adimensionnelle proche-paroi	[–]
z_0	Longueur de rugosité aérodynamique	[m]

Grandeurs radiatives

A	Part absorbée de l'irradiance	$[W\,m^{-2}]$
a	Poids de gaz gris	[–]
c	Vitesse du rayonnement dans le milieu	$[m\,s^{-1}]$
c_0	Vitesse du rayonnement dans le vide	$[m\,s^{-1}]$
$\mathbf{D}$	Vecteur des facteurs directionnels (méthode FVM)	[sr]
D	Facteur directionnel (méthode FVM)	[sr]
E	Émittance	$[W\,m^{-2}]$
F	ALBDF	[–]
$\tilde{F}$	Valeur incrémentale de l'ALBDF (méthode SLW)	[–]
H	Fonction de Heaviside	[–]
h	Constante de Planck	[J s]
I	Irradiance	$[W\,m^{-2}]$
k_B	Constante de Boltzmann	$[J\,K^{-1}]$
L	Luminance	$[W\,m^{-2}\,sr^{-1}]$
n	Indice de réfraction du milieu	[–]
$\mathbf{q}_r$	Vecteur densité de flux radiatif	$[W\,m^{-2}]$
R	Part réfléchie de l'irradiance	$[W\,m^{-2}]$
w	Poids de quadrature de Gauss-Legendre	[–]
x	Nœud de quadrature de Gauss-Legendre	[–]

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Caractères grecs

Général

δ_{ij}	Symbole de Kronecker	$[-]$
ΔQ_{A}	Composante d'advection horizontale du bilan énergétique	$\left[\mathrm{W\,m^{-2}}\right]$
Δt	Pas de temps	$[\mathrm{s}]$
Δx	Espacement de maillage	$[\mathrm{m}]$
Φ	État thermodynamique du milieu	
ρ	Masse volumique	$\left[\mathrm{kg\,m^{-3}}\right]$

Grandeurs aérauliques

β	Coefficient d'expansion thermique du fluide	$\left[\mathrm{K^{-1}}\right]$
$\overline{\Delta}$	Filtre spatial	$[\mathrm{m}]$
θ	Température réduite	$[\mathrm{K}]$
κ	Constante de von Karman	$[-]$
μ	Viscosité dynamique	$[\mathrm{Pa\,s}]$
$\nu = \dfrac{\mu}{\rho}$	Viscosité cinématique	$\left[\mathrm{m^2\,s^{-1}}\right]$
$\boldsymbol{\xi}$	Vecteur vitesse des particules (LBM)	$\left[\mathrm{m\,s^{-1}}\right]$
$\boldsymbol{\tau}$	Tenseur des contraintes visqueuses	$[\mathrm{Pa}]$
τ	Temps de relaxation (LBM)	$[\mathrm{s}]$
τ_{w}	Contrainte de cisaillement proche-paroi	$[\mathrm{Pa}]$
$\widetilde{\tau}$	Temps de relaxation adimensionné (LBM)	$[-]$
Ω	Opérateur de collision (LBM)	$\left[\mathrm{kg\,s^2\,m^{-6}}\right]$

Grandeurs radiatives

α	Absorptivité de surface	$[-]$
α_{inc}	Angle d'incidence	$[\mathrm{rad}]$
Δ_j	Ensemble d'intervalles spectraux d'un gaz gris (méthode SLW)	$\left[\mathrm{cm^{-1}}\right]$
ΔV	Volume de contrôle (cellule radiative)	$\left[\mathrm{m^3}\right]$
$\Delta\Omega$	Angle de contrôle	$[\mathrm{sr}]$
ε	Émissivité de surface	$[-]$
$\varepsilon_{\mathrm{gris}}$	Émissivité du corps gris	$[-]$
η	Nombre d'onde	$\left[\mathrm{m^{-1}}\right]$
θ	Angle polaire	$[\mathrm{rad}]$
κ	Coefficient d'absorption du milieu	$\left[\mathrm{m^{-1}}\right]$
κ_{gris}	Coefficient d'absorption du milieu gris	$\left[\mathrm{m^{-1}}\right]$
κ_{P}	Coefficient d'absorption moyen de Planck	$\left[\mathrm{m^{-1}}\right]$
$\tilde{\kappa}$	Valeur incrémentale du coefficient d'absorption (méthode SLW)	$\left[\mathrm{m^{-1}}\right]$
λ	Longueur d'onde	$[\mathrm{m}]$
ν	Fréquence	$[\mathrm{Hz}]$
ρ	Réflectivité de surface	$[-]$
σ	Constante de Stefan-Boltzmann	$\left[\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-4}}\right]$
φ	Angle azimutal	$[\mathrm{rad}]$
χ	Facteur du schéma spatial (méthode FVM)	$[-]$
Ω	Angle solide	$[\mathrm{sr}]$
$\boldsymbol{\omega}$	Vecteur unitaire (direction) de propagation	$[-]$

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Indices et exposants

Général

c	Chaud
f	Froid
cpl	Relatif au couplage
s	Relatif à une surface
min	Minimum
max	Maximum
ext	Extérieur
in	Intérieur
conv	Convectif

Grandeurs aérauliques

0	Relatif à l'état de référence
H	Relatif à la hauteur caractéristique
i	Variable d'incrémentation liée aux vitesses du réseau LBM
l	Relatif à l'échelle intégrale
loc	Local
sm	Sous-maille

Grandeurs radiatives

atm	Atmosphérique
b	Relatif au corps noir
cont	Relatif au continuum de luminances
η	Spectral (relatif à un nombre d'onde)
g	Relatif au gaz
i	Variable d'incrémentation des directions de propagation
int	Relatif à l'interface
IRT	Relatif au domaine IRT
j	Variable d'incrémentation des gaz gris
sol	Relatif au domaine solaire
$\downarrow$	Sens descendant
$+$	À l'interface côté ciel
$-$	À l'interface côté domaine de calcul

Opérateurs

∂	Dérivée partielle
Δ	Différence
d	Différence infinitésimale
$\boldsymbol{\nabla}$	Gradient
$(\boldsymbol{\nabla}\cdot)$	Divergence
$\|\cdot\|$	Norme d'un vecteur
$\overline{x}$	Moyenne statistique
x'	Fluctuations autour de la moyenne statistique
$\widetilde{x}$	Filtrage (approche LES)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Préambule

Au cours des deux derniers siècles, l'environnement urbain s'est imposé comme la norme pour une large partie de la population mondiale. De 1800 à 2019, cette dernière est passée de 1 à 7,7 milliards de personnes, tandis que dans le même temps la part des personnes vivant en zone urbaine a atteint plus de 50 %, avec un fort taux d'urbanisation pour les pays à revenu élevé dès 1800. Les pays à revenu intermédiaire ont connu le rythme d'urbanisation le plus élevé depuis 1950. Ainsi en 2022, la part de la population vivant dans des zones urbaines était supérieure à 80 % dans l'essentiel des pays d'Amérique et d'Europe de l'Ouest. Les pays à faible revenu devraient connaître une urbanisation croissante dans les décennies à venir, avec une part de population urbaine dépassant 50 % d'ici 2050. Au global, deux tiers de la population mondiale vivra dans des zones urbaines d'ici le milieu du siècle [UN, 2019a,b].

Cette croissance de la population mondiale et son urbanisation massive se sont irrémédiablement accompagnées d'une expansion spatiale rapide des zones urbaines, toujours à l'œuvre aujourd'hui. La population vivant dans des villes de taille moyenne (1 à 5 millions d'habitants) a doublé entre 1990 et 2018, et devrait encore augmenter de 28 % entre 2018 et 2030. De larges aires métropolitaines voire des méga-villes voient constamment le jour, tout particulièrement en Asie et en Afrique. Ainsi en 1990, on dénombrait 10 villes de plus de 10 millions d'habitants (représentant 7 % de la population mondiale). Ce nombre a triplé (surtout en Asie) et représentait en 2018 13 % de la population mondiale [UN, 2019b]. Le phénomène est tel que l'ère géologique actuelle, reconnue par beaucoup de spécialistes de différents domaines comme l'époque de l'« Anthropocène », est parfois pensée comme un « Urbanocène » [Burdett et Sudjic, 2011; Burdett et Rode, 2018; Lussault, 2019].

Les villes contribuent à la modification du climat et des conditions atmosphériques à l'échelle locale, régionale voire globale par leur structure et les activités qu'elles abritent. Les îlots de chaleur urbains, caractérisés par une augmentation des températures d'air et de surface dans les villes par rapport à leur périphérie, sont un exemple caractéristique des impacts urbains sur les microclimats des villes. L'accroissement sans équivoque des températures d'air minimales et maximales depuis les années 1950 dans toutes les zones climatiques et régions du monde [IPCC, 2021], couplé à l'expansion urbaine globale, s'est accompagné de changements directs, de plus en plus marqués des conditions microclimatiques à l'échelle de la ville. De nombreuses zones urbaines partout sur la planète ont connu une augmentation statistiquement significative du nombre de vagues de chaleur et de la fréquence de jours chauds et de nuits chaudes sur la période 1973−2012 [Mishra *et al.*, 2015], qui s'accompagne de risques accrus pour la santé des populations urbaines [Heaviside *et al.*, 2017]. Dès lors, les pouvoirs publics font preuve d'un intérêt toujours plus grand pour le maintien du confort en ville, en extérieur comme dans les bâtiments.

Ce contexte explique sans doute la croissance exponentielle du nombre de publications scientifiques en lien avec la climatologie urbaine depuis la fin du XXème siècle [1]. La climatologie urbaine s'est en effet imposée comme une discipline académique établie et foisonnante,

1. En 2022, on comptait ainsi plus de 65 000 références traitant des climats urbains sur la base de données bibliographiques *Web of Science*, contre 1800 en 2000 et à peine quelques dizaines en 1980.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

visant à fournir le bagage scientifique nécessaire à la conception et la gestion de zones urbaines plus sûres, saines et résilientes.

C'est dans la continuité de ces avancées en matière de climatologie urbaine que s'inscrit le travail de recherche que nous allons présenter dans ce manuscrit. Le premier chapitre nous permettra de préciser le contexte de ce travail et d'en cadrer la problématique, pour ensuite présenter, dans les chapitres suivants, les résultats, analyses et discussions en lien avec les objectifs fixés.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 1

Fondamentaux et problématique

Sommaire

Introduction **4**
1.1 Les microclimats urbains **4**
1.1.1 Multiplicité des formes urbaines 4
1.1.2 Une problématique d'échelle 8
1.1.3 Modèles climatiques urbains existants 9
1.1.4 Bilans énergétiques en zone urbaine 11
1.1.4.1 Formulation 11
1.1.4.2 Impact des formes urbaines sur les bilans 12
1.1.5 Surchauffe urbaine et phénomène d'ICU 14
1.1.6 Effet des microclimats urbains sur le confort et sur les besoins énergétiques des bâtiments 15
1.1.7 Propos d'étape 16
1.2 Échanges de chaleur par rayonnement dans la canopée urbaine . . . **17**
1.2.1 Généralités 17
1.2.1.1 Le rayonnement du corps noir 17
1.2.1.2 L'irradiance solaire à la surface de la Terre 19
1.2.1.3 Le rayonnement infrarouge thermique terrestre 20
1.2.2 Impact des formes urbaines sur les transferts radiatifs 21
1.2.2.1 Prise en compte de la structure urbaine 21
1.2.2.2 Définition des propriétés optiques de surface 24
1.2.2.3 Nature des surfaces urbaines 27
1.2.3 Impact des interactions IRT/atmosphère sur le rayonnement à l'échelle de la canopée 29
1.3 Écoulements d'air dans la canopée urbaine **32**
1.3.1 Influence générale de la structure urbaine 32
1.3.2 Effets de la flottabilité sur les écoulements 36
1.3.2.1 Aspects thermiques liés aux écoulements 36
1.3.2.2 Effets de la flottabilité observés in-situ 38
1.3.2.3 Effets de la flottabilité observés à échelle réduite 40
1.3.2.4 Origine des différences observées à échelles réelle et réduite . . 43
1.3.2.5 Études numériques 44
1.3.3 Impact des interactions IRT/atmosphère sur les écoulements mixtes à l'échelle de la canopée 45
1.4 Positionnement de la thèse **46**
1.4.1 Bilan et problématique 46
1.4.2 Objectifs de thèse 47
1.4.3 Méthodologie et structure du manuscrit 47

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

Ce premier chapitre présente les éléments de contexte nécessaires au cadrage du sujet de thèse. Ainsi, dans une première partie, les enjeux de modélisation liés aux microclimats et aux bilans énergétiques urbains sont discutés. Au regard de ces enjeux, les fondamentaux concernant les transferts radiatifs infrarouges ainsi que les écoulements d'air en milieu urbain sont abordés, avec pour finalité d'identifier une des limites existantes dans les connaissances scientifiques propres à ces aspects. Cette limite tient à l'évaluation de l'impact des interactions entre rayonnement et atmosphère à l'échelle urbaine sur les bilans radiatifs d'une part et sur la convection mixte d'autre part. Sur cette base, la problématique, les objectifs et la méthodologie des travaux effectués sont exposés au terme de ce chapitre.

1.1 Les microclimats urbains

1.1.1 Multiplicité des formes urbaines

Les milieux urbains se caractérisent par un environnement substantiellement modifié par les humains, les surfaces naturelles étant fortement artificialisées dans le but de loger les citadins, favoriser les déplacements et mettre en place des infrastructures nécessaires à l'activité économique intense propre aux villes. Cette artificialisation urbaine se traduit par l'édification de bâtiments, de voiries et de réseaux à partir de matériaux courants en génie civil (le béton et les enrobés étant des exemples emblématiques de l'expansion urbaine). Dans un souci d'amélioration de l'environnement urbain, l'aménagement et l'organisation de ces zones urbaines, appelés urbanisme, peuvent aboutir à la présence plus ou moins importante de zones végétalisées comme des parcs ou des espaces verts. Les surfaces urbaines résultant de ces aménagements présentent donc des propriétés très différentes des surfaces caractérisant les zones rurales alentour, qui sont moins artificialisées ou naturelles.

Une « forme urbaine » fait référence à l'ensemble des propriétés permettant de décrire les caractéristiques générales et moyennes d'une zone urbaine donnée. Selon la définition proposée par Oke *et al.* [2017], la forme urbaine rend compte de la structure de la ville, de la constitution du tissu urbain et de l'étendue surfacique relative des types de couvert qui la composent.

La structure urbaine La configuration tri-dimensionnelle des bâtiments et des infrastructures de la ville la dote d'une structure aux caractéristiques morphologiques particulières. Chaque élément urbain (bâtiment, route, cour, etc) ayant sa géométrie propre, l'agencement plus ou moins hétérogène de ces éléments donne lieu à des blocs urbains (îlots, canyons, etc) de typologie unique et propre à la zone étudiée.

La constitution du tissu urbain La construction des infrastructures urbaines et du bâti mobilise une diversité de matériaux de construction principalement minéraux mais aussi métalliques, plastiques, etc. Ces matériaux présentent des propriétés thermiques particulières qui les différencient des éléments naturels (terre, herbe, arbres, etc), également présents en milieu urbain mais en des proportions moindres que dans les zones rurales environnantes.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La couverture surfacique La totalité de la surface apparente d'une zone urbaine peut être globalement départagée en trois types de couverture surfacique : la surface de bâtiments, la surface végétalisée et le reste correspondant à du terrain imperméable (chaussée, terrains artificialisés, etc).

Des indicateurs permettent de caractériser les propriétés morphologiques de ces zones urbaines, que ce soit à l'échelle de la rue ou à une échelle plus large, en lien avec leurs particularités climatiques comme nous le verrons. Parmi les indicateurs les plus courants [Oke, 1988; Grimmond et Oke, 1999; Oke *et al.*, 2017], on retrouve notamment les indicateurs suivants (regroupés dans la Tab. 1.1) :

- Le rapport d'aspect des rues (rapport de la hauteur moyenne des bâtiments H sur la largeur moyenne des rues W) ainsi que le rapport de la longueur moyenne des rues L sur la largeur moyenne des rues W,

- Le Sky View Factor (SVF) qui donne la portion du ciel vue depuis un point dans la rue relativement à l'hémisphère céleste totale, et mesure donc l'ouverture des éléments urbains sur le ciel et l'atmosphère terrestre,

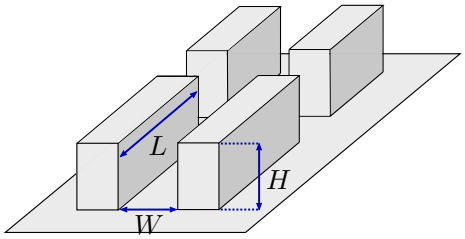
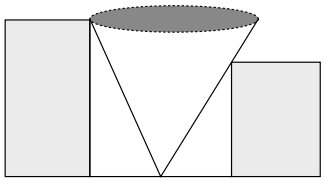
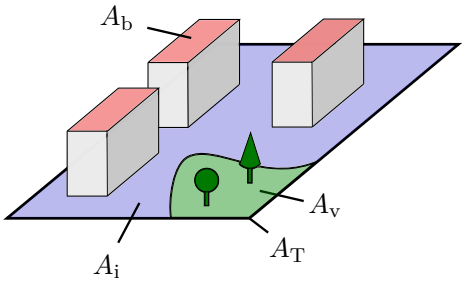
- La fraction de couverture surfacique horizontale de bâtiments, de végétation et de terrain imperméable respectivement. Elle est calculée en rapportant la surface plan occupée par ces types de couverture à une surface plan totale assez large pour être représentative de la zone urbaine d'intérêt.

Au travers de sa structure, sa constitution et ses caractéristiques surfaciques, le tissu urbain peut donc revêtir de multiples formes qui lui confèrent une multiplicité de spécificités thermophysiques affectant localement les échanges de matière et de chaleur. Ces échanges fortement interdépendants sont à l'origine de particularités microclimatiques propres à chaque forme urbaine. Au sein de la canopée urbaine, qui désigne ici l'espace extérieur au bâti s'étendant du sol jusqu'à la hauteur moyenne des bâtiments [1], le caractère fortement hétérogène de la structure et des surfaces rend d'autant plus complexe l'environnement climatique. La Fig. 1.1 présente de manière schématique et simplifiée la multiplicité d'échanges thermiques au sein d'une canopée urbaine influençant le microclimat local. Ce dernier reflète les tendances climatiques récurrentes observables à petite échelle dans une zone urbaine particulière. Les particularités microclimatiques sont étroitement corrélées aux spécificités locales des formes urbaines associées mais également au climat régional. Le rayonnement solaire est la principale source de chaleur, dont l'apport au sein de la canopée est disparate du fait des ombrages, à laquelle s'ajoute les rejets de chaleur d'origine humaine (climatisation, transports, réseaux énergétiques, etc). Les effets convectifs et le rayonnement infrarouge participent à redistribuer la chaleur au sein du système urbain et à refroidir la canopée par échange avec les couches atmosphériques supérieures. La chaleur accumulée dans la canopée, conduite et stockée/déstockée dans le tissu urbain, conditionne les ambiances intérieures et extérieures, notamment les températures des surfaces extérieures . Les transferts d'humidité participent également aux échanges de chaleur latents. La gestion de l'assainissement, la présence de

1. Cet espace est habituellement désigné comme la « couche de canopée urbaine » (urban canopy layer en anglais) d'un point de vue atmosphérique, ce qui permet notamment de bien différencier cette couche spécifique des couches atmosphériques supérieures. Cette appellation est abrégée en « canopée urbaine » dans ce manuscrit.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 1.1 – Sélection d'indicateurs urbains en lien avec la caractérisation du climat spécifique à chaque forme urbaine.

Désignation	Illustration
Rapport d'aspect H/W des rues Rapport longueur sur largeur L/W des rues	
Facteur de vue du ciel (SVF)	
Fraction de couverture surfacique de : • bâtiments A_b/A_T • végétation A_v/A_T • terrain imperméable (routes, parkings, etc) A_i/A_T	

points d'eau ou encore l'évapo-transpiration de la végétation jouent par exemple un rôle clé dans la régulation des microclimats urbains.

Le concept de rue canyon est fondamental dans l'étude des climats urbains puisqu'il s'agit du modèle géométrique urbain le plus simple et le plus documenté. Une rue canyon est formée de deux façades de bâtiments adjacents et du sol entre les deux. Le volume d'air dans le canyon a donc trois faces correspondant à des surfaces actives (façades et sol) ainsi que trois faces ouvertes (la face du haut au niveau des toits et les deux extrémités de la rue) [Oke, 1987]. Usuellement, une rue canyon est pensée comme une forme quasi 2D dont la longueur L est bien plus importante que la hauteur H des bâtiments et la largeur W de la rue. Elle peut être utilisée comme entité isolée (Fig. 1.2a), par exemple pour étudier les structures d'écoulement de l'air entre les bâtiments en fonction du rapport d'aspect H/W, bien que dans ce cas l'effet de son environnement ne puisse pas être pris en compte. Pour remédier à ce problème, des rangées successives de rues canyons peuvent être utilisées. Il s'agit d'ailleurs d'une typologie simplifiée largement utilisée pour les études climatiques urbaines [Cleugh et Grimmond, 2012]. Afin de prendre en compte les effets dus à la configuration 3D d'une zone urbaine, d'autres typologies simplifiées sont régulièrement rencontrées dans la littérature, comme par exemple un arrangement matriciel de longs parallélépipèdes rectangles ou de cubes, disposés selon un alignement régulier (Fig. 1.2b) ou en quinconce.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

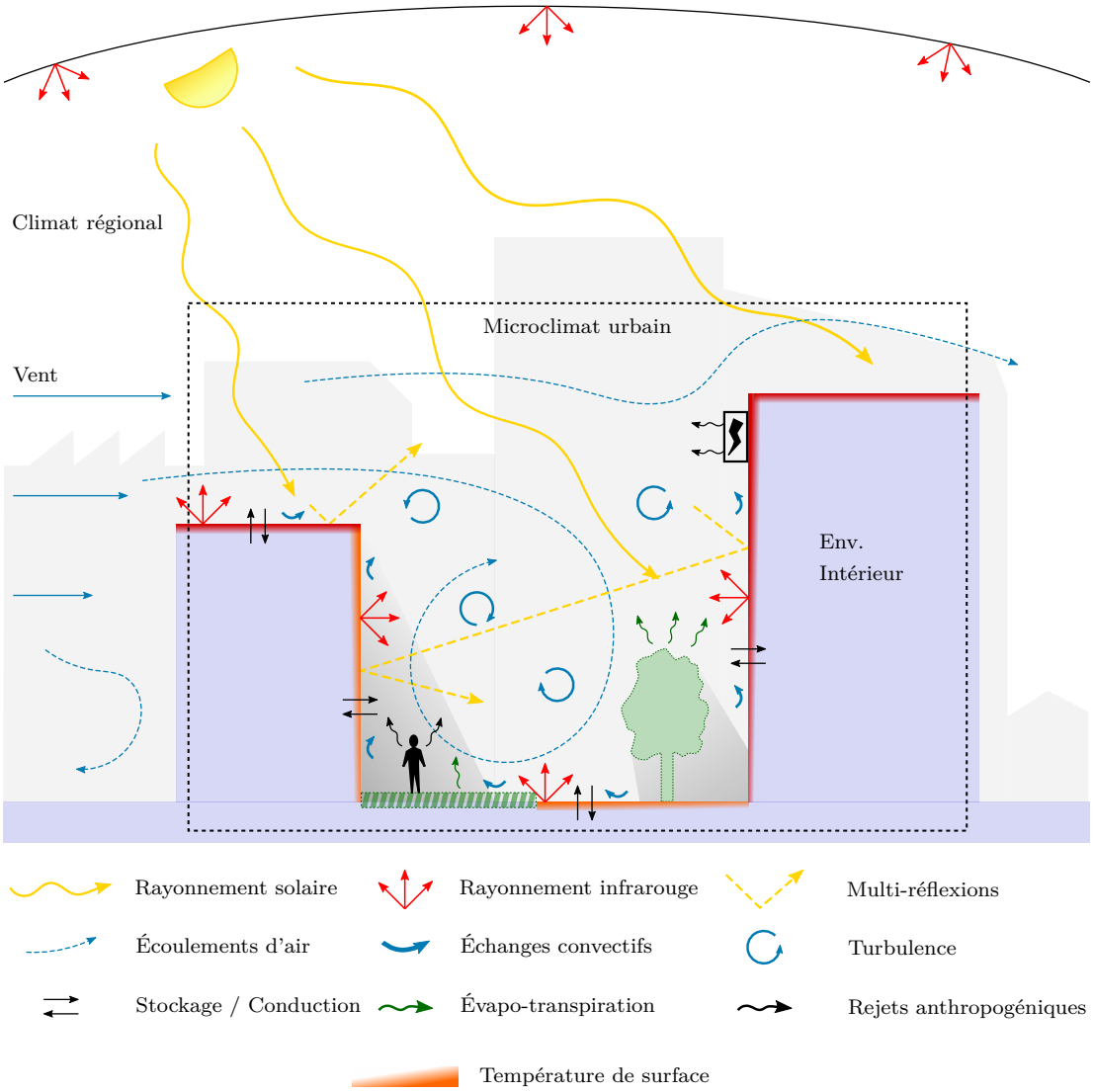
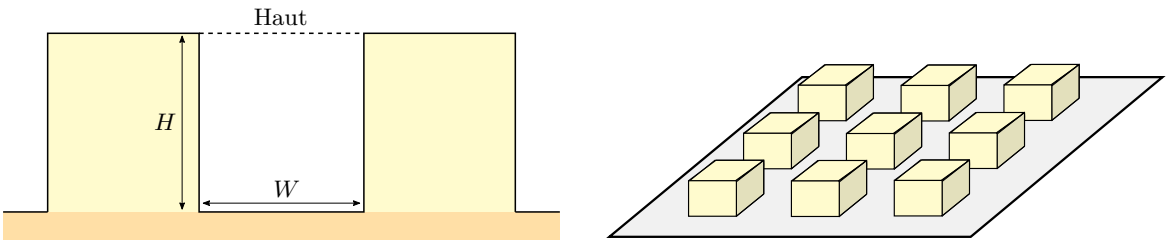


FIGURE 1.1 – Phénomènes physiques et thermiques prenant place au sein des canopées urbaines et influençant l'environnement thermique extérieur et les microclimats urbains.



(a) Rue canyon isolée (b) Arrangement régulier de bâtiments

FIGURE 1.2 – Typologies classiques permettant de représenter une configuration urbaine de manière simplifiée.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.1.2 Une problématique d'échelle

Au delà de la diversité d'interactions thermiques dans la canopée urbaine, l'évolution des conditions climatiques y régnant est soumise à des dynamiques spatio-temporelles de natures très différentes, qui sont en outre interdépendantes. Par exemple, l'intensité du rayonnement solaire chauffant la façade d'un bâtiment peut varier instantanément et fortement du fait des effets d'ombrage ou de passages nuageux, impactant le forçage thermique au niveau de sa surface. À contrario, la dynamique de la conduction de la chaleur dans les parois, qui est conditionnée par ce forçage thermique, est plutôt lente avec des périodes caractéristiques journalières du fait de l'inertie du bâti. Concernant les phénomènes atmosphériques auxquels les zones urbaines sont soumises, la Fig. 1.3 présente les échelles spatiales et temporelles caractéristiques qui leur sont associées.

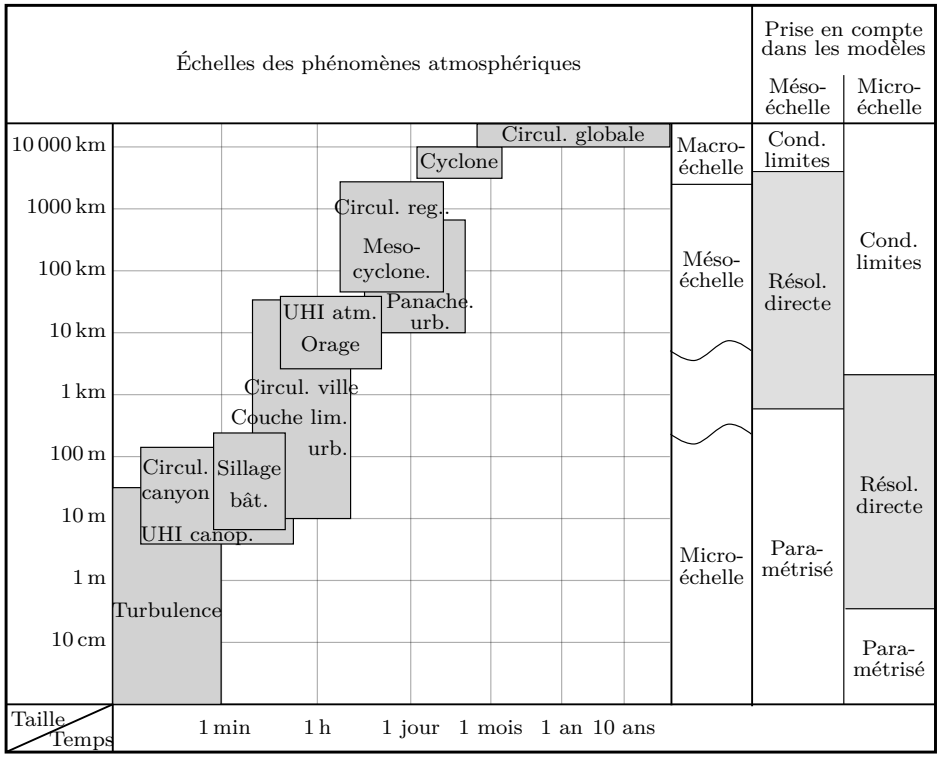


FIGURE 1.3 – Échelles caractéristiques de quelques phénomènes atmosphériques associés aux climats urbains et leur prise en compte dans les modèles de méso-échelle et de micro-échelle. Adapté de [Schlünzen *et al.*, 2011] et complété à partir de [Oke *et al.*, 2017].

Les principales échelles d'intérêt dans l'étude du climat urbain vont de la micro-échelle à la méso-échelle :

Micro-échelle À micro-échelle, d'étendue horizontale jusqu'à près d'1 km et de temps caractéristique allant de quelques secondes à quelques heures, les éléments constituant la ville comme les bâtiments viennent perturber de manière conséquente les écoulements en agissant comme des obstacles. Les températures de surface et d'air peuvent varier de plusieurs degrés rapidement et sur de courtes distances, affectant le microclimat de la zone [Oke, 2006]. De même, les transferts de chaleur par rayonnement sont directement conditionnés par la géométrie et les propriétés radiatives locales comme nous le verrons par la suite.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Méso-échelle À méso-échelle, d'étendue horizontale de l'ordre de $10-1000$ km et de temps caractéristique allant de l'heure à la journée, les écoulements atmosphériques sont perturbés par la topographie générale des zones urbaines formant une surface de rugosité importante. Les transferts de masse et d'énergie entre la surface urbaine et l'atmosphère impactent également la couche limite atmosphérique et donc le climat à l'échelle de la ville voire de la région. Réciproquement, les spécificités des écoulements atmosphériques à méso-échelle vont conditionner directement les forçages climatiques à micro-échelle, par exemple via l'intensité du vent dans la couche limite atmosphérique ou encore les propriétés atmosphériques impactant les rayonnements solaire et infrarouge reçus au niveau des surfaces urbaines.

Il est courant de rencontrer dans la littérature le terme d'échelle « locale », échelle intermédiaire entre la micro-échelle et la méso-échelle, qui s'étend horizontalement d'environ 100 m à 50 km avec des temps caractéristiques inférieurs à la journée. Cette échelle est assez grande pour exclure les effets de micro-échelle, reflétant plutôt une moyenne des conditions climatiques des zones urbaines environnantes présentant des similarités de forme [Oke, 2006; Oke *et al.*, 2017]. Elle peut faire référence à l'échelle d'un quartier ou d'un ensemble de blocs urbains par exemple. Dans nos travaux, nous réservons l'utilisation du terme « local » pour désigner une échelle très localisée au sein de la canopée urbaine.

La micro-météorologie urbaine désigne l'étude des grandeurs météorologiques à micro-échelle permettant de mieux comprendre les phénomènes météorologiques spécifiques à une forme urbaine, une typologie de bâti ou encore un bloc urbain particulier. La micro-météorologie s'inscrit dans un objectif plus global d'étude et de caractérisation des microclimats urbains, fortement dépendants des caractéristiques thermiques de la canopée urbaine à micro-échelle, et dont la dynamique globale est conditionnée par les phénomènes météorologiques plus larges. Si la zone d'intérêt pour l'étude microclimatique est clairement identifiée, il est nécessaire de connaître les conditions météorologiques aux limites de cette zone avec précision. Autrement dit, la séparation complète d'échelle n'est pas envisageable dans l'étude des microclimats urbains.

1.1.3 Modèles climatiques urbains existants

Comme nous venons de le voir, les phénomènes atmosphériques urbains prenant place à une échelle donnée conditionnent les phénomènes à des échelles plus grandes ou plus petites. Ainsi lorsque ces phénomènes sont modélisés, les modèles doivent prendre en compte les phénomènes prenant place à d'autres échelles que l'échelle d'étude, et ce au travers des conditions limites et des paramétrisations des modèles.

La modélisation climatique urbaine peut être réalisée aux différentes échelles présentées à la section précédente, en fonction de l'étendue de la zone représentée et de la résolution spatiale à laquelle les équations de bilan sont écrites. Les solveurs climatiques urbains existants couvrent ainsi une gamme d'échelles spatio-temporelles allant de la méso-échelle à la micro-échelle. La revue suivante donne une classification simplifiée et non-exhaustive de ces solveurs climatiques urbains en fonction de leur échelle d'intérêt [Lauzet *et al.*, 2019; Rodler *et al.*, 2021] :

- À méso-échelle, une ville entière (et éventuellement sa périphérie) peut être prise en compte, les caractéristiques locales de la canopée étant paramétrisées (Fig. 1.3) du fait de la faible résolution horizontale du maillage (de dimension typiquement supérieure

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

à 200 m) qui ne permet pas de représenter explicitement les formes urbaines. Les modèles utilisés sont notamment orientés sur l'étude des interactions entre la surface urbaine [2] et la couche limite atmosphérique. Dans cette catégorie, nous retrouvons des outils tels que *MESO-NH* [Lac *et al.*, 2018] ou *WRF* [Skamarock *et al.*, 2008] dont la paramétrisation des surfaces urbaines s'effectue avec les schémas *TEB* [Masson, 2000] et *BEP* [Martilli *et al.*, 2002] respectivement. Ces derniers représentent les zones urbaines à partir d'un modèle de rue canyon équivalente ayant les propriétés moyennes de la ville considérée. Ces outils de paramétrisation de la physique dans la canopée urbaine sont usuellement appelés « modèles de canopée urbaine ». Grimmond *et al.* [2010] fournissent une revue plus détaillée des modèles de canopée urbaine existants et de leurs principes sous-jacents.

- À micro-échelle, les phénomènes météorologiques au sein d'un quartier ou d'une zone plus restreinte peuvent être représentés. Les effets des phénomènes de plus grande échelle sont alors pris en compte au travers des conditions limites tandis que les plus petites interactions telle que la turbulence sont paramétrisées (Fig. 1.3). Deux familles de modèles de quartier peuvent être distinguées. La première regroupe des modèles qui transcrivent l'impact de la structure du bâti, des matériaux, de la végétation, etc, sur les conditions micro-météorologiques calculées au travers de paramètres moyens tels que la rugosité, l'albédo, etc, sans représenter explicitement les formes urbaines. Ils produisent des données homogènes pour l'ensemble du quartier considéré, les caractéristiques climatiques étant supposées constantes dans la canopée urbaine. Les solveurs *UWG* [Bueno *et al.*, 2013], *CAT* [Erell et Williamson, 2006] ou encore *CIM* [Mauree *et al.*, 2017] peuvent être classés dans cette première famille. La deuxième famille regroupe des modèles reposant sur le maillage des surfaces et de l'air, de sorte à fournir une représentation détaillée des variables micro-météorologiques au sein de la canopée urbaine. L'avantage de ce type de modèle est que la structure tri-dimensionnelle du bâti et les caractéristiques locales sont représentées de manière explicite, et les conditions microclimatiques sont calculées avec une haute résolution. Toutefois, cela demande des ressources de calcul conséquentes comparées à celles de la première famille de modèles paramétriques. Le solveur *ENVI-met* [Bruse et Fleer, 1998] appartient à cette catégorie. Il effectue des simulations aérauliques et radiatives en incluant les transferts d'humidité et peut prendre en compte la végétation. *SOLENE-Microclimat* [Musy *et al.*, 2015] couple le solveur aéraulique *Code_Saturne* avec divers solveurs thermo-radiatifs incluant la modélisation des transferts latents et des effets de la végétation. *Code_Saturne* a également été couplé à un solveur radiatif spécifique pour effectuer des simulations micro-météorologiques dans des configurations urbaines explicites [Milliez, 2006; Qu *et al.*, 2012]. Certains modèles utilisent une description explicite de l'environnement urbain en traitant l'aéraulique à partir d'une approche zonale, sans recourir à des modèles numériques détaillés (le volume d'air est alors découpé en macro-cellules adaptées à la géométrie et aux phénomènes) [Bozonnet, 2005; Yao *et al.*, 2011; Gros, 2013; Liang *et al.*, 2018; Soriano, 2023; Barone, 2024], ce qui rend les coûts de calcul plus raisonnables que pour les modèles cités avant. À une

2. Le terme « surface urbaine » est entendu ici comme un volume extensif suffisamment grand et homogène, englobant la canopée urbaine, une partie de la couche limite atmosphérique urbaine ainsi que la bâti et une partie de la couche superficielle du sol, représentatif des échanges thermiques moyens d'une zone urbaine donnée.

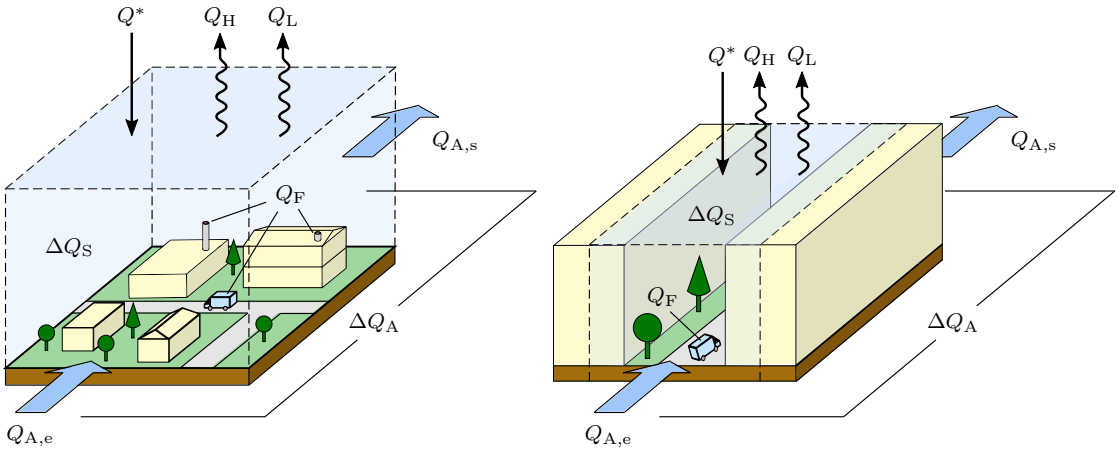
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

échelle plus petite que le quartier, l'ensemble de ces modèles de micro-échelle peuvent être utilisés pour étudier les conditions micro-météorologiques dans une rue en particulier, qui représente l'échelle de modélisation microclimatique urbaine la plus petite que l'on puisse trouver.

1.1.4 Bilans énergétiques en zone urbaine

1.1.4.1 Formulation

Les bilans énergétiques urbains tels que présentés dans cette section sont à la base de l'étude concrète des microclimats urbains et de leur prédiction, en fournissant un formalisme sur lequel s'appuient de nombreuses études en climatologie urbaine. Le bilan énergétique global d'une surface urbaine, schématisé sur la Fig. 1.4a, permet de connaître les quantités de chaleur moyennes échangées à chaque instant entre la surface urbaine et l'atmosphère au-dessus. Il s'agit donc d'un outil clé pour l'étude de l'influence des zones urbaines sur la modification des échanges de chaleur, d'humidité et de quantité de mouvement entre la surface et l'atmosphère, et par conséquent de leur impact sur le climat global régional à méso-échelle.



(a) Bilan global d'une surface urbaine (b) Bilan dans la canopée

FIGURE 1.4 – Bilans énergétiques en zone urbaine sous forme de flux simplifiés. Adapté de [Oke, 1987; Oke *et al.*, 2017].

Les composantes du bilan énergétique, qui s'expriment en $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$ de surface horizontale, comprennent :

- Le flux radiatif net total Q^*, qui inclut le rayonnement solaire reçu et réfléchi vers l'atmosphère ainsi que les échanges de rayonnement infrarouge entre la surface urbaine et l'atmosphère,
- Le flux de chaleur sensible Q_H résultant du transport de chaleur (en partie turbulent) depuis la surface urbaine vers les couches atmosphériques supérieures par convection de l'air,
- Le flux de chaleur latent Q_L résultant des changements de phase de l'eau au niveau

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

des surfaces ou au sein de l'atmosphère. En zone rurale, l'évapo-transpiration de la végétation contribue par exemple à limiter fortement l'échauffement sensible de l'air,

- Le flux de chaleur stockée ou déstockée par conduction dans les parois du bâti, du sol, etc, ΔQ_S. Cette composante inclut également la variation du contenu calorifique du volume d'air contenu dans la région du bilan,

- Le flux anthropique Q_F issu des rejets de chaleur liés aux activités humaines, comme par exemple les rejets de climatisation ou la combustion des machines pour le transport et l'industrie.

En respectant la convention utilisée sur la Fig. 1.4, c'est-à-dire en comptant le flux radiatif net total ainsi que le flux anthropique comme des apports de chaleur, et les autres termes comme des flux sortant du volume d'intérêt, le bilan énergétique s'écrit :

$$Q^* + Q_F = Q_H + Q_L + \Delta Q_S \tag{1.1}$$

Si la surface urbaine est suffisamment extensive et homogène, le transfert de chaleur horizontal par advection entre les limites du volume ΔQ_A tend vers zéro [Cleugh et Grimmond, 2012; Oke *et al.*, 2017], et a donc été négligé dans l'Eq. 1.1.

Lorsque les conditions microclimatiques sont étudiées à l'échelle de la canopée, il est plus pertinent de considérer le bilan énergétique de la canopée à micro-échelle comme illustré sur la Fig. 1.4b. La canopée est représentée sur cette figure de manière simplifiée par une rue canyon de longueur infinie. Ici, le bilan énergétique rend compte des échanges de chaleur s'effectuant entre la canopée et la couche limite atmosphérique urbaine circulant au-dessus de la hauteur moyenne des bâtiments. Il est le moteur du rafraîchissement ou de l'échauffement global de la canopée en fonction de la typologie urbaine considérée, et conditionne l'évolution des grandeurs micro-météorologiques qui sont entre autres les vitesses et les températures d'air, les températures de surface, les niveaux de turbulence, l'humidité, etc. L'expression du bilan énergétique de la canopée est identique au bilan énergétique global des surfaces urbaines (Eq. 1.1), en considérant que les transferts de chaleur par advection se font exclusivement verticalement entre la canopée et les couches atmosphériques supérieures (ΔQ_A est alors négligeable).

Le bilan énergétique global d'une surface urbaine est directement lié aux bilans énergétiques de micro-échelle, puisqu'il est la conséquence directe de la contribution des bilans énergétiques individuels spécifiques à chaque bloc urbain. À l'inverse, le bilan énergétique effectué pour une rue par exemple dépend du bilan global qui impose en quelque sorte ses conditions limites.

1.1.4.2 Impact des formes urbaines sur les bilans

Le bilan énergétique typique d'une surface urbaine présente des différences importantes avec le bilan énergétique typique des surfaces rurales environnantes, et ce pour des raisons qui sont aujourd'hui bien identifiées. De manière générale, les spécificités des formes urbaines viennent impacter chaque composante du bilan selon des facteurs caractéristiques répertoriés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

dans la Tab. 1.2. Ces facteurs urbains à l'origine des altérations du bilan énergétique sont ainsi la cause directe de l'existence de microclimats urbains bien particuliers.

TABLE 1.2 – Facteurs urbains qui, en affectant les phénomènes thermiques, influencent le bilan énergétique des canopées urbaines et le développement de microclimats urbains particuliers. Les tendances à l'augmentation (↗) ou à la diminution (↘) sont données par rapport à une surface rurale. Adapté de [Merlier, 2015], basé sur [Oke, 1987; Cleugh et Grimmond, 2012].

Facteurs urbains	Conséquences physiques	Impacts sur le bilan énergétique
Structure urbaine : morphologie, espacements et hauteur du bâti	↗ surface totale et réflexions multiples ↘ ouverture des surfaces sur le ciel	↗ absorption du rayonnement solaire ↘ refroidissement des surfaces par émission de rayonnement infrarouge vers le ciel
	↘ vitesses de vent	↘ transport de chaleur local
Constitution du bâti : part de matériaux de construction/naturels	↗ admittance thermique	↗ stockage de chaleur sensible
Couverture surfacique : artificialisation	↗ imperméabilisation ↘ surfaces végétalisées	↘ évapo-transpiration
Métabolisme urbain : activités humaines	↗ rejets de chaleur	↗ sources de chaleur

En journée, Q_H est positif car la chaleur solaire accumulée par les surfaces urbaines est transmise à l'air par échange convectif et dissipée vers les couches atmosphériques supérieures. La réduction globale des vitesses de vent dans la canopée due à la géométrie urbaine tend à limiter localement les transferts sensibles dans la canopée et donc l'évacuation de la chaleur par convection forcée. La chaleur stockée est souvent bien plus importante (ΔQ_S élevé) qu'en zone rurale du fait de la forte admittance thermique des matériaux de construction et du piégeage du rayonnement solaire accru dû à des surfaces totales plus élevées, favorisant les réflexions multiples (Q^* est donc important en journée). Le refroidissement des surfaces par rayonnement infrarouge est fortement limité la nuit du fait de la faible ouverture au ciel dans la canopée, diminuant quand la densité et la hauteur moyenne du bâti augmentent. En outre, en zone urbaine la présence de végétation est souvent faible (la fraction de couverture surfacique végétale étant faible du fait de l'imperméabilisation des surfaces) et Q_L minime comparée au flux latent des surfaces rurales. Tout cela contribue à limiter fortement le rafraîchissement de la canopée urbaine durant la nuit, d'autant plus si Q_F reste important, par exemple dans les zones urbaines denses et à forte activité, alors qu'il est négligeable en zone rurale. Malgré des échanges convectifs globalement atténués dans la canopée, le flux de chaleur sensible total Q_H des surfaces urbaines est plus élevé qu'en zone rurale étant donné la quantité supérieure de chaleur accumulée dans la journée, les grandes surfaces d'échange convectif, la limitation du rafraîchissement nocturne et la diminution de la part latente au profit de la part sensible [Oke *et al.*, 2017]. Ainsi pendant la nuit, Q_H peut rester positif dans les zones urbaines denses où la chaleur résiduelle continue à être évacuée jusqu'au matin.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.1.5 Surchauffe urbaine et phénomène d'ICU

La modification des bilans énergétiques liée aux spécificités des formes urbaines fait donc des milieux urbains un environnement généralement plus « chaud » que les environnements ruraux. Les zones urbaines sont pour cette raison exposées à un risque de surchauffe, c'est à dire des conditions microclimatiques de fortes chaleurs inconfortables voire dangereuses pour les citadins. Ce risque de surchauffe est bien plus important qu'en zone rurale au regard des facteurs urbains qui défavorisent le rafraîchissement. Les microclimats urbains sont donc avant tout plus « chauds » que les microclimats ruraux. Cette spécificité urbaine s'incarne d'ailleurs dans le phénomène appelé Îlot de Chaleur Urbain (ICU), qui se caractérise par des températures plus élevées en ville que dans les zones rurales environnantes. Il peut s'agir des températures d'air au sein de la canopée urbaine, des températures de surface ou plus spécifiquement des températures d'air moyennes dans la couche limite atmosphérique urbaine circulant au-dessus des zones urbaines ou encore des températures des couches superficielles du sol urbain. La distribution spatiale des températures de surface en milieu urbain est extrêmement hétérogène, en particulier dans la journée, du fait de la variété de natures de surface, de géométries, d'effets d'ombrage, etc. La Fig. 1.5 illustre l'allure des profils typiques des températures de surface et des températures d'air de la canopée en conditions d'ICU, depuis les zones rurales environnantes jusqu'en centre-ville. De manière générale, les températures de surface moyennes en zone urbaine ont tendance à être plus élevées que les températures moyennes des surfaces rurales environnantes, et surtout le jour pour les surfaces particulièrement exposées au soleil, bien que cela dépende fortement de l'inertie thermique des sols ruraux considérés [Stewart *et al.*, 2021]. Concernant les températures d'air dans la canopée urbaine, l'ICU présente une vive intensification après le coucher du soleil (atteignant son maximum au bout de quelques heures) du fait d'un taux de refroidissement de l'environnement urbain limité par rapport à l'environnement rural [Oke, 1982]. En d'autres termes, l'ICU de la canopée est essentiellement un phénomène nocturne attribuable aux

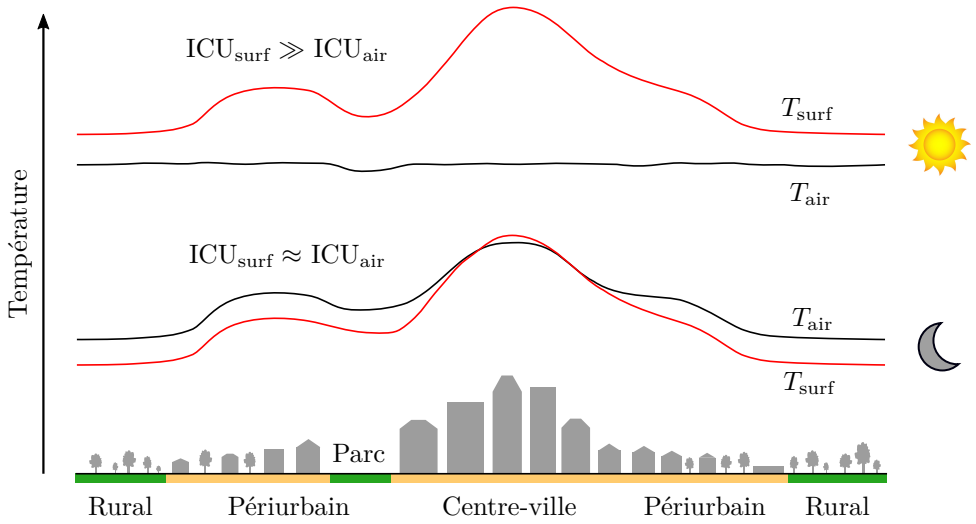


FIGURE 1.5 – Le phénomène d'ICU : évolution de la température moyenne des surfaces T_{surf} et de la température moyenne d'air dans la canopée T_{air} depuis la campagne jusqu'au centre-ville. Adapté de [Oke, 1987; Oke *et al.*, 2017].

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

différences de refroidissement (et non de réchauffement) entre zones urbaines et zones rurales environnantes. C'est pourquoi ces différences sont maximales durant la période autour du coucher du soleil et juste après [Oke, 1982; Kim et Baik, 2005], où le rafraîchissement est important en milieu rural. L'ICU est en outre favorisé par des vents ambiants faibles et des conditions anticycloniques stables et de ciel clair [Oke, 1982].

Une classification des zones climatiques urbaines[3] a été proposée et complétée au cours des dernières décennies, avec pour objectif la représentation d'un panel universel de zones urbaines standards qui se distinguent par leur forme et par le régime thermique caractéristique en résultant [Stewart et Oke, 2012; Stewart *et al.*, 2014]. Les contrastes thermiques au sein de ces zones climatiques locales sont principalement déterminés par la hauteur et l'espacement du bâti, la fraction surfacique de surface perméable, la densité d'arbres et l'humidité du sol [Stewart *et al.*, 2014], facteurs contrôlant notamment le bilan énergétique des surfaces urbaines et la surchauffe urbaine comme nous l'avons vu à la section précédente.

Il a pu être vérifié, à partir de diverses campagnes de mesures et de modélisation des bilans énergétiques urbains, que de manière générale plus une zone urbaine est compacte (c'est à dire avec une fraction surfacique de bâtiments importante et des espacements entre bâtiments réduits), de grande hauteur de bâti, dense en termes de population (typiquement dans le centre urbain des métropoles) et avec une fraction très faible voire nulle de surface végétalisée, plus elle sera exposée au phénomène d'ICU [Grimmond et Christen, 2012; Stewart *et al.*, 2014; Oke *et al.*, 2017]. Dans ces zones urbaines, la surchauffe urbaine s'avère particulièrement critique dans un contexte climatique où les vagues de chaleur se feront plus fréquentes et intenses [IPCC, 2021].

1.1.6 Effet des microclimats urbains sur le confort et sur les besoins énergétiques des bâtiments

Les microclimats urbains affectent directement le confort et la santé des personnes ainsi que les besoins énergétiques des bâtiments. La surchauffe induite par les zones urbaines intensifie l'ampleur ou la durée des vagues de chaleur et maintient ainsi un haut niveau de températures durant la nuit [Heaviside *et al.*, 2017; Santamouris, 2020]. Bien que l'ICU puisse réduire le besoin énergétique résidentiel total dans certaines régions froides ou en hiver, il peut entraîner une hausse des besoins en refroidissement bien plus importante que la réduction du besoin de chauffage dans les zones chaudes ou en période estivale [Santamouris, 2014].

Le confort thermique est influencé par des facteurs à la fois environnementaux et personnels. Les facteurs environnementaux incluent les grandeurs micro-météorologiques suivantes : la température d'air, l'environnement radiatif qui est influencé à la fois par le rayonnement solaire et le rayonnement infrarouge thermique des surfaces alentour, l'humidité, la vitesse et la turbulence de l'air [Nikolopoulou, 2021]. Les altérations microclimatiques extérieures liées à l'environnement urbain ont donc un impact direct sur le confort et le stress thermique des piétons. La température de confort à l'intérieur des bâtiments est également étroitement liée aux conditions climatiques extérieures locales et à l'amplitude de leurs variations saisonnières [Frontczak et Wargocki, 2011]. Il a été montré que l'effet combiné de journées très chaudes ou de vagues de chaleur avec le phénomène d'ICU se traduit par une mortalité excessive chez les personnes âgées, l'amélioration des conditions microclimatiques dans les zones urbaines

3. Nommées « Local Climate Zones » dans les travaux initiés à ce sujet par Stewart et Oke [2012].

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

représentant de ce fait une priorité accrue si l'on veut éviter de recourir à des systèmes actifs de climatisation [Paravantis *et al.*, 2017]. Dans ce contexte, la mise en place de modélisations numériques micro-météorologiques toujours plus fines et précises, intégrant un ensemble plus large d'aspects présentant un intérêt quant à l'évaluation de leur impact sur les microclimats, est nécessaire afin de mieux évaluer les stratégies urbanistiques d'atténuation de la chaleur [Nazarian *et al.*, 2022].

Le bilan énergétique d'un bâtiment est affecté par le rayonnement solaire reçu au niveau de son enveloppe, les échanges radiatifs thermiques entre surfaces de températures et/ou de natures différentes, la conduction dans les parois, les échanges de chaleur par convection avec l'air ambiant, les charges sensibles et latentes internes et les processus d'infiltration et de ventilation. Ce bilan est donc en grande partie conditionné par l'environnement thermique extérieur au bâtiment au travers des températures d'air et de surface, de l'humidité, des écoulements d'air, etc. Pour un bâtiment urbain, la prise en compte des facteurs liés aux formes urbaines et favorisant le développement de conditions microclimatiques spécifiques est de ce fait essentielle. Par exemple la sollicitation solaire sur son enveloppe d'une part et le refroidissement radiatif de cette enveloppe d'autre part peuvent être largement réduits du fait des nombreuses obstructions alentour [Merlier *et al.*, 2019a; Salvati *et al.*, 2020]. Les vitesses de vent plus faibles dans la canopée et les phénomènes de recirculation atténuent également les échanges convectifs et la ventilation naturelle [Allegrini *et al.*, 2012a; Salvati et Kolokotroni, 2022]. À partir de l'analyse d'études ayant recours à un couplage entre un modèle microclimatique urbain et un modèle énergétique de bâtiment sur un panel varié de bâtiments, Lauzet *et al.* [2019] et Rodler *et al.* [2021] ont mis en évidence une diminution de la demande de chauffage de $3-89\,\%$ avec une médiane à $10\,\%$, et une augmentation de la demande de refroidissement de $10-200\,\%$ avec une médiane à $50\,\%$ lorsque l'environnement microclimatique urbain est pris en compte. Pour les espaces intérieurs non climatisés, la température d'air intérieure présente également quelques degrés de plus en été avec des conditions urbaines extérieures réalistes [Lauzet *et al.*, 2019]. Entre tous les facteurs urbains affectant ces différences, la prise en compte des multi-réflexions du rayonnement infrarouge dans la canopée et de l'obstruction du ciel par les bâtiments environnants est parmi les plus critiques [Lauzet *et al.*, 2017; Merlier *et al.*, 2019a]. Ainsi en zone urbaine, l'estimation des besoins en chauffage et en refroidissement des bâtiments d'une part et des conditions thermiques intérieures d'autre part est très sensible aux conditions climatiques extérieures environnantes. Cela justifie une fois de plus l'intérêt d'améliorer le niveau de précision des modélisations micro-météorologiques urbaines pour mieux évaluer les besoins énergétiques des bâtiments ou étudier plus en détails des solutions de ventilation naturelle efficaces. Cette amélioration passe notamment par la prise en compte, dans les modèles, de phénomènes thermiques urbains jusque là négligés car trop complexes à modéliser (ou pour toute autre raison). Cette prise en compte est, de surcroît, nécessaire à l'évaluation de l'importance de l'impact microclimatique de ces phénomènes dans un contexte urbain.

1.1.7 Propos d'étape

Cette première partie nous a permis de présenter le contexte général des études climatiques urbaines. Dans le cadre de cette thèse, nous avons souhaité nous concentrer sur le traitement des phénomènes physiques liés aux transferts radiatifs (notamment infrarouge) d'une part et aux écoulements d'air d'autre part, qui représentent comme nous l'avons vu des aspects centraux et prépondérants des bilans énergétiques urbains et des microclimats urbains. Par

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

conséquent, les aspects physiques liés aux échanges de chaleur latents, comme la présence de végétation par exemple, et à l'impact de l'activité humaine ne seront pas traités.

Nous allons maintenant introduire plus en détails, et de manière consécutive, ces aspects radiatifs et aérauliques. Plus spécifiquement, nous nous pencherons dans une première section sur les particularités des transferts radiatifs infrarouges dans la canopée urbaine, puis dans une deuxième section nous introduirons l'état de l'art sur les écoulements d'air dans les rues canyon, influencés par les facteurs thermiques. Cela permettra, pour ces deux aspects respectifs, de mieux cerner leur limite scientifique commune qui concerne la prise en compte des interactions entre le rayonnement infrarouge et l'atmosphère à l'échelle de la canopée. Cette limite a mené à la formulation de la problématique de nos travaux ainsi qu'aux objectifs pour cette thèse, qui seront exposés au terme de ce chapitre.

1.2 Échanges de chaleur par rayonnement dans la canopée urbaine

Dans cette section, nous présentons quelques généralités sur les transferts de chaleur par rayonnement ainsi que l'importance de la prise en compte des spécificités urbaines afin de correctement évaluer les échanges radiatifs dans un contexte urbain. Nous discuterons enfin d'une problématique encore peu étudiée dans ce contexte, à savoir l'impact des interactions entre rayonnement et atmosphère au sein même des canopées urbaines sur les transferts infrarouges.

1.2.1 Généralités

1.2.1.1 Le rayonnement du corps noir

Les ondes électromagnétiques et les grandeurs radiatives monochromatiques (qualifiées ci-après de spectrales) qui leurs sont associées sont classées selon leur nombre d'onde η $[\mathrm{m}^{-1}]$, leur longueur d'onde λ [m], leur fréquence ν [Hz] ou toute autre variable spectrale, ces dernières étant liées par la relation :

$$\lambda = \frac{1}{\eta} = \frac{c}{\nu} \tag{1.2}$$

où c $[\mathrm{m\,s}^{-1}]$ est la vitesse du rayonnement dans le milieu considéré ($c = c_0 = 299\,792\,458\,\mathrm{m\,s}^{-1}$ dans le vide et $c = c_0/n$ dans les milieux d'indice de réfraction n).

Le spectre électromagnétique, représenté sur la Fig. 1.6, s'étend des rayons cosmiques (les plus énergétiques) aux ondes radio (les moins énergétiques). Dans l'univers, un rayonnement électromagnétique est émis spontanément par tout corps dont la température est supérieure au zéro absolu, par agitation thermique des particules qui le composent. Ce rayonnement, qualifié de rayonnement thermique, dépend de la composition du corps et de son état thermodynamique, et notamment de sa température. L'étendue du rayonnement thermique se limite à un intervalle spectral continu comprenant une partie des ultraviolets, le visible et le proche et moyen infrarouge, allant approximativement de $10^2\,\mathrm{cm}^{-1}$ à $10^5\,\mathrm{cm}^{-1}$ (soit de $10^{-1}\,\mu\mathrm{m}$ à $10^2\,\mu\mathrm{m}$).

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

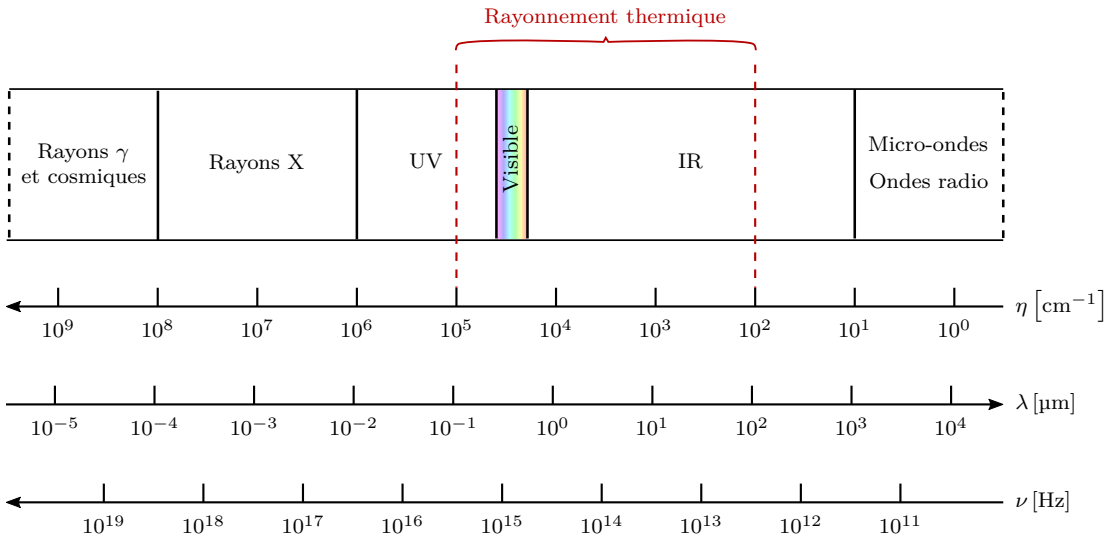


FIGURE 1.6 – Spectre électromagnétique. Les différentes plages spectrales sont schématisées en fonction du nombre d'onde η, de la longueur d'onde λ et de la fréquence ν.

La loi de Planck permet de formuler le flux spectral $E_{\mathrm{b}\eta}$ $[\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}]$ rayonné par un corps noir [4] à sa température d'équilibre T_b [K], aussi appelé émittance spectrale du corps noir :

$$E_{\mathrm{b}\eta} = \frac{2\pi h c^2 \eta^3}{e^{hc\eta/k_\mathrm{B}T_\mathrm{b}} - 1} \tag{1.3}$$

avec $\begin{cases} h & \text{la constante de Planck, égale à } 6{,}626 \times 10^{-34}\,\mathrm{J\,s}, \\ k_\mathrm{B} & \text{la constante de Boltzmann, égale à } 1{,}381 \times 10^{-23}\,\mathrm{J\,K^{-1}}. \end{cases}$

L'intégration spectrale de l'Eq. 1.3 montre que l'émittance totale d'un corps noir E_b $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$ est proportionnelle à la puissance quatrième de sa température [5] :

$$E_\mathrm{b} = \int_0^\infty E_{\mathrm{b}\eta}\, d\eta = \sigma {T_\mathrm{b}}^4 \tag{1.4}$$

avec σ la constante de Stefan-Boltzmann, égale à $5{,}67 \times 10^{-8}\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-4}}$. De plus, une augmentation de la température d'émission induit un décalage de l'intervalle spectral d'émission vers les zones de rayonnement plus énergétique (décalage vers les grands nombres d'onde ou vers les petites longueurs d'onde).

4. La notion de corps noir est utilisée pour décrire un corps idéal absorbant l'intégralité du rayonnement qui lui parvient de toutes les directions. Le rayonnement de corps noir est complètement caractérisé, notamment par la loi de Planck, et intervient donc dans les équations fondamentales du transfert radiatif. L'indice « b » apposé aux grandeurs radiatives se rapportant au corps noir signifie « blackbody ».

5. Cette loi est plus connue sous le nom de loi de Stefan-Boltzmann en référence au physicien Josef Stefan qui a pu l'établir de manière expérimentale en 1879 et au physicien Ludwig Boltzmann qui l'a justifiée théoriquement en 1884.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.2.1.2 L'irradiance solaire à la surface de la Terre

Le flux radiatif solaire total reçu au niveau de la surface terrestre, aussi appelé irradiance solaire, constitue la principale source de chaleur du système thermodynamique terrestre. Le spectre d'irradiance solaire est donné sur la Fig. 1.7. L'irradiance au sommet de l'atmosphère présente un profil proche de l'irradiance provenant d'un corps noir à 5778 K. Sa valeur totale sur un plan normal à la direction terre-soleil varie très faiblement dans le temps en fonction de l'activité solaire et peut être considérée constante et égale à 1360,8 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ [Kopp et Lean, 2011]. La distribution spectrale de l'irradiance solaire s'étale de l'ultraviolet au proche infrarouge, de 2500 $\mathrm{cm^{-1}}$ (4 µm) à 33 000 $\mathrm{cm^{-1}}$ (0,3 µm) environ, avec la plus grande part (la moitié approximativement) située dans le visible.

En traversant l'atmosphère terrestre, une part du flux solaire est absorbée et une autre part est diffusée et réfléchie vers l'espace. La part du flux solaire transmise par l'atmosphère et atteignant la surface de la Terre est donc réduite et varie spatialement et temporellement en fonction de l'épaisseur optique d'atmosphère traversée, et donc de la position du soleil, de la localisation géographique et des conditions atmosphériques notamment. À titre d'exemple, la courbe rouge représentée sur la Fig. 1.7 donne un aperçu de l'allure typique de l'irradiance solaire spectrale à la surface de la Terre.

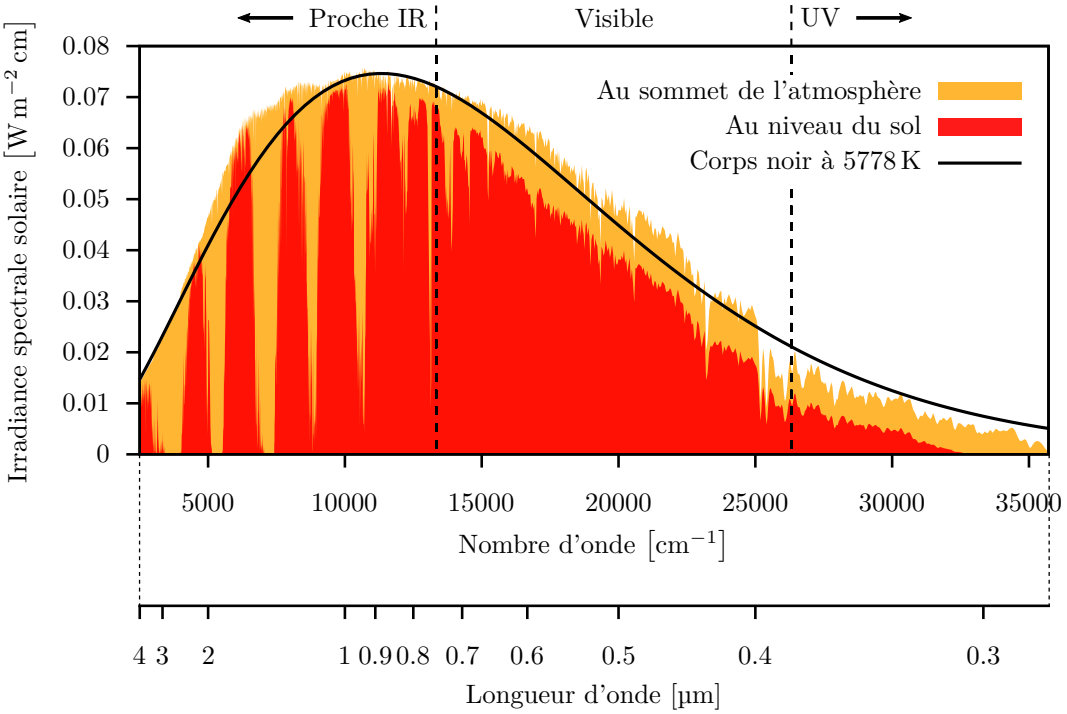


FIGURE 1.7 – Distribution spectrale de l'irradiance solaire, sur une surface normale à la direction terre-soleil, modélisée au sommet de l'atmosphère (courbe jaune) et au niveau de la mer (courbe rouge) pour une atmosphère standard d'été en moyenne latitude, dépourvue de nuages, avec un coefficient de masse d'air de 1,5. Les spectres ont été calculés avec le solveur radiatif atmosphérique *SMARTS* [Gueymard, 1995, 2001].

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.2.1.3 Le rayonnement infrarouge thermique terrestre

Les surfaces et l'atmosphère terrestres émettent de la chaleur sous forme de rayonnement thermique dans le domaine spectral de l'infrarouge étant donné les niveaux de basse température rencontrés. Ces températures s'étendent typiquement d'environ $-100\,°C$ pour les couches supérieures les plus froides de l'atmosphère (ainsi que les minima locaux de température de surface en Antarctique) à environ $80\,°C$ pour les maxima locaux de température de surface dans les zones désertiques [Zhao *et al.*, 2021b]. Quelques distributions spectrales d'émittance de corps noir associées à ces basses températures sont données sur la Fig. 1.8.

Dans la gamme des températures terrestres, le décalage spectral vers le proche infrarouge du fait de l'augmentation de la température est limité. La température influe surtout sur la valeur de l'émittance selon la loi de Planck. Ainsi une surface noire à $0\,°C$ a une émittance totale de $316\,W\,m^{-2}$ tandis qu'une surface noire à $60\,°C$ a une émittance totale de $699\,W\,m^{-2}$. Dans cette gamme de températures, près de 40 % du rayonnement infrarouge du corps noir est émis dans la fenêtre atmosphérique [6]. De manière générale, nous considérerons que le rayonnement thermique des surfaces et de l'atmosphère terrestres est émis à des nombres d'onde inférieurs à $2500\,cm^{-1}$ (soit des longueurs d'onde supérieures à $4\,\mu m$) ce qui, d'après la Fig. 1.8, est majoritairement le cas dans la gamme des températures terrestres. De cette manière, la distinction pourra être faite entre la gamme spectrale de ce rayonnement Infrarouge Thermique Terrestre (IRT) et la gamme spectrale du rayonnement solaire reçu à la surface de la Terre (spécifié plus haut), les intervalles spectraux correspondants étant séparés à environ $2500\,cm^{-1}$ (environ $4\,\mu m$).

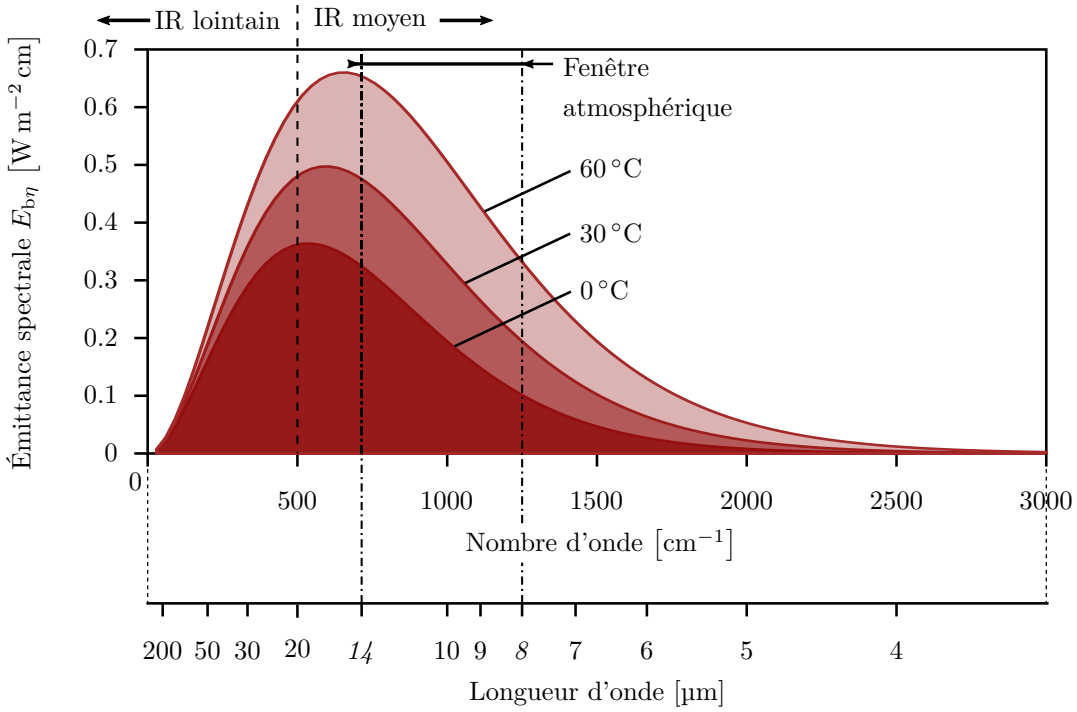


FIGURE 1.8 – Distribution spectrale de l'émittance de corps noirs à basse température, représentatives des températures de la surface et de l'atmosphère terrestres.

6. La fenêtre atmosphérique est une plage spectrale s'étendant de $8\,\mu m$ à $14\,\mu m$ (soit de $700\,cm^{-1}$ à $1250\,cm^{-1}$) dans laquelle les gaz constituant l'atmosphère terrestre sont très faiblement absorbants (et donc n'émettent que très peu de rayonnement). Nous reparlerons de cette fenêtre à la Sec. 2.2.3.1.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.2.2 Impact des formes urbaines sur les transferts radiatifs

1.2.2.1 Prise en compte de la structure urbaine

Rayonnement solaire Le rayonnement solaire incident sur la canopée urbaine subit de nombreuses modifications de trajectoire avant d'être complètement absorbé par les surfaces urbaines ou réfléchi vers le ciel, du fait de la morphologie complexe du bâti. La multitude de ces multi-réflexions favorise son piégeage et par conséquent la part du flux incident réfléchi vers le ciel est plus faible que dans les zones rurales plus étendues et homogènes [Terjung et Louie, 1973], comme illustré sur la Fig. 1.9. Le piégeage urbain du rayonnement solaire a pour effet d'accroître la composante Q^* du bilan énergétique des surfaces urbaines et de la canopée par rapport aux surfaces rurales pendant la journée [Terjung et Louie, 1973; Arnfield, 1976]. Au niveau local, au sein de la canopée, la disponibilité du rayonnement solaire dépend fortement des effets d'ombrage complexes, de la composition du tissu urbain ou encore de la période de l'année qui influe sur la course du soleil [Terjung et Louie, 1973; Arnfield, 1976; Oke *et al.*, 2017]. L'ouverture au ciel, mesurée au travers du Sky View Factor (SVF), détermine également la part du rayonnement solaire diffus que peut recevoir une surface au sein de la canopée tout au long de la journée.

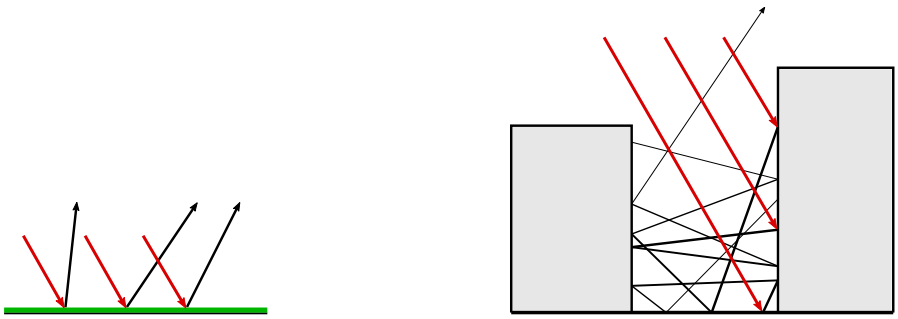


FIGURE 1.9 – Illustration des multi-réflexions du rayonnement solaire incident sur la canopée urbaine. La réflexion de ce même rayonnement sur une surface rurale plane est également représentée à titre de comparaison. Pour chaque réflexion, un seul rayon réfléchi est représenté dans une direction arbitraire en supposant la réflexion diffuse.

Aida [1982] a présenté les résultats de mesures expérimentales de la part solaire du bilan radiatif de surface Q^* sur des modèles réduits de rues canyons et d'arrangements réguliers de bâtiments cubiques en béton (Fig. 1.2). Il a notamment mis en évidence un surplus d'absorption de l'irradiance solaire horizontale de 18 % en moyenne sur l'année par rapport à une surface plane en béton avec une rue canyon de rapport d'aspect $H/W = 1$, qu'elle soit orientée Nord-Sud ou Est-Ouest. Dans le cas des bâtiments cubiques, cette part absorbée augmente avec la hauteur des bâtiments, ce qui montre que des rues plus profondes piègent plus de rayonnement solaire par unité de surface horizontale du fait des multi-réflexions. En revanche plus la densité du bâti augmente, c'est à dire que la fraction surfacique de bâtiments augmente, moins ce piégeage sera important du fait de rues plus étroites. Au delà de cet effet global sur Q^*, l'influence de la géométrie urbaine peut avoir des effets divers sur la disponibilité du rayonnement solaire direct et diffus en fonction de la localisation dans la canopée. Par exemple, la disponibilité solaire au niveau du sol tend à diminuer lorsque le rapport d'aspect des rues augmente du fait d'une ouverture au ciel plus faible [Mohajeri *et al.*, 2016].

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Rayonnement IRT Plus une surface urbaine sera chaude, et plus elle émettra de flux IRT en direction de son environnement, c'est à dire vers les autres surfaces du bâti et vers le ciel. Cela participe notamment au refroidissement de ces surfaces pendant la nuit, lorsque l'apport de chaleur solaire est nul. Le flux IRT émis par une surface est contrebalancé par le flux IRT provenant de son environnement et qui est en grande partie absorbé. Plus cet environnement sera chaud, plus ce flux IRT reçu sera élevé. Le flux IRT provenant du ciel et incident sur la canopée urbaine est généralement plus faible que le flux IRT rayonné par les surfaces terrestres, et notamment urbaines, du fait des niveaux de température plus faibles des couches inférieures de l'atmosphère et de ses propriétés optiques. La capacité d'une surface à se refroidir résultant de son bilan radiatif net (c'est à dire le flux absorbé diminué du flux émis), son rafraîchissement est donc conditionné par la part du flux total IRT reçu qui provient directement du ciel. En faisant l'hypothèse de flux isotropes, la fraction du flux IRT horizontal provenant du ciel et incident en un point d'une surface est donnée par le SVF. Plus ce dernier est élevé, moins la part du flux IRT provenant des surfaces urbaines environnantes (plus élevé que celui provenant du ciel) est grande, ce qui favorise le refroidissement radiatif de la surface. La Fig. 1.10 illustre les différences spatiales de SVF dans une rue canyon infiniment longue de rapport d'aspect unitaire.

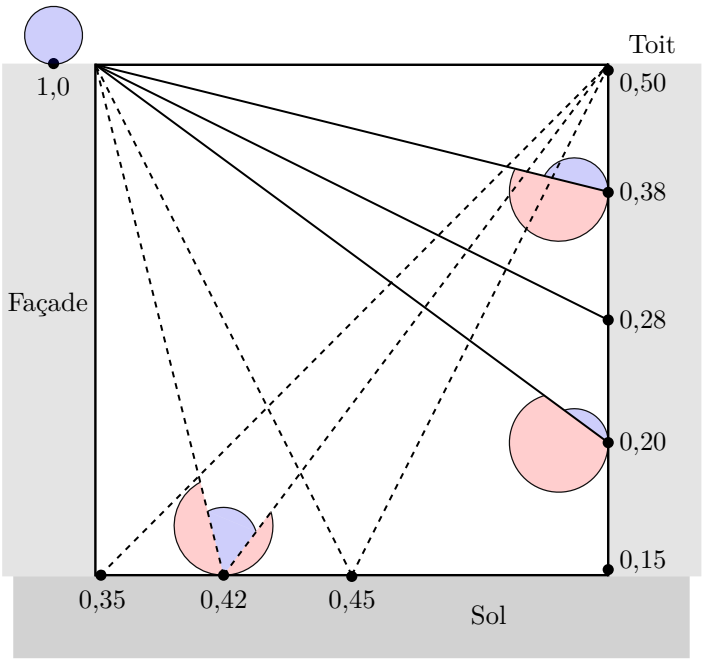


FIGURE 1.10 – SVF ponctuels dans une rue canyon de rapport d'aspect $H/W = 1$ et de longueur infinie. Les flux IRT reçus sont représentés pour quelques points, en distinguant le flux reçu des autres parois (en rouge) et le flux reçu du ciel (en bleu). L'émission des surfaces et du ciel est supposée isotrope et les surfaces urbaines de même température. Les réflexions ne sont pas prises en compte.

Le SVF est particulièrement faible sur la partie inférieure des façades verticales et sur les bords du sol. De manière générale, un point en surface situé en profondeur de la rue et/ou proche des coins présentera un bilan radiatif IRT limitant son rafraîchissement par rapport à des points situés sur la partie centrale du sol ou sur la partie supérieure de la canopée. Pour un toit plat peu ou pas obstrué, la quasi-totalité du flux IRT reçu provient du ciel. C'est pourquoi les toits ont tendance à se refroidir rapidement après le coucher du soleil contrairement aux surfaces dans la canopée.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La Fig. 1.11 présente quant à elle les SVF pour les flux IRT moyennés sur chaque face d'un canyon de longueur infinie. Ils représentent la part du flux IRT provenant d'une face et incident sur une autre face, et permettent d'estimer grossièrement l'efficacité de refroidissement radiatif par face de la rue en fonction du rapport d'aspect. Par exemple, pour un rapport $H/W = 0.2$ (typique d'une zone périurbaine) 18 % et 55 % du flux provenant du sol et des murs respectivement sont interceptés par les autres faces du canyon, ces parts montant à plus de 76 % et 81 % pour $H/W > 2$. Ainsi, plus le rapport d'aspect est grand, moins la part du flux IRT total émis par les surfaces de la rue peut s'échapper vers le ciel, ce qui limite le refroidissement par IRT de la canopée urbaine.

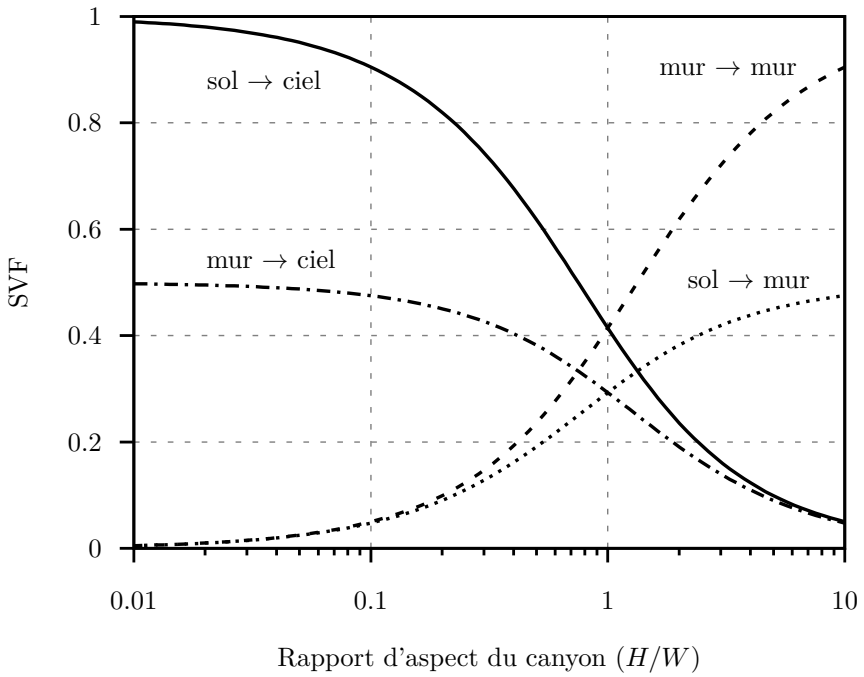


FIGURE 1.11 – SVF pour les flux moyennés par face (mur, sol et ciel) dans une rue canyon de longueur infinie en fonction de son rapport d'aspect H/W.

Tout comme pour le rayonnement solaire, les multi-réflexions du rayonnement IRT sur les parois entrent en jeu dans le bilan IRT de la canopée. Pour les matériaux urbains, une faible part du flux incident sur une surface est reflétée vers les autres faces de la rue (typiquement moins de 10 %). Bien que localement cette part soit faible, les multi-réflexions du rayonnement IRT dans la rue ne peuvent pas être négligées sous peine de commettre des erreurs importantes sur les flux nets aux parois et sur Q^* au sommet de la canopée. Harman *et al.* [2004] ont par exemple montré, à partir d'un modèle analytique, qu'en négligeant les réflexions, l'erreur relative commise sur la moyenne pondérée par surface du flux IRT net est de 35 % pour une rue infiniment longue de rapport d'aspect unitaire. Cette erreur relative est plus importante avec des matériaux plus réfléchissants et tend à augmenter avec H/W.

Afin de connaître les dynamiques locales de rafraîchissement des parois au sein de la canopée et déterminer plus globalement le bilan radiatif IRT de la canopée, il est donc nécessaire de modéliser correctement les échanges IRT entre parois de la rue ainsi qu'avec le ciel, en prenant en compte les multi-réflexions et une valeur correcte du flux IRT provenant du ciel, dont les caractéristiques dépendent notamment de l'état de l'atmosphère.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.2.2.2 Définition des propriétés optiques de surface

En un point d'une surface solide opaque réelle, le bilan des flux radiatifs tel que représenté sur la Fig. 1.12 dépend des propriétés optiques du matériau de surface. L'émittance spectrale effective E_η $[\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}]$ d'une surface réelle est définie par rapport à l'émittance spectrale du corps noir au travers de l'émissivité spectrale de surface ε_η :

$$E_\eta = \varepsilon_\eta E_{\mathrm{b}\eta} \tag{1.5}$$

Lorsqu'un rayonnement atteint une surface solide opaque, il est en partie absorbé par le matériau de surface et en partie réfléchi vers le milieu de propagation. Ainsi en considérant le flux radiatif spectral reçu en un point de cette surface, appelé irradiance spectrale I_η $[\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}]$, la part réfléchie de cette irradiance, notée R_η $[\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}]$, est définie au travers de la réflectivité spectrale de surface ρ_η :

$$R_\eta = \rho_\eta I_\eta \tag{1.6}$$

La part de cette irradiance absorbée par le matériau de surface, notée A_η $[\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}]$, est quant à elle définie au travers de l'absorptivité spectrale de surface α_η :

$$A_\eta = \alpha_\eta I_\eta \tag{1.7}$$

La conservation de l'énergie au niveau de la surface solide stipule, en outre, la relation suivante :

$$\rho_\eta + \alpha_\eta = 1 \tag{1.8}$$

Les transferts radiatifs étant par nature directionnels, la quantité de rayonnement émis, absorbé ou réfléchi peut varier de manière non négligeable en fonction de la direction du rayonnement. Ainsi, ε_η, α_η et ρ_η sont en réalité des propriétés spectrales moyennes ou « hémisphériques » de surface, qui ne donnent pas d'information sur l'aspect directionnel du

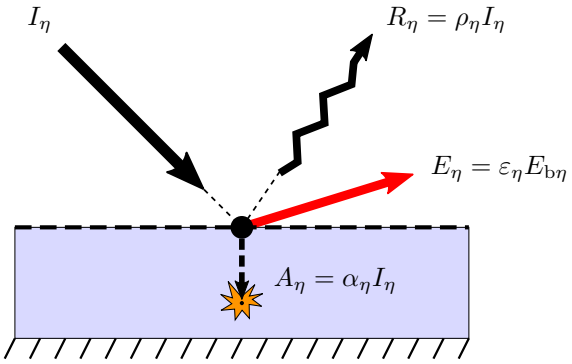


Figure 1.12 – Bilan des flux radiatifs spectraux en un point d'une surface solide opaque. Les flèches sont utilisées à titre illustratif pour identifier les flux qui arrivent et ceux qui partent de la surface, leur direction n'ayant aucune représentativité.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

rayonnement émis, absorbé et réfléchi, et qui se rapportent uniquement au flux spectral prenant en compte toutes les directions. Dans la suite de ce manuscrit, les propriétés optiques de surface s'entendront comme hémisphériques.

La généralisation de la loi de Kirchhoff [7] aux surfaces à émission isotrope, c'est à dire dont les propriétés d'émission ne dépendent pas de la direction d'émission, permet en outre de faire l'approximation :

$$\alpha_\eta = \varepsilon_\eta \tag{1.9}$$

Les surfaces réelles ont une émissivité qui peut varier spectralement de manière plus ou moins importante en fonction de la nature du matériau surfacique, mais également de la température de surface.

Suivant la distinction faite à la Sec. 1.2.1 entre l'intervalle spectral du rayonnement solaire $\Delta\eta_{\text{sol}} = [2500\,\text{cm}^{-1}; 33\,000\,\text{cm}^{-1}]$ et l'intervalle spectral du rayonnement IRT $\Delta\eta_{\text{IRT}} = \{\eta : \eta < 2500\,\text{cm}^{-1}\}$, l'émissivité globale IRT ε_{IRT}, l'absorptivité globale IRT α_{IRT} et l'absorptivité globale solaire α_{sol} sont définies de la manière suivante :

$$\varepsilon_{\text{IRT}} = \frac{\int\limits_{\eta\in\Delta\eta_{\text{IRT}}} \varepsilon_\eta E_{\text{b}\eta}\, d\eta}{E_{\text{b,IRT}}} \tag{1.10}$$

$$\alpha_{\text{IRT}} = \frac{\int\limits_{\eta\in\Delta\eta_{\text{IRT}}} \alpha_\eta I_\eta\, d\eta}{I_{\text{IRT}}} \tag{1.11}$$

$$\alpha_{\text{sol}} = \frac{\int\limits_{\eta\in\Delta\eta_{\text{sol}}} \alpha_\eta I_\eta\, d\eta}{I_{\text{sol}}} \tag{1.12}$$

où

- $E_{\text{b,IRT}}$ $[\text{W m}^{-2}]$ est la part de l'émittance de corps noir située dans le domaine IRT (soit sa totalité pour une surface dont la température est dans la gamme des températures terrestres, comme évoqué à la Sec. 1.2.1.3),
- I_{IRT} $[\text{W m}^{-2}]$ l'irradiance IRT incidente au niveau de la surface,
- I_{sol} $[\text{W m}^{-2}]$ est l'irradiance solaire incidente au niveau de la surface.

Ces propriétés optiques globales, qui sont les propriétés les plus largement utilisées dans la littérature concernant les transferts radiatifs en milieu urbain, représentent donc :

7. La loi de Kirchhoff établit l'égalité de l'absorptivité directionnelle spectrale avec l'émissivité directionnelle spectrale d'une surface à une température donnée et à l'équilibre thermodynamique local. Elle a été proposée par le physicien Gustav Kirchhoff sur la base d'une expérience consistant à placer un objet suffisamment petit au sein d'une enceinte supposée noire à la longueur d'onde d'intérêt et parfaitement réfléchissante dans le reste du spectre, l'ensemble du système composé de l'enceinte et du matériau étant à l'équilibre radiatif à une certaine température.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

- Pour $\varepsilon_{\mathrm{IRT}}$, le ratio entre l'émittance effective de la surface et E_{b} à la même température,
- Pour α_{IRT} et α_{sol}, la part des irradiances I_{IRT} et I_{sol} respectivement qui est absorbée au niveau de la surface.

À partir de l'égalité Eq. 1.8, on peut également montrer que les réflectivités globales solaire ρ_{sol} et IRT ρ_{IRT}, qui représentent la part de I_{sol} et la part de I_{IRT} respectivement qui est réfléchie vers le milieu, sont respectivement liées à α_{sol} et α_{IRT} d'après les relations :

$$\rho_{\mathrm{sol}} = \frac{\int_{\eta\in\Delta\eta_{\mathrm{sol}}} (1-\alpha_\eta)\, I_\eta \, d\eta}{I_{\mathrm{sol}}} = 1 - \alpha_{\mathrm{sol}} \tag{1.13}$$

$$\rho_{\mathrm{IRT}} = \frac{\int_{\eta\in\Delta\eta_{\mathrm{IRT}}} \rho_\eta I_\eta \, d\eta}{I_{\mathrm{IRT}}} = 1 - \alpha_{\mathrm{IRT}} \tag{1.14}$$

Dans le domaine des études radiatives urbaines, ρ_{sol} est plus communément appelé « albédo ».

Lorsque l'émissivité spectrale est indépendante du nombre d'onde, c'est à dire qu'elle est constante sur tout le spectre, la surface est qualifiée de « grise ». La surface peut être considérée comme grise « par morceaux », si elle est grise sur l'un ou l'autre des intervalles spectraux solaire et IRT. Dans le cas d'une surface grise dans le domaine solaire, l'Eq. 1.12 permet de montrer que $\alpha_{\mathrm{sol}} = \alpha_\eta$ puisque α_η est constante sur $\Delta\eta_{\mathrm{sol}}$. De même dans le cas d'une surface grise dans le domaine IRT, les Eq. 1.10 et Eq. 1.11 permettent de montrer que $\varepsilon_{\mathrm{IRT}} = \varepsilon_\eta$ et $\alpha_{\mathrm{IRT}} = \alpha_\eta$ puisque ε_η et α_η sont constantes sur $\Delta\eta_{\mathrm{IRT}}$. De plus dans ce cas, si la surface est isotrope en émission, l'Eq. 1.9 nous permet de faire l'approximation $\alpha_{\mathrm{IRT}} = \varepsilon_{\mathrm{IRT}}$.

La Tab. 1.3 récapitule les relations existant entre toutes les propriétés optiques spectrales et globales qui ont été définies plus haut, en fonction de la nature de la surface considérée.

TABLE 1.3 – Relations liant les propriétés optiques spectrales et globales des surfaces réelles, en fonction de la nature de la surface considérée.

Nature de la surface	Variabilité spectrale de ε_η et α_η sur $\Delta\eta_{\mathrm{sol}}$ et $\Delta\eta_{\mathrm{IRT}}$	Relations applicables
Quelconque	Variables	$\rho_\eta + \alpha_\eta = 1$ $\rho_{\mathrm{sol}} = 1 - \alpha_{\mathrm{sol}}$ $\rho_{\mathrm{IRT}} = 1 - \alpha_{\mathrm{IRT}}$
Émission isotrope	Variables	$\alpha_\eta = \varepsilon_\eta$
Grise	Constantes	$\alpha_{\mathrm{sol}} = \alpha_{\eta\in\Delta\eta_{\mathrm{sol}}}$ $\varepsilon_{\mathrm{IRT}} = \varepsilon_{\eta\in\Delta\eta_{\mathrm{IRT}}}$ $\alpha_{\mathrm{IRT}} = \alpha_{\eta\in\Delta\eta_{\mathrm{IRT}}}$
Grise + Émission isotrope	Constantes	$\alpha_{\mathrm{IRT}} = \varepsilon_{\mathrm{IRT}}$

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.2.2.3 Nature des surfaces urbaines

Les propriétés radiatives des surfaces urbaines dépendent du matériau présent en surface sur les façades, les toits et le sol. Ces matériaux, en grande partie minéraux, contribuent aux différences entre les types de surface présentes en ville et en zone rurale où les surfaces sont largement recouvertes de végétation. La Tab. 1.4 regroupe des valeurs d'albédos ainsi que d'émissivités IRT globales caractéristiques des surfaces rurales et urbaines. Ces données, compilées par Oke *et al.* [2017], sont issues de sources diverses.

TABLE 1.4 – Gammes typiques de valeurs d'albédos et d'émissivités IRT pour une sélection de surfaces naturelles et de matériaux de construction. Valeurs tirées de [Oke *et al.*, 2017], provenant de sources diverses.

Type de surface	Albédo ρ_{sol}	Émissivité ε_{IRT}
Surfaces naturelles		
Terre		
Terre sèche	0,10 - 0,30	0,89 - 0,98
Terre humide	0,05 - 0,18	
Herbe	0,16 - 0,26	0,90 - 0,98
Eau	0,03 - 0,50	0,92 - 0,97
Neige fraîche	0,80 - 0,90	0,90 - 0,99
Surfaces urbaines		
Asphalte	0,05 - 0,27	0,89 - 0,96
Béton	0,10 - 0,35	0,85 - 0,97
Brique	0,20 - 0,60	0,90 - 0,92
Bois	0,22 (moyenne)	0,90 (moyenne)
Verre	0,08	0,87 - 0,95
Revêtement de toit		
Tôle ondulée	0,10 - 0,16	0,13 - 0,28
Acier galvanisé	0,37 - 0,45	0,25 (moyenne)
Non métallique	0,05 - 0,35	0,90 - 0,92
Peinture blanche	0,50 - 0,90	0,85 - 0,95
Peinture noire	0,02 - 0,15	0,90 - 0,98
Métal poli	0,50 - 0,90	0,02 - 0,06

Les gammes d'albédo caractéristiques des surfaces urbaines artificialisées dépendent fortement du type de matériau. Le béton, la brique ou encore les peintures claires appliquées sur les façades du bâti auront tendance à réfléchir une plus grande part du flux solaire incident que des surfaces naturelles comme la terre (notamment humide) ou l'herbe du fait de leur albédo globalement plus élevé. L'application de crépis de couleur claire, dont l'albédo moyen dépasse 0,75 [Raybaud, 2020], sur les façades des bâtiments permet par exemple de limiter au maximum l'apport de chaleur lorsque ces dernières sont ensoleillées. À l'inverse, les revêtement de route type enrobé bitumineux ou asphalte, ou les revêtements de murs plus foncés, sont de forts absorbeurs du rayonnement solaire du fait de leur faible albédo, et ont donc tendance à favoriser la surchauffe locale du matériau qui présentera de ce fait des

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

températures de surface élevées. Bien que les surfaces extérieures claires puissent permettre de limiter l'apport solaire sur les enveloppes des bâtiments, la salissure qu'elles subissent au cours du temps participe à les assombrir, ces surfaces perdant peu à peu leur capacité supérieure de réflexion du rayonnement solaire.

L'émissivité IRT globale des surfaces urbaines est, à peu d'exceptions près, globalement supérieure à 0,9, tout comme les surfaces naturelles d'après la Tab. 1.4. Parmi la diversité de surfaces urbaines répertoriées, seules les surfaces métalliques présentent des émissivités faibles (de l'ordre de $0{,}1 - 0{,}3$ pour la tôle ondulée et l'acier galvanisé par exemple) voire très faibles (inférieures à 0,06 pour le métal poli).

L'identification de la nature optique des surfaces est un travail complexe et fastidieux qui demande la mise en place de mesures spectroscopiques contrôlées attentivement afin de connaître les caractéristiques des distributions spectrale et directionnelle des propriétés optiques. De manière générale, l'émissivité IRT des matériaux de surface urbains peut être considérée indépendante de la température de surface dans la gamme de températures généralement observées en ville [Hart, 1991]. De plus, pour les matériaux urbains non métalliques (et plus généralement pour tout type de matériau non métallique), l'émissivité IRT est pratiquement constante pour des angles d'émission compris entre 0° et 65° par rapport à la normale à la surface [Hart, 1991; Barreira *et al.*, 2021]. Pour des angles supérieurs à 70°, l'émissivité décroît rapidement jusqu'à devenir nulle pour des angles proches de 90° [Hart, 1991]. En première approche, l'approximation isotrope est donc pertinente et acceptable pour l'émission IRT des surfaces urbaines [Modest, 2013], les erreurs induites par cette approximation restant limitées aux angles d'émission rasants.

Les librairies spectrales existantes sont encore restreintes en ce qui concerne les matériaux urbains, particulièrement dans le domaine IRT [Kotthaus *et al.*, 2014]. De plus, dans ce domaine, la caractérisation spectrale reste limitée à la fenêtre atmosphérique [8 µm; 14 µm] dans la majorité des cas [Pandey et Tiwari, 2021]. Or, comme nous l'avons vu, cette fenêtre ne compte que pour 40 % de l'émittance totale du corps noir dans la gamme des températures urbaines (Fig. 1.8). En se focalisant sur la fenêtre atmosphérique, Kotthaus *et al.* [2014] indiquent que les propriétés émissives des matériaux urbains de constitution minérale dépendent avant tout de leur composition chimique dominante. Par exemple le spectre d'émissivité du béton présente la signature spectrale du quartz, caractérisée par une émissivité inférieure d'environ 10 % entre 8 µm et 10 µm, ainsi que celle des carbonates composant le ciment, dont la baisse d'émissivité sur l'étroite bande spectrale autour de 11,3 µm est négligeable. Il en est de même avec l'asphalte qui présente les signatures spectrales du quartz et des hydrocarbures. La brique rouge commune présente quant à elle la signature spectrale des silicates de l'argile la composant, caractérisée par une diminution de l'émissivité de quelques pourcents entre 8 µm et 12 µm. Pour tous ces matériaux, la grande diversité de compositions et de concentrations possibles peut limiter de manière plus ou moins importante les variations (déjà faibles) de l'émissivité dans cette fenêtre. Nous pouvons donc considérer en première approximation que l'émissivité est à peu près constante sur l'intervalle [8 µm; 14 µm]. De plus, étant donné que ε_η est proche des valeurs globales $\varepsilon_{\mathrm{IRT}}$ données dans la Tab. 1.4 sur cet intervalle, nous pouvons faire l'hypothèse que sur le reste du spectre IRT ε_η reste à peu près constante et également proche de $\varepsilon_{\mathrm{IRT}}$. En somme, les surfaces des principaux matériaux urbains que sont le ciment, le béton, l'asphalte, l'enrobé bitumineux ou la brique peuvent être considérées comme grises dans le domaine IRT en première approximation.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Une surface présentant une rugosité dont l'échelle spatiale moyenne est beaucoup plus grande que la longueur d'onde du rayonnement incident réfléchira ce rayonnement de manière plutôt diffuse, c'est-à-dire de manière égale dans toutes les directions, quelle que soit la direction d'incidence. Or, la plupart des surfaces réelles tendent à être plutôt rugueuses et de ce fait à réfléchir de manière diffuse [Modest, 2013]. Les métaux purs ou polis ou encore les matériaux en verre font exception car ils présentent une surface faiblement rugueuse, réfléchissant le rayonnement incident de manière fortement spéculaire.

Les surfaces vitrées, très présentes sur les façades des bâtiments, sont particulières dans le sens où le verre constituant ces surfaces vitrées est en partie transparent au rayonnement solaire, les parts d'irradiance solaire absorbée et transmise par le vitrage dépendant alors de nombreux facteurs liés à sa conception. Dans le domaine IRT, le verre est en revanche opaque et présente des propriétés d'émission spectrales et directionnelles similaires aux matériaux urbains communs cités plus haut [Hart, 1991].

1.2.3 Impact des interactions IRT/atmosphère sur le rayonnement à l'échelle de la canopée

Les phénomènes optiques atmosphériques sont fondamentaux à l'échelle de l'atmosphère terrestre pour le bilan IRT terrestre. À l'échelle des transferts radiatifs urbains en revanche, ils sont très souvent négligés bien que les chemins optiques parcourus par le rayonnement IRT émis par les surfaces urbaines puissent être suffisamment grands pour que les interactions entre ce dernier et l'atmosphère urbaine deviennent significatifs. La Tab. 1.5 donne la fraction de rayonnement IRT global absorbée en fonction de la longueur du chemin parcouru dans l'atmosphère terrestre proche de la surface terrestre, sous des conditions typiques des latitudes moyennes en période estivale avec un air non pollué. Les calculs ont été effectués en considérant une source noire à 20 °C et à 40 °C, et pour différentes températures d'air. Les propriétés d'absorption de l'air varient très peu avec la température d'air. En effet, la part du rayonnement de corps noir à 20 °C absorbée ne varie que très peu pour des températures d'air allant de 0 °C à 40 °C : les différences vont de quelques centièmes de pourcent pour des distances inférieures à 1 m à 2,15 % pour une distance de 100 m, soit une différence relative de $1 - 5$ %. Les différences de température de la source noire (qui provoquent un

Table 1.5 – Fraction du rayonnement IRT global d'une source noire absorbée en fonction de la longueur du chemin parcouru dans l'air. Les propriétés d'absorption correspondent à celles de l'air aux latitudes moyennes en période estivale au niveau de la surface terrestre. La fraction molaire de vapeur d'eau est constante et correspond à une humidité relative de 60 % à 20 °C.

Temp. de source	Temp. d'air	Fraction absorbée				
		0,1 m	*1 m*	*10 m*	*100 m*	*1000 m*
20 °C	0 °C	2,96 %	9,93 %	23,18 %	42,12 %	61,08 %
	20 °C	2,94 %	10,00 %	23,57 %	43,22 %	62,46 %
	40 °C	2,92 %	10,06 %	23,96 %	44,27 %	63,80 %
40 °C	0 °C	2,74 %	9,40 %	22,36 %	40,94 %	59,65 %
	20 °C	2,72 %	9,45 %	22,70 %	42,00 %	61,03 %
	40 °C	2,70 %	9,49 %	23,05 %	43,01 %	62,37 %

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

décalage spectral de la distribution de corps noir) n'ont qu'un impact limité également sur l'absorption : pour une source à 40 °C la part de rayonnement absorbée diffère de seulement 0,55 % environ pour une distance de 1 m et de 1,22 % environ pour une distance de 100 m par rapport à une source à 20 °C, soit une différence relative de 3 − 6 %.

L'évolution du rayonnement IRT lors de sa propagation dans l'air dépend également de l'émission propre de l'air dans le domaine IRT. En considérant le rayonnement IRT global émis par une surface noire plus chaude que l'air ambiant, la Fig. 1.13 présente la fraction atténuée de ce rayonnement après parcours d'une certaine distance dans l'air, c'est à dire l'intensité du rayonnement IRT en ce point par rapport à l'intensité émise, en fonction de la différence de température entre la surface et l'air.

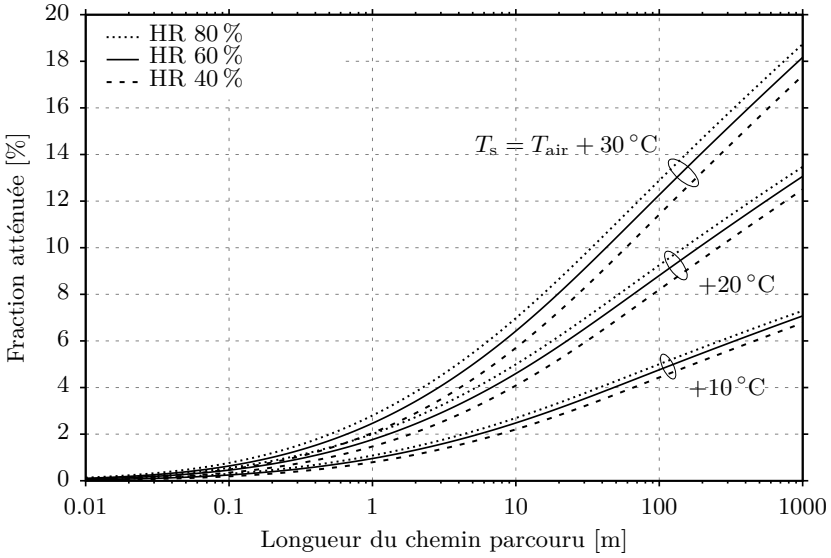


FIGURE 1.13 – Fraction du rayonnement IRT global d'une source noire à la température T_s atténuée après parcours d'une certaine distance dans l'air de température $T_{air} = 20\,°C$. L'atténuation du rayonnement prend en compte l'absorption et l'émission propre de l'air, et est donnée pour différentes humidités relatives à 20 °C.

Il apparaît clairement que l'atténuation du rayonnement IRT émis par la source noire est d'autant plus importante que la différence de température entre la source et l'air est élevée. Les différences d'atténuation dues aux différences de température de source augmentent également avec la longueur parcourue. Pour une humidité relative de 60 % à 20 °C, la fraction atténuée est de 1,0 % et 4,8 % pour des distances de 1 m et 100 m respectivement avec une température de source supérieure de 10 °C à la température d'air, et de 2,5 % et 12,3 % respectivement avec une température de source supérieure de 30 °C à la température d'air. Les variations de la teneur en vapeur d'eau dans l'air ont un effet visible sur la Fig. 1.13 mais relativement limité au regard de la valeur des fractions atténuées et comparé aux effets de la différence de température entre la source et l'air, notamment pour des distances supérieures à 10 m. Par exemple, les différences relatives d'atténuation entre une humidité relative de 40 % et de 80 % sont d'environ 20 % et 12 % pour des distances parcourues de 10 m et 100 m respectivement.

La littérature concernant la prise en compte des interactions entre rayonnement IRT et air à l'échelle des transferts radiatifs urbains reste à l'heure actuelle très limitée. Pourtant,

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Verseghy et Munro [1989] ont, quelques décennies plus tôt déjà, estimé numériquement que les erreurs sur les flux IRT incidents sur les parois d'une cour d'immeuble, associées à l'omission des interactions rayonnement/atmosphère au sein du volume d'air plus froid que les parois, pouvaient mener à une surestimation de $10\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ de ce flux sous des conditions de ciel clair, soit jusqu'à 4 % de sa valeur exacte.

Plus récemment, Hogan [2019] a procédé à des simulations radiatives IRT dans une canopée urbaine en utilisant le modèle huit flux du solveur *SPARTACUS-Urban*, couplé au modèle d'absorption gazeuse *RRTM-G*, afin d'évaluer l'importance de prendre en compte l'absorption atmosphérique au sein de la canopée. Dans son étude, une description statistique de la géométrie urbaine est utilisée avec une distance moyenne entre les parois de 50 m, et 140 intervalles spectraux sont nécessaires en considérant les concentrations gazeuses d'une atmosphère standard de latitude moyenne d'été au niveau de la surface terrestre. La température de l'air dans la canopée a été fixée à 21,1 °C et l'émissivité des parois à 0,95. Le rayonnement IRT descendant au niveau du haut de la canopée a été calculé dans les mêmes intervalles spectraux à partir d'un modèle de transfert radiatif atmosphérique et de la même atmosphère standard sous ciel clair. Lorsque les façades des bâtiments et le sol présentaient une température de surface supérieure de 10 °C à la température de l'air, les résultats ont montré que pour une hauteur moyenne des bâtiments allant de 10 m à 50 m, le fait de négliger l'absorption et l'émission par l'atmosphère urbaine induit une surestimation du flux absorbé aux parois de $5{,}4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ à $44{,}1\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour les façades et de $2{,}8\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ à $10{,}9\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour le sol (les flux étant rapportés à la surface horizontale de rue). Ces erreurs correspondent à $15-34$ % du flux exact pour les façades et $3-18$ % pour le sol. Le surplus d'absorption par l'air atteint $23{,}4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour 10 m de hauteur de bâtiment et $76{,}2\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour 50 m. Pour une température de surface supérieure de seulement 5 °C à la température de l'air, ces erreurs relatives sont plus faibles mais toujours significatives : $7{,}6-20{,}3$ % pour les façades et jusqu'à 7 % pour le sol. Cette étude a donc clairement mis en évidence l'importance d'inclure les effets atmosphériques dans les modèles de transferts radiatifs à l'échelle urbaine, sous peine de commettre des erreurs significatives sur les flux nets aux parois.

Sur la base de simulations radiatives effectuées avec un solveur radiatif urbain reposant sur une méthode de type Monte Carlo, dans des géométries urbaines explicites et réalistes, Schoetter *et al.* [2023] ont également mis en avant le fort impact des interactions entre le rayonnement IRT et l'air dans la canopée urbaine sur le bilan radiatif de cette dernière, tout particulièrement pour des zones urbaines avec des bâtiments de grande hauteur et des différences importantes entre les températures de surface et la température d'air.

En simulant les conditions thermo-radiatives à micro-échelle d'un bloc urbain composé de cinq bâtiments de formes diverses sur une période de cinq jours, Wang [2021] a également mis en évidence des impacts significatifs de l'absorption et de l'émission IRT par l'atmosphère urbaine sur les flux nets aux parois et sur l'évolution des températures de surface par rapport aux cas où ces interactions étaient négligées. Toutefois, l'auteur a pu souligner un problème majeur concernant la représentation des conditions limites radiatives à l'interface du domaine avec le ciel. En effet, en considérant le ciel comme gris, le rayonnement IRT provenant du ciel et paramétrisé en haut du domaine est fortement renforcé par l'air dans le domaine de calcul (de température plus élevée que celle du ciel) entre la frontière supérieure et les parois, ce qui représente une source d'erreur importante pour l'ensemble des variables calculées.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Ainsi, dans l'état actuel des connaissances, l'impact des interactions IRT/atmosphère sur les transferts radiatifs à l'échelle de la canopée urbaine demande des investigations plus poussées, afin d'évaluer quantitativement les erreurs qui peuvent être faites sur les bilans radiatifs en considérant l'atmosphère comme transparente. Pour cela, des études numériques précises dans des configurations explicites, détaillées, réalistes et correctement caractérisées sont nécessaires.

En comparaison de l'absorption du rayonnement IRT à micro-échelle, l'absorption du rayonnement solaire par l'atmosphère urbaine est négligeable sous les mêmes conditions atmosphériques. En effet, l'absorption du rayonnement solaire au niveau de la surface terrestre ne dépasse pas 0,22 % pour une distance de 100 m et 1,19 % pour une distance de 1 km, la majorité de cette absorption se situant dans le proche infrarouge. C'est pourquoi nous ne développons pas la problématique de l'absorption du rayonnement solaire par l'air au sein de la canopée dans le cadre de cette thèse. Il faut néanmoins garder à l'esprit que la pollution atmosphérique peut être un facteur déterminant de l'absorption et de la diffusion du rayonnement solaire en zone urbaine fortement exposée.

1.3 Écoulements d'air dans la canopée urbaine

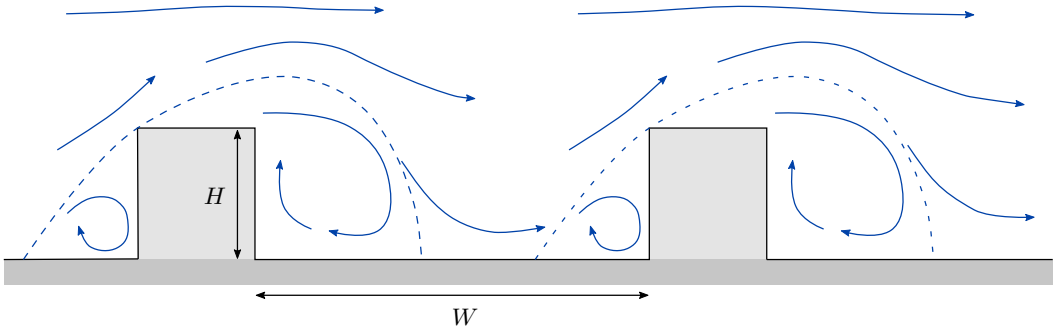
Nous allons à présent introduire brièvement les mécanismes aérauliques dans la canopée urbaine, et plus spécifiquement dans une rue canyon idéalisée. Cette section a également pour but d'exposer l'état de l'art sur les impacts des forces de flottabilité (liées principalement aux différences de température entre les parois et l'air) sur les structures d'écoulement et le transport de chaleur dans la canopée, ainsi que les limites existantes dans la caractérisation des interactions entre le rayonnement et les écoulements d'air à l'échelle de la canopée.

1.3.1 Influence générale de la structure urbaine

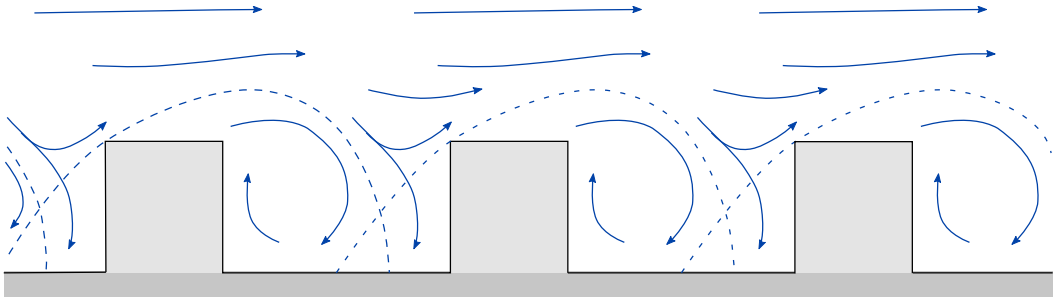
Le bâti, en tant qu'obstacle au vent, vient modifier les structures d'écoulement et par conséquent la production et le transport de turbulence ainsi que les échanges de chaleur à la fois dans la canopée et dans la couche limite atmosphérique urbaine au-dessus. Cette dernière présente des caractéristiques bien particulières du fait de la structure hétérogène et fortement rugueuse des surfaces urbaines. Une zone de fort cisaillement est présente au sommet de la canopée où l'énergie cinétique moyenne de l'écoulement est convertie en énergie cinétique turbulente, résultant en de hautes intensités turbulentes [Roth, 2000]. Les structures particulièrement complexes créées par l'arrangement de la canopée urbaine influencent l'écoulement dans la région appelée sous-couche rugueuse, qui s'étend verticalement jusqu'à une hauteur de 2 à 5 fois la hauteur moyenne du bâti au-dessus du sol [Kastner-Klein et Rotach, 2004]. La forte variabilité spatiale et temporelle de l'écoulement dans la sous-couche rugueuse implique que l'écoulement en un point donné au sein de la canopée est fortement susceptible de dépendre des spécificités structurelles du bâti environnant [Kastner-Klein et Rotach, 2004].

Au sein d'une configuration urbaine idéale constituée d'une succession de rues canyons de géométrie identique, lorsque la direction du vent est perpendiculaire à l'axe des rues, trois régimes d'écoulements peuvent être identifiés entre les bâtiments en fonction de leur espacement (ou plus précisément de leur rapport d'aspect H/W) comme illustré sur la Fig. 1.14 [Oke, 1987] :

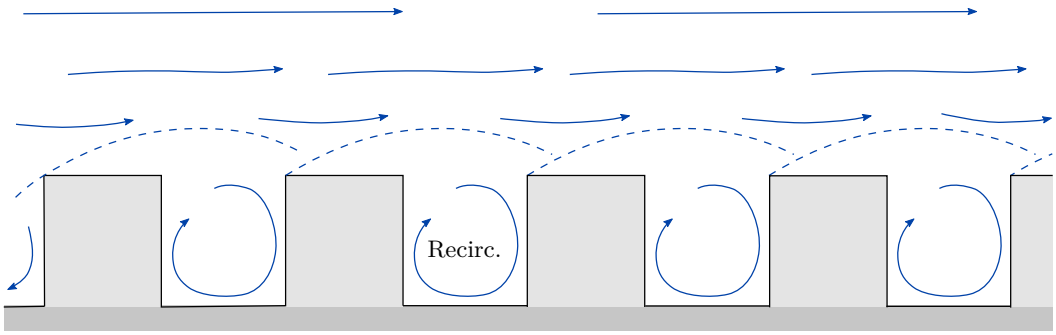
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Structures isolées



(b) Interférences de sillage



(c) Rasant

FIGURE 1.14 – Régimes d'écoulement dans une canopée urbaine en fonction de l'espacement des bâtiments. Adapté de [Oke, 1987].

Régime de structures isolées ($H/W < 0{,}3$) Lorsque les bâtiments sont suffisamment espacés (Fig. 1.14a), les structures induites par chaque bâtiment dans son sillage sont quasiment les mêmes que celles induites par un même bâtiment isolé, l'écoulement ayant l'espace pour se rééquilibrer en amont du bâtiment suivant.

Régime d'interférences de sillage ($0{,}3 < H/W < 0{,}7$) À mesure que les bâtiments se rapprochent les uns des autres (Fig. 1.14b), l'écoulement dans le sillage de chaque bâtiment interfère avec le bâtiment suivant, donnant lieu à des phénomènes turbulents de nature complexe et variable dans ces zones d'interaction.

Régime rasant ($H/W > 0{,}7$) Lorsque les bâtiments sont suffisamment proches les uns des autres, l'écoulement dans la sous-couche rugueuse est quasiment découplé de l'écoulement

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

dans la canopée [Cleugh et Grimmond, 2012], ce qui dégrade fortement la ventilation de la rue et par conséquent l'évacuation de la chaleur ou des polluants. Ce régime est connu sous la désignation « skimming » en anglais. L'entraînement d'air dans la rue (semblable à une cavité bornée par le sol et les bâtiments amont et aval) engendre tout de même une recirculation (aussi appelée tourbillon) au sein de cette dernière dans le sens du vent ambiant comme illustré sur la Fig. 1.14c. Plusieurs recirculations contra-rotatives superposées peuvent apparaître lorsque la rue devient plus étroite, le critère d'apparition de ces multiples recirculations n'étant pas clairement défini. À partir de simulations numériques, Lee et Park [1994] et Sini *et al.* [1996] ont par exemple déterminé une valeur critique du rapport d'aspect H/W de 2,1 et 1,7 respectivement.

Dans la suite de ce manuscrit, nous nous focaliserons exclusivement sur le régime rasant, caractéristique des zones urbaines denses (centre-ville par exemple) et de certaines zones péri-urbaines [Stewart et Oke, 2012].

La Fig. 1.15 présente l'aspect général d'un écoulement avec recirculation dans une rue canyon en régime rasant. L'écoulement extérieur (zone I), qui, comme évoqué, n'est quasiment pas perturbé par la rue mais dépend des caractéristiques de la canopée en amont de la rue, va être à l'origine d'une couche de mélange au niveau de l'interface entre l'extérieur et l'intérieur de la rue (zone II). Cette couche de mélange est sujette à un fort cisaillement induit par la rencontre de l'écoulement extérieur avec l'air dans la rue (c'est pourquoi elle est aussi appelée couche de cisaillement). La production d'énergie cinétique turbulente est particulièrement importante dans cette zone de fort cisaillement. À l'intérieur de la rue (zone III), l'écoulement est, comme nous l'avons vu, dominé par une recirculation primaire (aussi appelée tourbillon primaire ou principal) au sein de laquelle la vorticité est à peu près uniforme [Soulhac, 2000]. Au niveau des parois des bâtiments et du sol de la rue (zone IV) se développent des couches limites freinant la recirculation, mais d'épaisseur limitée en raison de la faible distance de développement.

À partir de modèles réduits de rues canyons placés en extérieur, Swaid [1993] a estimé une réduction moyenne de la vitesse d'écoulement dans la recirculation primaire de la rue de 40 % et 50 % par rapport à la vitesse extérieure pour $H/W = 1$ et $H/W = 2$ respectivement. En particulier pour $H/W = 1$, la vitesse moyenne de l'écoulement descendant le long de la paroi face au vent (paroi de droite sur la Fig. 1.15) et de l'écoulement ascendant le long de la paroi sous le vent (paroi de gauche sur la Fig. 1.15) sont respectivement égales à environ 100 % et 31 % de la vitesse moyenne ambiante. De même, la réduction de la vitesse de l'écoulement le long du sol est estimée à environ 40 %. À partir de mesures in-situ dans une rue canyon de rapport d'aspect $H/W = 1$, Nakamura et Oke [1988] ont mis en évidence une corrélation linéaire entre la vitesse horizontale proche du sol et la vitesse au dessus du canyon de coefficient 2/3 pour des vitesses de vent extérieur de $2\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ à $5\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. Le niveau de turbulence global dans la rue est quant à lui de l'ordre de 1/10 du niveau de turbulence dans la couche de cisaillement [Britter et Hanna, 2003], ce qui montre qu'une faible part seulement de la turbulence produite dans cette zone est transportée dans la rue.

Dans le cas où le vent extérieur n'est pas perpendiculaire à la rue, des recirculations sont tout de même observées, se superposant à un écoulement le long de la rue de vitesse corrélée à la vitesse extérieure, la structure d'écoulement résultante prenant la forme d'une spirale dans la rue [Santamouris *et al.*, 1999; Britter et Hanna, 2003; Niachou *et al.*, 2008b]. Dans les rues canyon dont les toitures des bâtiments sont formées de pans, la recirculation

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

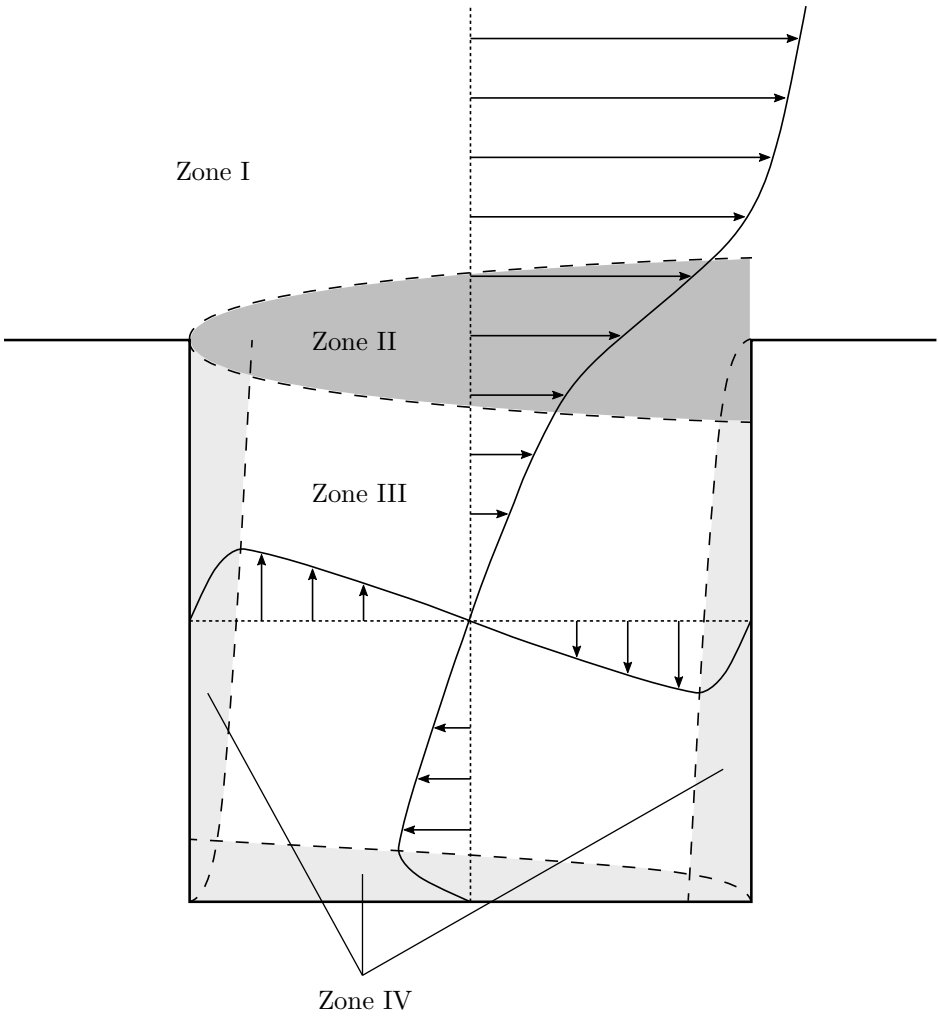


FIGURE 1.15 – Schéma de la structure générale de l'écoulement dans une rue canyon, avec les profils de vitesse moyenne. Adapté de [Soulhac, 2000].

peut ne pas se développer en fonction des cas, et le mélange vertical entre le canyon et l'écoulement extérieur est plus faible [Kastner-Klein et Rotach, 2004]. L'asymétrie de la rue influence également l'intensité de la recirculation, par exemple lorsque le bâtiment aval est plus grand que le bâtiment amont, les vitesses de vent sont plus élevées dans la rue [Hoydysh et Dabberdt, 1988; Zhao *et al.*, 2021a]. La présence de rugosités de grande échelle dans la rue, tels que les balcons, peut perturber fortement les structures globales et locales d'écoulement [Montazeri et Blocken, 2018]. Enfin, les effets de bord dus à la longueur finie d'une rue peuvent affecter significativement la recirculation dans la rue par la formation et l'advection dans celle-ci de structures tourbillonnaires instables. Ces dernières peuvent être suffisamment puissantes pour empêcher la formation du tourbillon principal au centre d'une rue relativement courte [Vardoulakis *et al.*, 2003]. Notons que la présence d'obstacles tels que des arbres dans la rue ou encore la circulation routière peuvent également avoir un effet non négligeable sur l'écoulement [Kastner-Klein et Rotach, 2004].

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

1.3.2 Effets de la flottabilité sur les écoulements

1.3.2.1 Aspects thermiques liés aux écoulements

L'atténuation globale des vitesses d'écoulement dans la rue a un impact direct sur les échanges de chaleur par convection au niveau des parois. Ces échanges de chaleur étant fortement corrélés aux vitesses de vent proche de la paroi, l'intensité moindre de l'écoulement proche de la paroi sous le vent induit mécaniquement des échanges de chaleur moins importants sur celle-ci comparé à la paroi face au vent. Par exemple, des simulations numériques d'écoulements dans des géométries de rue infiniment longue [Allegrini *et al.*, 2012a] ou d'un ensemble régulier de bâtiments cubiques [Liu *et al.*, 2013] ont mis en évidence un coefficient d'échange convectif moyen sur la façade sous le vent inférieur de 40 % à 50 % à celui de la façade face au vent pour $H/W = 1$ et $H/W = 2$ et une large gamme de vitesses de vent ambiantes. L'intensité des transferts convectifs est en outre conditionnée par les particularités locales de l'écoulement (comme les zones de décollement, de stagnation ou encore de recirculation) étroitement liées à la morphologie du bâti. Par conséquent, des distributions et des intensités variées de transferts convectifs peuvent exister sur les parois de la rue en fonction des conditions aérodynamiques locales [Merlier, 2015].

Lorsque les parois du canyon sont plus chaudes que l'air (par exemple en journée lorsqu'elles sont chauffées par le soleil), la chaleur transmise au volume d'air dans la canopée s'accumule pour être ensuite évacuée au niveau de l'interface entre la canopée et l'atmosphère au-dessus. Cette évacuation est plus ou moins efficace en fonction des structures d'écoulement en présence et de l'effet de blocage dû à la géométrie du bâti. Dans la logique des conclusions évoquées plus haut, il a été montré que dans les canopées urbaines denses, plus les rues sont étroites et moins l'évacuation de la chaleur accumulée par le volume d'air dans la canopée est efficace, faisant ainsi augmenter sa température moyenne [Mei et Yuan, 2021]. Des études expérimentales et numériques ont mis en évidence l'effet de la stabilité de l'atmosphère sur l'écoulement en canopée. La stabilité de la couche limite atmosphérique s'évalue selon la stratification verticale de la température potentielle virtuelle : un gradient positif (respectivement négatif) de cette dernière avec l'altitude implique une atmosphère stable (respectivement instable). La couche limite atmosphérique est généralement instable durant la journée avec un intense mélange turbulent causé par la convection de l'air réchauffé au contact de la surface terrestre (surtout avec un ciel clair), et plutôt stable la nuit avec une turbulence plus faible et sporadique et un vent plus faible résultant de l'inversion du gradient de température [Stull, 1988]. En zone urbaine, une couche limite atmosphérique plus stable aura par conséquent tendance à atténuer les vitesses moyennes et la turbulence dans la canopée, limitant ainsi le transport vertical de quantité de mouvement et de chaleur [Kanda et Yamao, 2016; Li *et al.*, 2016; Marucci et Carpentieri, 2019]. Toutefois, comme le souligne Oke [1987], la couche limite atmosphérique urbaine peut présenter une instabilité résiduelle la nuit en raison du phénomène d'ICU, combiné au fait que les surfaces urbaines sont plus rugueuses que les surfaces rurales.

Les variations de masse volumique de l'air soumis à une différence de température engendre des forces de flottabilité qui, si elles sont suffisamment fortes, peuvent influencer voire contrôler quasi entièrement l'écoulement d'air. Au sein d'un écoulement libre soumis à un gradient de température vertical $\partial T/\partial z$ $[\mathrm{K\,m^{-1}}]$, le rapport de la production ou de la consommation de turbulence par flottabilité sur la production de turbulence par cisaillement

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

s'exprime avec le nombre sans dimension de Richardson. Sous forme différentielle, ce nombre est donné par :

$$Ri = \frac{g\beta\partial T/\partial z}{\|\partial \mathbf{u}/\partial z\|^2} \tag{1.15}$$

avec $\begin{cases} g & \text{l'accélération de la pesanteur } [\mathrm{m\,s^{-2}}], \\ \beta & \text{le coefficient d'expansion thermique du fluide } [\mathrm{K^{-1}}], \\ \mathbf{u} & \text{la vitesse moyenne de l'écoulement } [\mathrm{m\,s^{-1}}]. \end{cases}$

Lorsque $Ri \ll 1$, la flottabilité est négligeable, tandis que lorsque $Ri \gg 1$, la flottabilité domine la dynamique turbulente de l'écoulement. Si Ri est de l'ordre de l'unité, l'écoulement est contrôlé par les forces de flottabilité et par les forces de cisaillement de manière sensiblement équivalente.

Dans l'étude des écoulements turbulents en rue canyon, l'intensité des forces de flottabilité peut être évaluée à partir de la différence entre la température de surface des parois de la rue T_s et la température de référence de l'écoulement extérieur T_0, soit $\Delta T = T_\mathrm{s} - T_0$ [K]. Le nombre de Richardson est alors très souvent utilisé sous sa forme globale suivante :

$$Ri_H = \frac{g\beta\Delta T H}{{U_0}^2} \tag{1.16}$$

avec $\begin{cases} H & \text{la hauteur moyenne du bâti [m]}, \\ U_0 & \text{la vitesse moyenne du vent ambiant } [\mathrm{m\,s^{-1}}]. \end{cases}$

Il permet notamment de déterminer l'importance de la convection naturelle induite par flottabilité par rapport aux forces inertielles liées à la convection forcée par l'écoulement ambiant. En ce sens, Ri_H est une combinaison des nombres sans dimension de Reynolds (Re_H) et de Grashof (Gr_H), quantifiant respectivement les forces d'inertie et les forces de flottabilité de l'écoulement urbain à l'échelle caractéristique de la rue et des bâtiments au regard des forces visqueuses agissant sur l'air de viscosité cinématique ν $\left[\mathrm{m^2\,s^{-1}}\right]$:

$$Ri_H = \frac{Gr_H}{{Re_H}^2} \tag{1.17}$$

avec $\begin{cases} Re_H = \dfrac{U_0 H}{\nu}, \\ Gr_H = \dfrac{g\beta\Delta T H^3}{\nu^2}. \end{cases}$

Plus la vitesse du vent ambiant est faible, plus les forces de flottabilité induites par les gradients de température au sein de la canopée sont susceptibles d'influencer localement l'écoulement de manière non négligeable. Par exemple, pour un bâtiment de 10 m de haut soumis à un vent ambiant de vitesse $1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$, il suffit d'un écart de température $\Delta T = 3\,^\circ\mathrm{C}$ pour atteindre $Ri_H = 1$. Le régime de convection sera qualifié de « mixte » pour un écoulement entraîné par un vent suffisamment faible pour que les effets de la flottabilité soient significatifs.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Un nombre encore limité d'études ont pour objet l'analyse de l'influence thermique du milieu urbain sur la dynamique locale de l'écoulement. Ces études présentent une diversité de méthodes comprenant :

- Des campagnes de mesures effectuées in-situ, dans des rues souvent localisées dans des zones urbaines denses,
- Des campagnes de mesures expérimentales effectuées à échelle réduite, que ce soit en conditions contrôlées comme en soufflerie par exemple ou en conditions extérieures réelles,
- Des simulations numériques.

Les types de géométrie urbaine étudiés sont diversifiés mais le plus souvent académiques, allant de la simple rue canyon isolée infiniment longue (Fig. 1.2a) à des ensembles de blocs disposés de manière plus ou moins régulière (Fig. 1.2b).

1.3.2.2 Effets de la flottabilité observés in-situ

Les campagnes de mesures in-situ reposant sur l'instrumentation de canopées urbaines existantes, bien que complexes et fastidieuses à mettre en place, permettent d'obtenir des renseignements primordiaux sur les conditions micro-météorologiques régnant au sein de ces canopées et de leur dynamique spatio-temporelle journalière, en fonction de l'étendue des paramètres mesurés ainsi que de la localisation de ces mesures. La Tab. 1.6 regroupe de manière synthétique quelques informations sur des campagnes de mesures in-situ et sur la géométrie des rues instrumentées, dont les principaux résultats sont présentés ci-après. Les campagnes ayant pris place majoritairement en été, les résultats concernent principalement des conditions estivales.

TABLE 1.6 – Informations sur les rues canyon instrumentées dans le cadre des campagnes de mesures traitant des conditions thermiques, référencées dans la littérature.

Orientation de la rue	Hauteur moyenne H	Rapport d'aspect H/W	Période de mesure
[Nakamura et Oke, 1988] - Kyoto, Japon (périphérie)			
E-O	17 m	1,0	2 - 3 Août 1983 29 - 30 Août 1984
[Santamouris et al., 1999] - Athènes, Grèce (centre)			
NW-SE	21 m	2,5	7 - 15 Juillet 1997
[Louka et al., 2002] - Nantes, France (centre)			
N-S	21 m	1,4	Juin et juillet 1999
[Offerle et al., 2007] - Göteborg, Suède (centre)			
N-S	15 m	2,1	Juillet 2003 - Août 2004
[Niachou et al., 2008a,b] - Athènes, Grèce (centre)			
ESE-WNW	20 m	1,7	19 - 23 juillet 2002

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

En été, les surfaces du canyon recevant le rayonnement solaire direct peuvent présenter des températures importantes. Par exemple des températures maximum de 40 °C le matin et supérieures à 50 °C l'après-midi ont été mesurées par endroits sur les façades de la rue de Nantes [Louka *et al.*, 2002]. De même des températures atteignant 60 °C sur l'asphalte [Niachou *et al.*, 2008a] et 53 °C [Santamouris *et al.*, 1999] dans les rues d'Athènes ont été mesurées en milieu de journée. Le contraste entre les endroits exposés au soleil et ceux qui ne le sont pas est tel que les gradients de température de surface sur une même paroi peuvent devenir importants en journée. Par exemple, Niachou *et al.* [2008b] et Santamouris *et al.* [1999] ont respectivement relevé des différences de températures de surface de près de 30 °C entre les parties Nord et Sud du sol et de près de 19 °C entre les façades opposées dans les rues d'Athènes en journée de ce seul fait. Durant la nuit, les gradients de température de surface s'amenuisent nettement en l'absence de rayonnement solaire.

À la différence des températures de surface, les températures d'air au centre du canyon ne semblent pas présenter de variation significative, y compris avec l'altitude [Santamouris *et al.*, 1999; Niachou *et al.*, 2008a]. À titre d'exemple, dans le cas de la rue canyon de Kyoto, les différences de température d'air entre l'intérieur de la rue et l'extérieur sont globalement faibles (inférieures à 1 °C), excepté au sein de la zone proche-paroi jusqu'à 50 cm du sol et des façades [Nakamura et Oke, 1988]. Dans ces fines couches limites thermiques présentes en proche-paroi, les différentes campagnes de mesures ont mis en évidence un gradient abrupt de température : au maximum 14 °C sur 50 cm aux alentours de midi dans le cas de Kyoto [Nakamura et Oke, 1988], au maximum 13 °C sur plus de 12 cm dans le cas d'Athènes [Santamouris *et al.*, 1999] et au maximum 18 °C sur 20 cm dans le cas de Nantes [Louka *et al.*, 2002]. Dans le cas de Göteborg, une différence de 30 °C entre la température sur la partie supérieure de la façade chauffée par le soleil et la température à environ $2H$ est observée, et globalement jusqu'à 10 °C de différence pour l'ensemble des parois de la rue pendant la journée [Offerle *et al.*, 2007]. Des différences de température similaires sont relevées entre l'asphalte exposé au soleil et l'air à 3,5 m au-dessus du sol dans le cas d'Athènes [Niachou *et al.*, 2008b]. En période nocturne, les différences de température entre surfaces et air sont naturellement plus faibles et donc plus difficiles à mettre en évidence. Toutefois les températures de surface peuvent être de l'ordre de 3−4 °C plus élevées [Nakamura et Oke, 1988] ou au contraire plus faibles que l'air [Niachou *et al.*, 2008a].

Du fait de ces gradients de température non négligeables au sein de la canopée urbaine, les effets de flottabilité sont susceptibles de venir modifier de manière significative la circulation d'air. En pratique, un fort mouvement convectif ascendant a été mis en évidence proche des parois chaudes de la rue de Nantes à partir de la visualisation de ballons d'hélium non flottants [Louka *et al.*, 2002]. Dans la rue d'Athènes, des mouvements convectifs ascendant sont également observés le long de la façade orientée Sud, favorisés par la température élevée de l'asphalte du sol [Niachou *et al.*, 2008a]. Au delà de ces écoulements confinés en proche-paroi, une modification du sens de rotation du tourbillon principal a été observée par Niachou *et al.* [2008b] dans la rue d'Athènes et attribuée aux effets de flottabilité, bien que les effets liés aux intersections au niveau des extrémités de la rue puissent être en cause, du moins en partie. Les auteurs ont en parallèle observé un effet d'accroissement de la vitesse moyenne horizontale normalisée au centre du canyon lorsque l'instabilité thermique devenait importante, probablement du fait de l'inversion de l'écoulement. Concernant la rue d'Athènes de grande profondeur ($H/W = 2{,}5$), Santamouris *et al.* [1999] mentionnent que lorsque la formation de deux tourbillons contra-rotatifs était observée, celle-ci était presque toujours associée à

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

une stratification des températures dans la rue favorisant un écoulement ascendant le long de la partie inférieure de la façade chauffée, empêchant le tourbillon supérieur de s'étendre vers les couches inférieures. Offerle *et al.* [2007] n'ont quant à eux pas pu mettre en évidence une possible modification de la recirculation principale par les effets de flottabilité, mais ont toutefois relevé une intensification du mélange et des flux de chaleur turbulents au sein du canyon quand la paroi face au vent était plus chaude que l'air.

La recherche de tels effets thermiques sur l'écoulement dans une rue canyon réelle reste compliquée du fait du manque de résolution dans les mesures de température et de vitesses de vent, du manque de concordance dans la localisation des capteurs et des interférences avec les effets induits par le trafic routier [Louka *et al.*, 2002]. Les conditions météorologiques fortement fluctuantes, comme la direction et la vitesse du vent dans la couche limite atmosphérique par exemple, compliquent également le travail consistant à identifier distinctement ces effets thermiques à partir de l'ensemble des mesures, et à les isoler des autres effets dus par exemple à la géométrie 3D complexe du bâti.

1.3.2.3 Effets de la flottabilité observés à échelle réduite

Le recours à des campagnes de mesures en extérieur effectuées sur des modèles de rue canyon ou de blocs urbains confectionnés à échelle réduite pour les besoins de l'étude permet, entre autres, d'avoir la main sur la géométrie d'intérêt et la configuration du modèle étudié. En effet, les modèles urbains étudiés dans le cadre de ce type d'expérience sont conçus de manière idéalisée et peuvent donc être totalement caractérisés. Bien que conçus spécifiquement pour étudier les effets thermiques induits par les parois chauffées sur l'écoulement, ces modèles réduits restent soumis à des conditions météorologiques ambiantes non contrôlables et fortement fluctuantes.

Idczak *et al.* [2007] ont effectué une série de mesures micro-météorologiques dans un bloc urbain à l'échelle 1:5 représentant quatre rangées de bâtiments de hauteur $H = 5{,}2\,\mathrm{m}$ formant trois rues canyons parallèles de rapport d'aspect $H/W = 2{,}5$, et placé sur terrain plat et dégagé proche de Paris, France. En prenant la température au centre du canyon (supposée à peu près égale à la température au-dessus de la rue) et la vitesse de vent mesurée à $2H$ comme référence, les auteurs ont étudié l'influence des effets thermiques sur l'écoulement dans la rue pour $0 < Ri_H < 1$ (basé sur la température de surface à différents niveaux de la paroi la plus chaude). Pour une direction de vent perpendiculaire à la rue, ils n'ont pas observé d'influence particulière des champs thermiques sur la structure de l'écoulement dans le canyon, que ce soit l'apparition de multiples tourbillons ou des recirculations localisées. Ils ont toutefois noté une légère atténuation de l'écoulement descendant dans la partie inférieure du canyon dans le cas d'effets thermiques potentiellement forts.

En suivant une procédure similaire sur un site extérieur de Singapour, Dallman *et al.* [2014] ont instrumenté une rue canyon à échelle réduite composée de deux rangées de bâtiments de hauteur $H = 2{,}5\,\mathrm{m}$. Le rapport d'aspect de la rue était de $H/W = 0{,}66$ et sa longueur de $10H$. L'intensité des forces de flottabilité a été évaluée à l'aide d'un paramètre de flottabilité assimilable à un nombre de Richardson global basé sur la différence de température de surface entre les façades opposées de la rue. Bien que le Ri_H ne soit pas quantifiable dans ce cas, les auteurs indiquent que l'écoulement apparaissait particulièrement influencé par la flottabilité pour des vitesses de vent à $2H$ inférieures à $1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ et un rayonnement solaire important favorisant une surchauffe de la paroi sous le vent de 1 à 10 °C par rapport à la paroi face au

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

vent. Sous ces conditions, les mesures ont montré que lorsque le vent est perpendiculaire à la rue et le paramètre de flottabilité supérieur à un certain seuil, la vitesse moyenne horizontale proche du sol et les fluctuations de vitesse selon les différentes directions croissent avec la racine carrée de ce paramètre.

Les campagnes de mesures en soufflerie ont l'avantage de permettre un plus large contrôle sur les conditions limites et les conditions de test, bien que généralement les mesures soient aussi prises en seulement quelques points dans la zone d'intérêt [Blocken, 2015]. De plus, les modèles urbains étudiés présentent une échelle très réduite (typiquement de l'ordre de 1:100), ce qui rend critique la question des critères de similarité. Ce point, sur lequel nous reviendrons plus loin, peut devenir limitant pour certaines classes de problèmes comme les écoulements thermiques à forte flottabilité [Blocken, 2014, 2015].

La Tab. 1.7 regroupe des campagnes de mesures effectuées en soufflerie et permettant d'étudier l'influence du chauffage des parois sur l'écoulement en canopée urbaine. Les résultats de ces expériences indiquent des effets de la flottabilité sur l'écoulement dans la rue clairement discernables, qui dépendent notamment de la localisation de la paroi du canyon dont la chauffe est contrôlée :

TABLE 1.7 – Sélection d'études sur les effets thermiques sur les écoulements urbains basées sur des campagnes de mesures à échelle réduite en conditions contrôlées. L'ensemble de ces études considère un vent perpendiculaire à l'axe du canyon ou au plan de mesure derrière les bâtiments. Les Ri_H sont données à titre indicatif et ne sont pas homogénéisés sur l'ensemble des études, la température et la vitesse de référence considérées pouvant varier selon les références. Le critère d'indépendance au Re_H est vérifié pour l'ensemble des études.

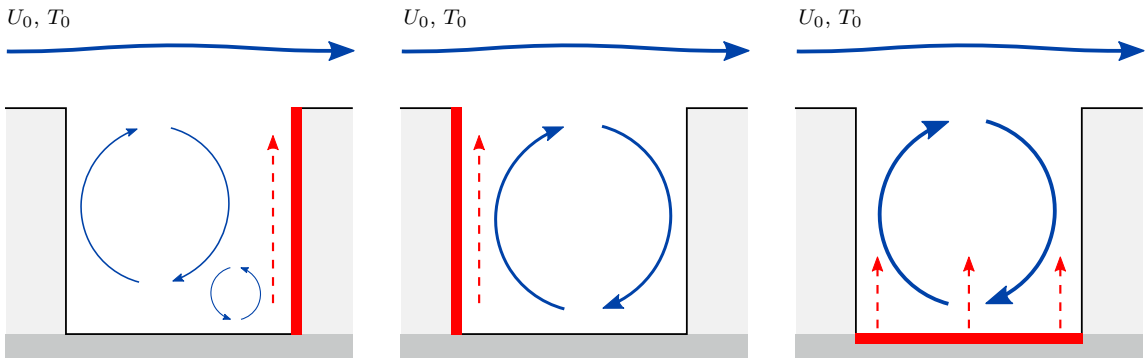
Hauteur H	Rapport d'aspect H/W	Paroi(s) contrôlée(s)	U_0	Re_H	ΔT	Ri_H
[Uehara et al., 2000] - Réseau aligné 3D						
10 cm	1,0	Sol	1,5 m s^{-1}	10000	−57 - 59 °C	−0,78 - 0,21
[Kovar-Panskus et al., 2002] - Canyon isolé 2D						
28,5 cm	1,0	FV	0,5 m s^{-1}	9000	60 - 100 °C	0,5 - 3,7
[Allegrini et al., 2013] - Canyon isolé 2D						
20 cm	1,0	FV, SV, Sol, Tot.	0,68 m s^{-1}	9000	47 - 107 °C	0,06 - 1,54
[Marucci et Carpentieri, 2019] - Canyon isolé 2D						
16,6 cm	1,0	FV, SV	0,65 m s^{-1}	5200	96 °C	1,25
[Lin et al., 2020] - Canyon isolé 2D						
10 cm	0,67 - 2,0	FV, SV, Sol	0,5 - 1,5 m s^{-1}	3200 - 9600	96 °C	0,13 - 1,18
[Zhao et al., 2021a] - Quartier réaliste						
15 - 30,5 cm	0,8 - 1,5	Tot.	0,6 m s^{-1}	5120 - 6900	15 - 105 °C	0,3 - 2,0

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Paroi face au vent (Fig. 1.16a) Des courants d'air ascendants instables induits par les forces de flottabilité sont observables le long de la paroi chaude. L'intensité de la recirculation primaire est significativement amoindrie par ces courants ascendants s'opposant à l'écoulement inertiel descendant [Kovar-Panskus *et al.*, 2002; Allegrini *et al.*, 2013; Marucci et Carpentieri, 2019]. Pour $Ri_H > 0{,}1$, un tourbillon secondaire peut se former du fait de ces forces ascendantes [Kovar-Panskus *et al.*, 2002; Allegrini *et al.*, 2013], rendant l'allure de l'écoulement moyen plutôt asymétrique. La taille de ce tourbillon secondaire tend à augmenter avec Ri_H [Allegrini *et al.*, 2013]. La zone d'interaction entre le tourbillon primaire et l'écoulement thermique ascendant génère localement une quantité significative d'énergie cinétique turbulente ainsi que la hausse de sa valeur moyenne dans la rue [Kovar-Panskus *et al.*, 2002; Allegrini *et al.*, 2013; Marucci et Carpentieri, 2019].

Paroi sous le vent (Fig. 1.16b) L'allure générale symétrique du tourbillon primaire est à peu près conservée, mais le tourbillon est accéléré par les forces de flottabilité orientées dans le sens de l'écoulement le long de la paroi chaude [Allegrini *et al.*, 2013; Marucci et Carpentieri, 2019]. Bien que l'énergie cinétique de l'écoulement moyen domine dans ce cas, l'énergie cinétique turbulente moyenne dans la rue s'accroît tout de même, mais de manière beaucoup moins prononcée que dans le cas où la paroi face au vent est chauffée [Allegrini *et al.*, 2013; Marucci et Carpentieri, 2019].

Sol (Fig. 1.16c) Le tourbillon principal est également accéléré [Uehara *et al.*, 2000; Allegrini *et al.*, 2013], à priori de manière plus prononcée que dans le cas où la façade sous le vent est chauffée [Allegrini *et al.*, 2013]. De la même manière que dans les configurations précédentes, la production d'énergie cinétique turbulente est importante du fait des effets de flottabilité [Allegrini *et al.*, 2013].



(a) Face au vent (b) Sous le vent (c) Sol

FIGURE 1.16 – Représentation simplifiée de l'influence des forces de flottabilité sur l'écoulement dans une rue canyon, en fonction de la configuration de chauffe. La paroi chauffée (de température $T > T_0$) est indiquée en rouge, et les forces de flottabilité induites sont représentées par les flèches rouges en trait discontinu.

En plus de ces effets principaux systématiquement observés, quelques informations complémentaires peuvent être tirées de ces différentes études :

- Lorsque toutes les parois sont chauffées en même temps, le tourbillon est accéléré comme dans le cas sous le vent, mais pas aussi intensément [Allegrini *et al.*, 2013]. La

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

production d'énergie cinétique turbulente par flottabilité est toutefois maximale dans ce cas [Allegrini *et al.*, 2013; Zhao *et al.*, 2021a].

- Le rapport d'aspect semble être un facteur déterminant dans les effets thermiques, c'est pourquoi certains auteurs l'incluent dans la définition du Ri global vertical ou horizontal. Par exemple, Lin *et al.* [2020] ont relevé, pour un même Ri_H de 0,13, une influence des parois chauffées sur les structures d'écoulement plus marquée lorsque H/W augmente (c'est à dire quand le canyon devient plus étroit), ce qui peut s'expliquer par le fait que la recirculation entraînée par le vent extérieur est d'autant plus faible que la rue est étroite, comme nous l'avons vu à la Sec. 1.3.1.

- Dans le cas où la paroi sous le vent est chauffée, le taux de renouvellement d'air moyen de la rue augmente fortement avec Ri_H [Allegrini *et al.*, 2013; Marucci et Carpentieri, 2019]. Il n'est en revanche pas altéré de manière notable dans le cas où la paroi face au vent est chauffée [Marucci et Carpentieri, 2019]. Lorsque toutes les parois sont chauffées, Zhao *et al.* [2021a] trouvent une relation à peu près linéaire entre la ventilation verticale et Ri_H.

- À partir d'un certain seuil, les forces de flottabilité sont tellement importantes que la dynamique de l'écoulement n'est plus influencée par l'écoulement extérieur, et revêt les caractéristiques d'un panache thermique plutôt qu'un écoulement rotatif [Lin *et al.*, 2020; Zhao *et al.*, 2021a].

- Si Ri_H est négatif, c'est à dire lorsque la température de paroi est inférieure à la température de l'air, l'écoulement présente les tendances inverses à celles observées pour Ri_H positif. Uehara *et al.* [2000] ont par exemple observé une atténuation globale de l'écoulement pour une température de sol plus faible que la température de l'air en haut de la rue, la vitesse de vent dans la rue devenant quasiment nulle lorsque Ri_H descend en-dessous d'une valeur comprise entre $-0{,}4$ et $-0{,}8$.

- Le chauffage des toits ne semble influencer qu'à la marge l'écoulement et la distribution de température au-dessus de la canopée [Lin *et al.*, 2020].

Concernant les impacts de la flottabilité sur les échanges de chaleur convectifs, Zhao *et al.* [2021a] indiquent que l'intensification de l'écoulement au sein de la rue par la flottabilité entraîne mécaniquement une hausse de l'injection d'air froid dans le canyon et de l'éjection d'air plus chaud depuis le canyon vers l'extérieur au niveau de l'interface haute de la rue, favorisant ainsi le taux de renouvellement d'air frais et donc le rafraîchissement global de l'air dans la canopée.

1.3.2.4 Origine des différences observées à échelles réelle et réduite

Comme évoqué dans la Sec. 1.3.2.2, les études réalisées in-situ concordent sur le fait que des mouvements convectifs associés aux parois chauffées par le soleil sous des conditions de vent ambiant faible peuvent se développer dans la rue, mais tendent à rester confinés proche de ces parois. Malgré les difficultés inhérentes aux campagnes de mesures in-situ pour mettre en évidence des potentiels effets de la flottabilité, il semble tout de même que sous des conditions similaires (c'est à dire Ri_H proche de 1 ou plus grand), les forces de flottabilité n'ont pas un

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

impact aussi significatif sur l'écoulement à échelle réelle que ce qui peut être observé à échelle réduite. Parmi les causes possibles, les conditions de similitude sont susceptibles d'être la cause majeure de ces différences. Pour que des résultats normalisés obtenus à échelle réduite soient comparables à ceux obtenus à échelle réelle dans le cas d'écoulements thermiques urbains, il est en effet nécessaire que, d'une part, la géométrie des modèles soient similaires et que, d'autre part, les rapports entre les différents types de forces régissant l'écoulement soient égaux, ce qui peut se traduire par la nécessité de similitude des nombres de Re_H et de Gr_H.

La similitude du Re_H ne peut pas être respectée à échelle réduite car les vitesses de vent nécessaires ne sont pas atteignables en soufflerie. Toutefois, les caractéristiques principales de l'écoulement sont suffisamment similaires dans le régime où l'inertie prévaut sur les forces visqueuses. Dans ce régime, l'écoulement est supposé ne plus dépendre du nombre de Re_H au-delà d'une certaine valeur. Le critère d'indépendance au Re_H est à priori respecté pour les campagnes de mesures regroupées dans la Tab. 1.7. Mais ce seul critère d'indépendance au nombre de Re_H n'est pas suffisant dans le cas des écoulements avec des effets thermiques marqués [Chew *et al.*, 2018], notamment car la croissance de l'épaisseur d'une couche limite thermique se développant le long d'une paroi chaude est non linéaire. Zhao *et al.* [2020] indiquent par exemple que 1/10 de la largeur d'un canyon de 10 cm de haut et de rapport d'aspect $H/W = 1$ est occupée par la couche limite thermique induite par une façade chauffée, ce ratio étant seulement de 1/30 pour un canyon de 10 m de haut. Il conviendrait donc de déterminer un critère d'indépendance de l'écoulement dépendant à la fois de Re_H et de Gr_H, bien que les conditions d'indépendance de l'écoulement mixte resteraient inatteignables en soufflerie.

1.3.2.5 Études numériques

Les résultats de simulations numériques basées sur des modèles de mécanique des fluides numérique, ou Computational Fluid Dynamics (CFD) en anglais, dans des configurations urbaines à échelle réduite avec des parois chauffées uniformément, viennent corroborer les tendances observées lors des campagnes de mesures à échelle réduite en soufflerie et synthétisées à la Sec. 1.3.2.3, dans la même gamme de Ri_H [Ca *et al.*, 1995; Kim et Baik, 1999, 2001; Xie *et al.*, 2006, 2007; Li *et al.*, 2012; Allegrini *et al.*, 2014; Magnusson *et al.*, 2014; Chew *et al.*, 2018].

Des simulations effectuées dans des configurations à échelle réelle, avec des parois chauffées uniformément, ont montré des effets de la flottabilité tout aussi significatifs que les effets observés à échelle réduite pour les mêmes gammes de Ri_H [Sini *et al.*, 1996; Louka *et al.*, 2002; Cai, 2012; Park *et al.*, 2012]. Comme nous l'avons dit plus haut, ces effets ne sont pas observés de manière claire mais surtout aussi importante lors des campagnes de mesures in-situ dans des conditions ambiantes moyennes similaires.

Afin d'évaluer le rôle joué par des configurations thermiques plus réalistes, certains auteurs ont effectué des simulations en utilisant une distribution de températures de surface ou de flux de chaleur plus réaliste, prenant en compte l'environnement thermique complexe d'une canopée urbaine lié aux conditions météorologiques réelles, à partir de modèles thermo-radiatifs urbains plus ou moins détaillés. Les résultats de ces simulations ont ainsi permis de montrer que, sous ces conditions thermiques réalistes, les effets de la flottabilité sur l'écoulement sont tout aussi importants que ceux observés en conditions thermiques uniformes à mesure que

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Ri_H augmente, et dépendent surtout de la localisation de la paroi chauffée directement par le soleil [Qu *et al.*, 2012; Santiago *et al.*, 2014; Nazarian et Kleissl, 2016; Kubilay *et al.*, 2018]. La distribution des flux de chaleur surfaciques, qui dépend notamment de la position du soleil, affecte significativement les distributions de la température d'air normalisée dans le canyon, avec des maxima trouvés à différents endroits, tandis que les propriétés de l'écoulement moyennées spatialement ne présentent que très peu de dépendance à la position du soleil [Santiago *et al.*, 2014]. Ainsi Chen *et al.* [2020] indiquent que la distribution des températures de surface induites par le soleil peut être remplacée par une distribution uniforme sous certaines conditions après pré-évaluation de la pertinence d'une telle approximation.

Le recours aux simulations CFD revêt l'avantage de pouvoir étudier en détails l'impact de la flottabilité sur la composante sensible Q_H du bilan énergétique de la canopée, correspondant au flux de chaleur total moyen à l'interface entre la rue et la couche limite atmosphérique au-dessus. Cai [2012] ont montré, à partir de simulations dans une rue canyon 2D de hauteur $H = 18\,\mathrm{m}$ et de rapport d'aspect unitaire, que ce flux total moyen normalisé, de nature majoritairement turbulente, augmente fortement avec Ri_H dans les cas où les parois sous le vent ou face au vent sont chauffées. Dans les deux cas, ce flux normalisé est quasiment multiplié par trois lorsque ΔT augmente de 1 à 15 K avec une vitesse de référence constante de $2{,}1\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ à $2{,}5H$, du seul fait de la modification de l'écoulement moyen et de la hausse du niveau de turbulence due aux forces de flottabilité. Oliveira Panão *et al.* [2009] ont mis en évidence des tendances similaires à partir de simulations dans une rue canyon 2D de hauteur $H = 20\,\mathrm{m}$ et de rapport d'aspect variable, dont la paroi face au vent est chauffée. En effet, ils observent de larges différences du flux normalisé quand Ri_H augmente de 1 à 14,3, jusqu'à un facteur 6 pour $H/W = 1{,}5$ et un facteur 3 pour $H/W = 1{,}0$.

1.3.3 Impact des interactions IRT/atmosphère sur les écoulements mixtes à l'échelle de la canopée

Comme nous l'avons vu à la Sec. 1.2.3, le surplus d'absorption ou bien d'émission de rayonnement IRT par l'air dans l'atmosphère urbaine, représentant une puissance radiative nette dans le volume d'air de la canopée, peut être potentiellement important. À partir d'un certain niveau, cette puissance radiative, représentant une source (ou au contraire un puits) de chaleur dans l'air, est susceptible d'impacter sensiblement l'écoulement d'air de plusieurs façons. Premièrement par un effet de réchauffement (ou de refroidissement) local de l'air qui peut avoir un effet direct visible sur les champs de température d'air. Deuxièmement, lorsque les forces de flottabilité ont un effet marqué sur l'écoulement, cette source de chaleur radiative peut avoir un effet d'intensification ou d'atténuation de ces forces de flottabilité, et donc impacter indirectement les structures d'écoulement et, comme nous l'avons vu, les transferts de chaleur sensible par convection dans la canopée.

Dans des configurations académiques telles que des cavités différentiellement chauffées, les effets radiatifs sur la dynamique d'écoulement ont fait l'objet d'études dédiées. Il a notamment été montré que l'absorption et l'émission du rayonnement IRT par l'air dans ce type de cavité modifie le bilan d'énergie local et résulte, en particulier, en l'homogénéisation du champ de températures, l'épaississement des couches limites et l'intensification globale de l'écoulement, aussi bien en régime laminaire qu'en régime turbulent [Soucasse *et al.*, 2014, 2016; Kogawa *et al.*, 2017]. L'effet radiatif combiné des parois et de l'air participant est en outre à l'origine d'une hausse du niveau de fluctuations de température et de vitesse en régime

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

turbulent [Soucasse *et al.*, 2016]. Prasanna et Venkateshan [2014] ont étudié la stabilité d'une couche de fluide rayonnant exposé à un environnement radiatif froid, à l'aide d'un dispositif expérimental ainsi que d'un modèle mathématique simulant la couche limite atmosphérique nocturne. Ils ont ainsi pu mettre en évidence un retardement du début de la convection lorsque le refroidissement radiatif du fluide était pris en compte. Malgré ces effets nets mis en évidence dans des cavités aux conditions limites contrôlées, il est très difficile d'estimer à priori l'importance des interactions IRT/atmosphère à l'échelle des écoulements urbains mixtes. Il est en revanche certain que nous ne pouvons pas nous contenter de représenter l'ensemble des ces interactions thermo-radiatives et convectives complexes en configuration urbaine réaliste sans avoir recours à des simulations CFD détaillées.

À notre connaissance et au regard de la littérature scientifique, à ce jour aucune étude sur les effets des interactions IRT/atmosphère sur l'écoulement à l'échelle de la canopée urbaine, faisant appel à des simulations couplées (radiative et convective), n'a été effectuée.

1.4 Positionnement de la thèse

1.4.1 Bilan et problématique

Dans ce premier chapitre du manuscrit, nous avons pu en premier lieu contextualiser le besoin croissant de modélisations précises des conditions micro-météorologiques en canopée urbaine, découlant des nombreuses particularités des bilans énergétiques des zones urbaines. Nous avons ensuite pu identifier un facteur limitant à l'heure actuelle quant à l'étude des conditions microclimatiques dans les canopées urbaines, à savoir **l'évaluation de l'impact des interactions entre rayonnement IRT et atmosphère urbaine, à l'échelle de la canopée, sur les transferts radiatifs d'une part et sur la convection mixte d'autre part**. L'état de l'art exposé dans les deux sections précédentes a en effet permis d'émettre les constats suivants :

1. La plupart des études abordant les transferts radiatifs IRT en milieu urbain négligent les interactions IRT/atmosphère à l'échelle de la canopée. Or, certains travaux soutiennent que l'hypothèse d'une atmosphère urbaine transparente peut amener à commettre des erreurs significatives sur les flux IRT au niveau des parois du bâti mais également sur le bilan radiatif IRT des canopées urbaines. Toutefois, l'évaluation de ces erreurs nécessite encore des études approfondies dans des configurations urbaines explicites, détaillées et réalistes.
2. Lorsque les niveaux de vitesse de vent dans la canopée sont faibles, ce qui est favorisé avec des conditions ambiantes de vent faible, les forces de flottabilité engendrées par les différences de température entre les surfaces et l'air peuvent avoir un impact significatif sur les structures moyennes de l'écoulement dans les rues, et amplifier la production de turbulence. Bien que ces effets n'aient pas été mis en évidence de manière catégorique in-situ, les campagnes expérimentales à échelle réduite ou les simulations numériques à échelles réelle et réduite convergent sur l'observation d'effets non négligeables, qui dépendent notamment de la configuration de chauffe des parois et des caractéristiques géométriques de la canopée. Les échanges convectifs aux parois ainsi que la composante sensible Q_{H} du bilan énergétique de la canopée tendent à s'accroître lorsque Ri_H augmente. Bien que les impacts importants des interactions IRT/air soient bien carac-

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

térisés dans le cas de la convection naturelle laminaire et turbulente en cavité, nous manquons toujours, à l'heure actuelle, de travaux concernant l'évaluation des impacts de ces interactions dans des configurations urbaines simples, comme une rue canyon par exemple.

La problématique de cette thèse porte donc sur **l'étude des effets des interactions entre le rayonnement IRT et l'atmosphère sur les échanges IRT et la convection mixte à l'échelle de la canopée urbaine, conditionnant le rafraîchissement urbain, au travers de simulations numériques micro-météorologiques détaillées.**

1.4.2 Objectifs de thèse

La problématique de thèse sera abordée au travers de deux objectifs principaux, qui sont étroitement liés aux limites constatées et énoncées à la section précédente.

Premier objectif de thèse

Mettre en place des simulations radiatives IRT détaillées dans une géométrie urbaine explicite et représentative de rue canyon, capables de prendre en compte l'absorption par l'atmosphère urbaine de manière exacte, ainsi que des conditions limites réalistes. Ces simulations permettront d'étudier plus en détails les effets des interactions IRT/atmosphère sur les bilans radiatifs de la rue. L'accent sera mis notamment sur la prise en compte des conditions limites à l'interface entre le domaine urbain et le ciel. Le rayonnement IRT atmosphérique revêtant un caractère spectral fort, le couplage spectral à cette interface sera évalué avec attention afin d'éviter des erreurs de modélisation conséquentes.

Deuxième objectif de thèse

Étudier l'importance des effets des interactions IRT/atmosphère sur les écoulements de convection mixte à l'échelle de la canopée urbaine, en estimant notamment l'impact sur les structures moyennes et turbulentes de l'écoulement et sur le transport de chaleur sensible. Une telle étude passe nécessairement par des simulations micro-météorologiques détaillées, à partir d'un couplage étroit entre simulations aéraulique et radiative à micro-échelle, avec une résolution spatiale importante. À notre connaissance, à ce jour aucun couplage de cette envergure n'a encore été mis au point. Les développements présentés dans cette thèse ont donc pour visée, en plus des objectifs évoqués, de lever ce verrou méthodologique.

1.4.3 Méthodologie et structure du manuscrit

La méthodologie mise en place pour répondre à la problématique de thèse s'appuie sur une succession d'étapes de modélisations, simulations, validations et analyses, s'attachant à remplir les deux objectifs de thèse énoncés plus haut. Le plan de la suite du manuscrit s'articule en trois chapitres, dont le découpage s'appuie sur cette succession d'étapes.

Le Chap. 2 présentera tout d'abord l'approche retenue pour modéliser les transferts radiatifs IRT en canopée urbaine, en justifiant notamment le choix de développer un nouveau solveur basé sur la méthode des volumes finis, et permettant de prendre en compte les interactions spectrales entre rayonnement IRT et atmosphère de manière réaliste. Le bilan radiatif

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

d'une rue canyon sous des conditions simplifiées sera effectué afin d'évaluer, en première approche, l'impact de ces interactions sur les flux radiatifs aux parois et, de cette manière, donner des premiers éléments de réponse au premier objectif de thèse. Ce cas d'étude sera l'occasion de se pencher en détails sur la prise en compte de conditions limites spectrales adéquates au niveau de l'interface entre le ciel et le domaine radiatif urbain.

Le Chap. 3 présentera ensuite les spécificités du solveur CFD *ProLB*, utilisé pour simuler des écoulements urbains de convection mixte à micro-échelle. Ce solveur sera ensuite testé dans une configuration de rue canyon sous des conditions favorisant le développement d'effets de flottabilité importants. Dans un but de validation, les simulations seront confrontées à des mesures expérimentales effectuées à échelle réduite.

Enfin, le Chap. 4 abordera le deuxième objectif de thèse en présentant, dans un premier temps, les principes du couplage entre *ProLB* et le solveur radiatif, et, dans un deuxième temps, l'application de ce couplage visant à étudier l'impact des interactions IRT/atmosphère sur les caractéristiques de l'écoulement mixte et sur le bilan énergétique d'une rue canyon sous des conditions météorologiques réalistes, conditionnant notamment le potentiel de rafraîchissement du bâti.

Le manuscrit sera conclu par une synthèse des résultats d'intérêt et des discussions s'y rattachant, en abordant les perspectives de travaux futurs qui permettraient de prolonger les travaux initiés avec cette thèse.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 2

Solveur radiatif atmosphérique pour le rayonnement IRT urbain

Sommaire

Introduction **50**
2.1 Présentation du solveur radiatif et des modèles associés **50**
2.1.1 L'équation du transfert radiatif 50
2.1.2 Bref historique des choix méthodologiques 52
2.1.2.1 Méthodes de résolution existantes 52
2.1.2.2 Choix du solveur 54
2.1.3 La méthode des volumes finis pour résoudre l'ETR 55
2.1.4 Algorithme de résolution et conditions limites 58
2.1.5 Paramètres numériques du solveur 59
2.2 Intégration spectrale de l'ETR dans l'atmosphère urbaine **60**
2.2.1 Revue des approches possibles 60
2.2.2 La méthode SLW 61
2.2.3 Modélisation réaliste des luminances atmosphériques 65
2.2.3.1 Transferts radiatifs IRT dans l'atmosphère terrestre 65
2.2.3.2 Rôle des aérosols et des nuages 67
2.2.3.3 Impact de l'état de l'atmosphère urbaine sur le rayonnement IRT incident 68
2.2.3.4 Prise en compte de l'état de l'atmosphère dans la modélisation 69
2.2.4 Traitement du ciel et continuité spectrale à l'interface 73
2.2.5 Couplage spectral aux frontières ouvertes du domaine de calcul 76
2.3 Validation du solveur et application en configuration urbaine **77**
2.3.1 Définition des cas d'étude 77
2.3.2 Analyse de sensibilité au maillage FVM 80
2.3.3 Impact qualitatif du traitement spectral du ciel 82
2.3.4 Quantification des erreurs liées à l'approximation de l'atmosphère transparente 86
2.3.4.1 Puissances radiatives volumiques 86
2.3.4.2 Flux absorbés aux parois 87
2.3.4.3 Flux nets aux parois 90
Conclusions du chapitre **92**

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

La prise en compte des interactions entre rayonnement Infrarouge Thermique Terrestre (IRT) et atmosphère dans une canopée urbaine impose une contrainte supplémentaire par rapport aux solveurs radiatifs urbains existants, à savoir la prise en compte du caractère fortement spectral du transfert IRT au sein de cette atmosphère. Cette contrainte a nécessité de mettre en place le couplage d'une méthode de résolution radiative dédiée à ce type de configuration et d'un modèle d'absorption dans l'atmosphère urbaine. Ce type de couplage nécessite une attention particulière concernant la paramétrisation spectrale adéquate du rayonnement IRT aux frontières du domaine de calcul.

Les développements réalisés pour construire ce solveur radiatif IRT sont présentés dans ce chapitre. Un cas d'étude dans une configuration de rue canyon est ensuite présenté avec pour finalité de (i) valider ce solveur radiatif urbain et (ii) évaluer en première approche l'impact de l'absorption du rayonnement IRT par l'atmosphère dans la canopée sur les bilans radiatifs dans la rue, conformément au premier objectif de thèse. La pertinence des résultats est également analysée au regard des conditions de couplage spectral utilisées à l'interface avec le ciel.

2.1 Présentation du solveur radiatif et des modèles associés

2.1.1 L'équation du transfert radiatif

La grandeur énergétique fondamentale du transfert radiatif est la luminance énergétique spectrale $L_\eta(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})$ $[\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}\,cm}]$. Elle désigne, en un point de l'espace $\mathbf{x}$ [m], le flux radiatif rayonné dans l'angle solide infinitésimal $d\Omega$ [sr] centré sur la direction de propagation unitaire $\boldsymbol{\omega}$, représentée sur la Fig. 2.1, par unité de surface normale à cette direction, dans l'intervalle spectral infinitésimal $d\eta$ centré sur le nombre d'onde η $[\mathrm{cm^{-1}}]$.

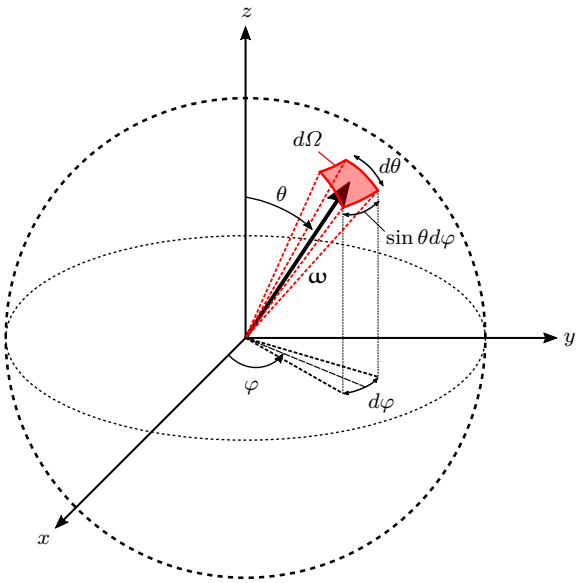


Figure 2.1 – Direction de propagation $\boldsymbol{\omega}$ de la luminance en un point de l'espace, représentée dans le repère sphérique unitaire local (θ, φ). L'angle solide infinitésimal $d\Omega$ centré sur $\boldsymbol{\omega}$ est égal à $\sin\theta\, d\theta\, d\varphi$. L'angle solide total de la sphère unitaire est égal à 4π.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

En toute rigueur, la luminance dépend également du temps. Toutefois, comme elle se propage à la vitesse de la lumière dans le milieu, très élevée au regard des échelles spatio-temporelles caractéristiques de propagation étudiées dans nos travaux, le champ de luminance dans tout le domaine d'intérêt sera considéré comme instantanément établi à chaque instant où les conditions limites radiatives changent.

Sous cette hypothèse, l'évolution de la luminance spectrale dans un milieu de propagation tri-dimensionnel non gris est régie par l'Équation de Transfert Radiatif (ETR), donnée ci-après en considérant le milieu comme non diffusant, de propriétés d'émission et d'absorption isotropes et d'indice de réfraction unitaire :

$$(\boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\nabla})\, L_\eta(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \kappa_\eta(\mathbf{x})\, [L_{\mathrm{b}\eta}(\mathbf{x}) - L_\eta(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})] \tag{2.1}$$

$$\text{avec} \begin{cases} \kappa_\eta & \text{le coefficient d'absorption spectral du milieu } \left[\mathrm{m}^{-1}\right], \\ L_{\mathrm{b}\eta} = \dfrac{E_{\mathrm{b}\eta}}{\pi} & \text{la luminance du corps noir } \left[\mathrm{W\,m^{-2}\,sr^{-1}\,cm}\right]. \end{cases}$$

Dans l'Eq. 2.1, le terme de gauche représente le taux de variation de la luminance traversant un volume infinitésimal dans le milieu de propagation tel qu'illustré sur la Fig. 2.2. Les termes de droite représentent le phénomène d'émission de rayonnement par le milieu d'une part, venant renforcer le rayonnement incident, et le phénomène d'absorption d'une fraction du rayonnement incident d'autre part, causant une atténuation de ce rayonnement incident. Le phénomène de diffusion, qui se traduit par la modification de la trajectoire des photons et pouvant donc renforcer ou atténuer la luminance entrante dans une direction donnée, est également représenté sur la Fig. 2.2 mais n'est pas pris en compte dans l'Eq. 2.1.

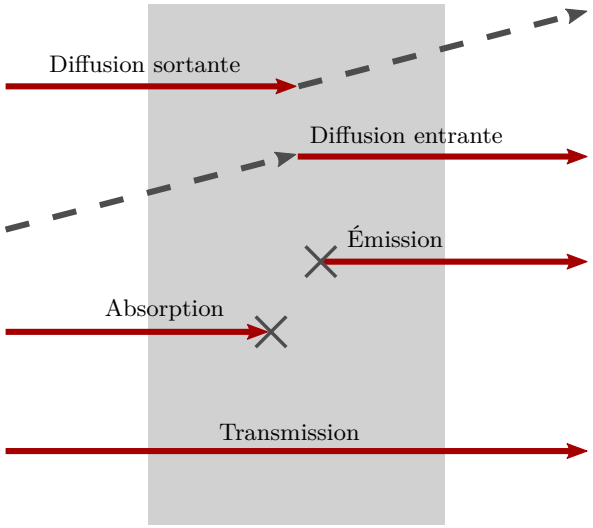


FIGURE 2.2 – Interactions entre le rayonnement, se propageant de gauche à droite, et la matière au sein d'un milieu participant. Dans un volume infinitésimal de l'espace, le rayonnement dans une certaine direction peut être atténué par absorption et diffusion sortante du rayonnement entrant, et renforcé par émission de rayonnement et diffusion du rayonnement entrant se propageant dans les autres directions. Le rayonnement peut enfin être transmis sans subir d'interaction (si le milieu est optiquement mince par exemple).

Lorsque la luminance énergétique, en un point de l'espace, est connue dans toutes les directions de propagation, les grandeurs radiatives macroscopiques suivantes peuvent être

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

déterminées en ce point par intégration angulaire sur la sphère unitaire d'angle solide total 4π :

- Le vecteur densité de flux radiatif spectrale $\mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}$ $[\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}]$:

$$\mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}(\mathbf{x}) = \int_{4\pi} L_\eta(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})\boldsymbol{\omega}\, d\Omega \tag{2.2}$$

- La divergence de ce vecteur $\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}$ $[\mathrm{W\,m^{-3}\,cm}]$ qui représente la quantité d'énergie radiative par unité de temps et de volume qui est générée ou consommée en ce point :

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}(\mathbf{x}) = \kappa_\eta(\mathbf{x}) \left(4\pi L_{\mathrm{b}\eta}(\mathbf{x}) - \int_{4\pi} L_\eta(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})\, d\Omega \right) \tag{2.3}$$

  Cette énergie résulte des interactions avec le milieu de propagation et, d'après l'Eq. 2.3, le gain ou la perte nette d'énergie par le milieu correspond au bilan entre le rayonnement émis et le rayonnement absorbé dans toutes les directions.

En un point $\mathbf{x}_\mathrm{s}$ d'une surface d'un matériau opaque de normale $\mathbf{n}_\mathrm{s}$ pointant vers le milieu de propagation, l'irradiance spectrale $I_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s})$ $[\mathrm{W\,m^{-2}\,cm}]$ introduite à la Sec. 1.2.2.2 est donnée par :

$$I_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}) = \int_{\Omega\,:\,\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_\mathrm{s}<0} L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}, \boldsymbol{\omega})|\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n}_\mathrm{s}|\, d\Omega \tag{2.4}$$

Les parts absorbée et réfléchie de cette irradiance se calculent à partir des propriétés optiques spectrales de la surface selon les relations données à la Sec. 1.2.2.2.

En ce même point de surface, d'émissivité spectrale $\varepsilon_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s})$ et de température $T_\mathrm{s}(\mathbf{x}_\mathrm{s})$, la condition limite donnant la luminance partante vers le milieu de propagation pour une réflexion diffuse isotrope et une émission isotrope s'écrit :

$$L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}, \boldsymbol{\omega}) = \varepsilon_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}) L_{\mathrm{b}\eta}(T_\mathrm{s}) + \frac{1 - \varepsilon_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s})}{\pi} I_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}) \tag{2.5}$$

2.1.2 Bref historique des choix méthodologiques

2.1.2.1 Méthodes de résolution existantes

Les méthodes de résolution des transferts radiatifs en milieu urbain sont toutes fondamentalement basées sur la résolution de l'ETR dans la scène d'étude. Les solveurs radiatifs urbains sont pour cela dotés d'un moteur de calcul radiatif permettant de résoudre les équations radiatives en prenant en compte les spécificités géométriques de la scène et donc les multi-réflexions. Trois types de méthodes de résolution sont principalement employés par cette classe de solveurs, à savoir les méthodes de type radiosités, lancer de rayon ou discrètes.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Radiosités La méthode des radiosités standard, qui est la méthode la plus couramment utilisée, se base sur la discrétisation des surfaces urbaines et de la voûte céleste en un nombre fini de facettes élémentaires opaques, sur lesquelles les flux radiatifs partants calculés (nommés radiosités) sont uniformes. Cette méthode suppose le pré-calcul d'une matrice de facteurs de forme de grande taille qui stocke l'information sur la fraction de radiosité partant de chaque facette et interceptée par les autres facettes. Sous l'approximation de facettes émettant et réfléchissant le rayonnement de manière diffuse et isotrope et en considérant l'atmosphère transparente entre les facettes, les flux incidents sur chaque facette peuvent être calculés en résolvant un système linéaire d'équations couplées de grande taille sous la forme matricielle. Dans le cas de géométries complexes, le calcul des facteurs de forme représente la principale difficulté de cette méthode, de même que l'espace mémoire nécessaire au stockage de ces facteurs dans des matrices de grande dimension [Gros *et al.*, 2011]. La méthode des radiosités est couramment utilisée dans des outils de simulation thermo-radiative ou micro-météorologique urbaine tels que *SOLENE* [Miguet et Groleau, 2002; Musy *et al.*, 2015], *ENVI-met* [Bruse et Fleer, 1998], *LASER/F* [Kastendeuch et Najjar, 2009], *CitySim* [Robinson *et al.*, 2009] ou encore *PALM-4U* [Resler *et al.*, 2017]. Bien que cette méthode puisse être adaptée pour prendre en compte les interactions entre rayonnement et atmosphère en formulant une transmissivité atmosphérique moyenne entre les facettes [Verseghy et Munro, 1989], son application aux milieux de propagation non gris et non uniformes n'a jamais été considérée pour des applications urbaines, d'autant plus que cette méthode ne peut pas rendre compte de la divergence du flux radiatif au sein de l'atmosphère..

Lancer de rayon Ce type d'approche consiste à reconstituer le chemin des rayons soit en partant de la source, soit en remontant leur chemin parcouru à partir de la localisation d'intérêt. Chaque rayon étant indépendant, leur échantillonnage peut être effectué de manière déterministe ou bien selon un tirage aléatoire par une approche stochastique de Monte Carlo (MC). Les méthodes de lancer de rayon sont surtout employées pour le rendu lumineux en extérieur ou en intérieur, dont les outils sont pour la plupart basés sur le moteur de calcul du logiciel *Radiance* [Larson et Shakespeare, 1998], qui utilise une approche hybride déterministe/MC [Raybaud, 2020]. Le lancer de rayon est encore peu appliqué à la modélisation des transferts radiatifs IRT en milieu urbain. Nous pouvons toutefois mentionner le solveur thermo-radiatif *QESRadiant* [Overby *et al.*, 2016] qui peut traiter les échanges IRT avec une méthode de lancer de rayon déterministe, ou encore le très récent solveur radiatif présenté par Caliot *et al.* [2023], dédié aux canopées urbaines, qui se base sur une approche MC. Les méthodes de lancer de rayon présentent l'avantage de pouvoir traiter des hypothèses plus larges comparées aux méthodes des radiosités, comme les réflexions spéculaires, les milieux diffusants, les propriétés spectrales réelles des milieux, etc [Joseph *et al.*, 2009]. Elles permettent en particulier de résoudre les intégrales linéaires solutions de l'ETR (Eq. 2.1) le long du chemin des rayons, ce qui facilite la prise en compte des interactions entre rayonnement et atmosphère, à la différence de la méthode des radiosités.

Méthodes discrètes Les méthodes discrètes se basent sur la résolution numérique de l'ETR dans tout le domaine 3D discrétisé spatialement et angulairement. En chaque localisation discrète du milieu de propagation, les interactions entre le rayonnement et l'atmosphère sont donc prises en compte dans la solution discrète. Le solveur *DART* [Gastellu-Etchegorry *et al.*, 2015], basé sur une méthode discrète, est probablement le plus abouti et complet pour la simulation des transferts radiatifs solaire et IRT en milieu urbain. Dédié initialement à la

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

modélisation de la télédétection, il a été utilisé pour simuler le bilan radiatif des canopées urbaines en représentant explicitement la géométrie complexe de ces canopées et la grande diversité d'interactions surfaciques en son sein [Landier, 2018; Dissegna *et al.*, 2019; Morrison *et al.*, 2020; Stretton *et al.*, 2022]. Il peut également prendre en compte les interactions entre rayonnement et atmosphère au sein de la canopée. Un solveur discret implémenté dans le solveur aéraulique *Code_Saturne* a également été utilisé pour effectuer des simulations micro-météorologiques dans des configurations urbaines [Milliez, 2006; Qu *et al.*, 2012], mais en considérant systématiquement l'atmosphère dans le domaine de calcul comme transparente.

Quelle que soit la méthode de résolution choisie, les solveurs radiatifs urbains comportent nécessairement des compartiments numériques traitant d'une part l'interfaçage entre la scène urbaine et l'extérieur (c'est à dire le soleil et l'atmosphère terrestre ou le ciel), et d'autre part la paramétrisation des propriétés de surface de la scène. Ces aspects de modélisation influencent en effet directement les conditions limites du moteur de calcul.

2.1.2.2 Choix du solveur

L'un des objectifs méthodologiques initiaux de cette thèse était de développer un solveur radiatif urbain basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau, Lattice Boltzmann Method (LBM) en anglais, pour résoudre l'ETR. En 2019, au commencement de nos travaux, la littérature scientifique concernant l'utilisation de la LBM pour résoudre l'ETR comptait déjà quelques travaux, parmi lesquels ceux initiés par Asinari *et al.* [2010] et Rienzo *et al.* [2011] et étendus par la suite à d'autres régimes de transfert radiatif (par exemple par McHardy *et al.* [2016] et Mink *et al.* [2016]). La méthode LBM radiative bénéficiait alors d'un intérêt grandissant concernant son applicabilité aux simulations des transferts de chaleur couplés (voir par exemple [Mishra *et al.*, 2014; Tighchi et Esfahani, 2017]). Par ailleurs, le développement de ce solveur LBM radiatif devait bénéficier du moteur de calcul du solveur *ProLB* destiné aux simulations des écoulements d'air (ce dernier sera présenté au Chap. 3), lui aussi basé sur la LBM. Ce moteur de calcul parallèle dédié présentait en effet l'avantage d'être déjà optimisé, efficace et adapté à cette méthode particulière. L'objectif était alors de pouvoir coupler à terme les simulations aéraulique et radiative au sein du même environnement de calcul en utilisant le moteur de calcul LBM de *ProLB* et, ainsi, résoudre les champs aérauliques et radiatifs sur les mêmes nœuds de calcul.

Dans ce cadre, nous avons au départ formulé une méthode LBM pour les milieux optiquement minces et non diffusants dans le but de pouvoir effectuer des simulations du transfert radiatif dans l'atmosphère urbaine et étudier les interactions entre le rayonnement et l'atmosphère participante. Après une étude approfondie des solutions prédites avec cette méthode dans une cavité remplie d'un milieu gris non diffusant d'épaisseur optique variable, nous avons mis en évidence des limites majeures restreignant les possibilités de développement ultérieures. Dans la limite optiquement mince que représente l'atmosphère terrestre, les champs de luminance présentent en effet des discontinuités marquées (des sauts de luminances) du fait de la discrétisation angulaire de résolution intrinsèquement faible liée aux vitesses discrètes du réseau LBM. Ce comportement a également été observé par Mink *et al.* [2020] dans le cas d'une source de rayonnement diffuse et d'un milieu optiquement mince. Les travaux traitant de la LBM radiative semblent d'ailleurs se concentrer sur les régimes radiatifs dans la limite diffusante et optiquement épaisse pour lesquels cette méthode s'est montrée

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

particulièrement adaptée et prometteuse [McHardy, 2019].

Face à cette limite rédhibitoire pour notre domaine d'application, nous nous sommes tournés vers des méthodes discrètes plus classiques pour résoudre l'ETR en milieu participant, méthodes toutefois proches de la méthode LBM en ce qui concerne la discrétisation spatiale et directionnelle. L'implémentation d'une méthode discrète dédiée répondait en outre au besoin initial d'intégration d'un solveur radiatif généralisé au sein de l'environnement de calcul de *ProLB* et adapté à d'autres types d'application. Ce type de méthodes discrètes a d'ailleurs été implémenté par défaut dans des codes de mécanique des fluides numérique répandus comme *OpenFOAM* ou *ANSYS Fluent*, pour résoudre des problèmes intégrant une forte composante radiative.

Ce bref historique montre que le choix d'une méthode discrète plutôt que d'une méthode de type lancer de rayon dans le cadre de nos travaux a été essentiellement motivée par des contraintes de développement successives, indépendamment de considérations sur les avantages et inconvénients inhérents à chaque type de méthode.

2.1.3 La méthode des volumes finis pour résoudre l'ETR

Le solveur radiatif développé pour cette thèse se base sur la résolution numérique de l'ETR par la méthode des volumes finis [Chai *et al.*, 1994], appelée Finite Volume Method (FVM) en anglais. Cette méthode repose sur la discrétisation de l'ETR (Eq. 2.1) dans l'espace des phases à cinq dimensions, à savoir les trois dimensions d'espace (x, y, z) et les deux dimensions angulaires (θ, φ). La FVM radiative est quasiment identique à la méthode des ordonnées discrètes, connue sous le nom de « Discrete Ordinate Method » (DOM) en anglais, à une approximation angulaire près. La discrétisation spatiale s'effectue avec la méthode des volumes finis tri-dimensionnelle classiquement utilisée pour discrétiser le terme d'advection des équations de transport. Pour cela, le domaine de calcul est subdivisé en une multitude de volumes de contrôle ΔV, aussi appelés cellules. La Fig. 2.3 présente un volume de contrôle générique et ses notations associées.

L'ETR est ensuite intégrée sur chaque volume de contrôle ΔV :

$$\int_{\Delta V} \boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} L_\eta(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})\, dV = \int_{\Delta V} \kappa_\eta(\mathbf{x}) \left[L_{b\eta}(\mathbf{x}) - L_\eta(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \right]\, dV \tag{2.6}$$

En considérant que la luminance ainsi que l'état thermodynamique et les propriétés optiques du milieu sont constantes au sein du volume ΔV, que la luminance est constante sur chaque face a d'aire A_a et en utilisant le théorème de divergence de Gauss sur le terme de gauche, l'Eq. 2.6 devient :

$$\sum_a (\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n}_a)\, L_\eta(\mathbf{x}_a, \boldsymbol{\omega}) A_a = \Delta V \kappa_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}) \left[L_{\mathrm{b}\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{P}) - L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}, \boldsymbol{\omega}) \right] \tag{2.7}$$

La discrétisation angulaire de la luminance s'effectue avec la méthode des volumes finis appliquée aux angles solides. La sphère unitaire d'angle solide 4π est subdivisée en un nombre fini M d'angles solides de contrôle $\Delta\Omega_{i=1,\dots,M}$ centrés sur les directions $\boldsymbol{\omega}_i$, comme illustré

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

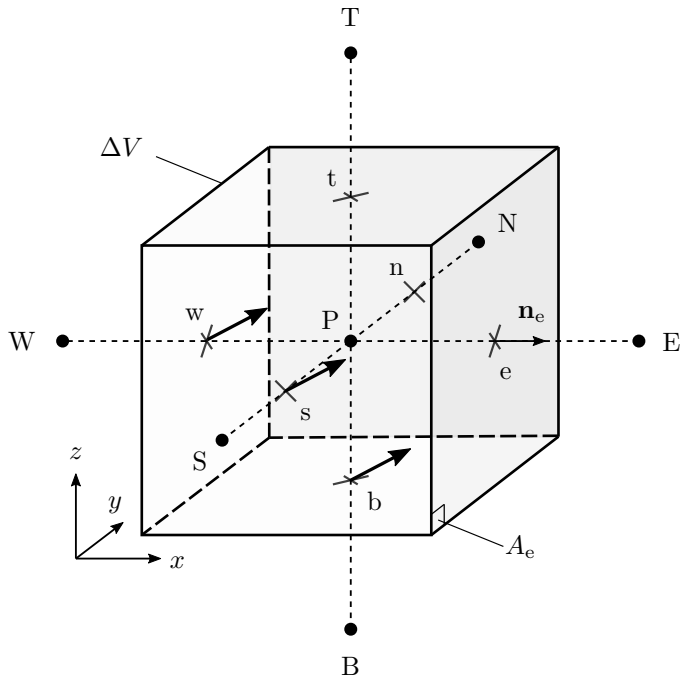


FIGURE 2.3 – Volume de contrôle (ou cellule) centré sur le nœud P. Les faces de la cellule sont notées $a = \{\mathrm{w}, \mathrm{e}, \mathrm{s}, \mathrm{n}, \mathrm{b}, \mathrm{t}\}$. Les centres des cellules adjacentes dans les directions associées sont notés avec les lettres majuscule correspondantes. Une direction arbitraire de propagation est représentée, entrante par les faces w, s et b et sortante par les faces e, n et t. Les normales $\mathbf{n}$ aux faces sont orientées vers l'extérieur de la cellule.

sur la Fig. 2.4. En considérant que la luminance est constante au sein de $\Delta\Omega_i$, l'intégration de l'Eq. 2.7 sur $\Delta\Omega_i$ donne :

$$\sum_a \left[\int_{\Delta\Omega_i} (\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_a)\ d\Omega \right] L_\eta(\mathbf{x}_a, \boldsymbol{\omega}_i) A_a = \Delta V \kappa_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}) \left[L_{\mathrm{b}\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{P}) - L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}, \boldsymbol{\omega}_i) \right] \Delta\Omega_i \tag{2.8}$$

Pour un maillage structuré selon les directions des axes du domaine de calcul, le facteur

$$D_{i,a} = \int_{\Delta\Omega_i} (\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_a)\ d\Omega \tag{2.9}$$

est propre à chaque angle de contrôle et à chaque direction cartésienne mais ne varie pas spatialement. Dans ce cas, en notant $\mathbf{n}_x$, $\mathbf{n}_y$ et $\mathbf{n}_z$ les vecteurs unitaires du repère, on définit

$$\mathbf{D}_i = \begin{pmatrix} D_{i,x} \\ D_{i,y} \\ D_{i,z} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \int_{\Delta\Omega_i} (\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_x)\ d\Omega \\ \int_{\Delta\Omega_i} (\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_y)\ d\Omega \\ \int_{\Delta\Omega_i} (\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_z)\ d\Omega \end{pmatrix} \tag{2.10}$$

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

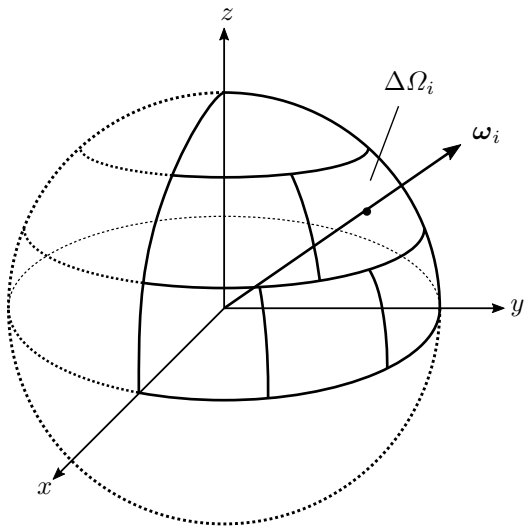


FIGURE 2.4 – Sphère unitaire discrétisée en un nombre fini d'angles de contrôle $\Delta\Omega_i$ selon le schéma de discrétisation FT_n [Kim et Huh, 2000]. La discrétisation est similaire sur chaque quadrant des deux hémisphères.

Pour fermer le système d'équations, la luminance au centre de la cellule est exprimée en fonction des luminances $L_\eta(\mathbf{x}_a, \boldsymbol{\omega}_i)$ sur les faces de la cellule selon un schéma spatial approprié, ici la moyenne des luminances des faces en aval et en amont dans chaque direction cartésienne, pondérée par un facteur χ. Par exemple, pour la direction de propagation représentée sur la Fig. 2.3, le schéma s'écrit :

$$\begin{aligned} L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}, \boldsymbol{\omega}_i) &= \chi L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{e}, \boldsymbol{\omega}_i) + (1-\chi) L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{w}, \boldsymbol{\omega}_i) \\ &= \chi L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{n}, \boldsymbol{\omega}_i) + (1-\chi) L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}, \boldsymbol{\omega}_i) \\ &= \chi L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{t}, \boldsymbol{\omega}_i) + (1-\chi) L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{b}, \boldsymbol{\omega}_i) \end{aligned} \tag{2.11}$$

Les schémas les plus conventionnels utilisés avec les méthodes de type FVM radiatives sont le schéma avant, aussi appelé schéma « step » ($\chi = 1{,}0$) et le schéma centré, aussi appelé schéma « diamant » ($\chi = 0{,}5$) [Liu *et al.*, 1996]. Le schéma avant est plus propice à fournir les erreurs de troncature les plus importantes mais est le seul schéma qui ne produit jamais de résultats non physiques, contrairement au schéma centré qui peut produire des oscillations et des instabilités dans les solutions numériques [Modest, 2013].

Finalement, pour déterminer l'ensemble des luminances discrètes spectrales dans tout le domaine de calcul, M ETR spectrales discrètes au total doivent être résolues. Une fois ces luminances connues dans chaque cellule, le vecteur densité de flux radiatif spectrale $\mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{P})$ et sa divergence $\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{P})$ s'obtiennent selon les Eq. 2.2 et Eq. 2.3 discrétisées :

$$\mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{P}) = \sum_{i=1}^{M} L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}, \boldsymbol{\omega}_i) \mathbf{D}_i \Delta\Omega_i \tag{2.12}$$

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{q}_{\mathrm{r},\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{P}) = \kappa_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}) \left(4\pi L_{\mathrm{b}\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{P}) - \sum_{i=1}^{M} L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{P}, \boldsymbol{\omega}_i) \Delta\Omega_i \right) \tag{2.13}$$

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.1.4 Algorithme de résolution et conditions limites

L'algorithme de résolution des Eq. 2.8−2.13 se base sur un procédé de calcul de proche en proche, schématisé sur la Fig. 2.5, dont les principales étapes sont résumées ci-après :

1. Pour une direction de luminance donnée, l'algorithme débute avec la cellule la plus en amont du domaine selon cette direction (cellule en haut à gauche sur la Fig. 2.5). Les luminances entrantes sur les faces de la cellule situées sur les limites du domaine (appelées facettes) en amont de la direction de propagation, sont connues et permettent de calculer la luminance au centre de la cellule selon les Eq. 2.8 et Eq. 2.11.
2. Les cellules sont ensuite parcourues une à une dans le sens de propagation de la luminance, et les luminances au centre de ces cellules sont mises à jour consécutivement (de haut en bas et de gauche à droite sur la Fig. 2.5). Ce procédé permet d'assurer que pour calculer la luminance d'une cellule donnée, les luminances sur les faces amont sont déjà mises à jour ou bien connues si ces faces sont des facettes limites.
3. Après que toutes les cellules ont été parcourues dans toutes les directions, les valeurs macroscopiques sont calculées avec les Eq. 2.12 et Eq. 2.13, et les luminances entrantes sur les éventuelles facettes réfléchissantes sont également mises à jour.
4. Le procédé est répété autant de fois que nécessaire jusqu'à convergence de la solution, supposée atteinte si l'écart relatif du moment angulaire d'ordre 0 de la luminance entre deux itérations de l'algorithme de résolution est inférieur à 1×10^{-6} dans chaque cellule du domaine.

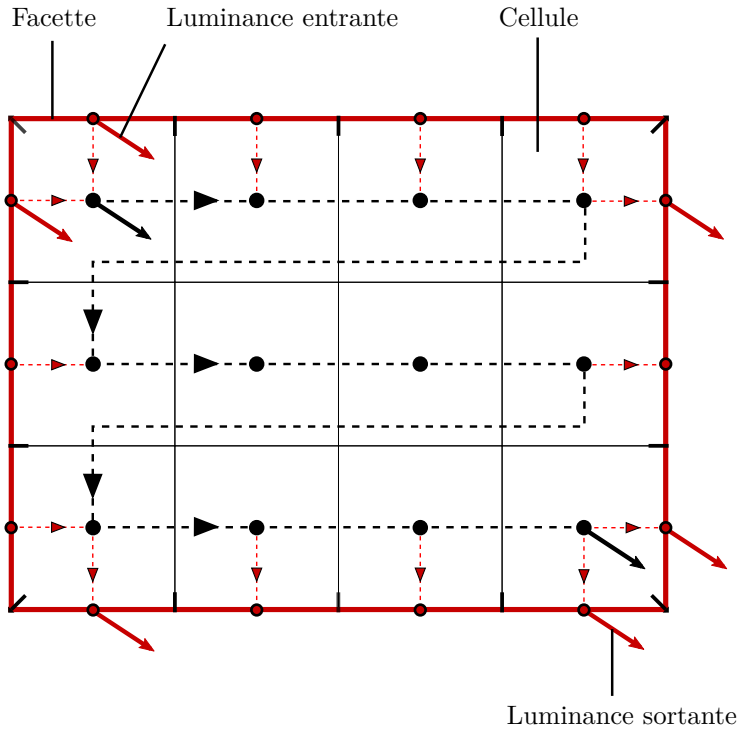


FIGURE 2.5 – Principe de parcours des cellules radiatives par l'algorithme de résolution. Sur cette figure représentant un domaine de calcul en deux dimensions, les cellules sont parcourues de haut en bas et de gauche à droite selon le sens logique de propagation de la luminance représentée.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Pour que la résolution soit complète, les luminances entrantes sur les facettes situées sur les surfaces limites (représentées en rouge sur la Fig. 2.5) doivent être connues. Pour cela, des conditions limites sont associées à chaque surface limite formant un ensemble de facettes, permettant de définir ces luminances entrantes. Le domaine de calcul doit donc être fermé et borné par des surfaces limites. Il apparaît en outre que les surfaces limites sont géométriquement contraintes à des facettes qui doivent coïncider avec les faces des cellules adjacentes.

Les surfaces limites et leurs conditions limites associées donnant les luminances entrantes dans le domaine peuvent être de trois types :

- Des parois solides avec des surfaces à réflexion diffuse isotrope et émission isotrope. L'irradiance spectrale I_η et les luminances discrètes entrantes dans le domaine découlent dans ce cas de la discrétisation des Eq. 2.4 et Eq. 2.5 selon le paradigme de la méthode FVM pour un maillage cartésien :

$$I_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}) = \sum_{i\,:\,\mathbf{D}_i\cdot\mathbf{n}_\mathrm{s}<0} L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}, \boldsymbol{\omega}_i)|\mathbf{D}_i\cdot\mathbf{n}_\mathrm{s}| \tag{2.14}$$

$$L_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}, \boldsymbol{\omega}_i) = \varepsilon_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s})L_{\mathrm{b}\eta}(\mathbf{x}_\mathrm{s}) + \frac{1-\varepsilon_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s})}{\pi} I_\eta(\mathbf{x}_\mathrm{s}) \tag{2.15}$$

- Des surfaces ouvertes servant d'interface avec l'environnement radiatif extérieur au domaine, où les luminances provenant de l'extérieur et entrantes dans le domaine sont paramétrisées sur toutes les facettes de la surface.

- Des surfaces associées à des conditions limites périodiques lorsque le problème radiatif étudié présente une périodicité selon un ou plusieurs axes du repère du domaine. Dans ce cas, deux surfaces normales à l'axe présentant des conditions de périodicité sont situées aux extrémités amont et aval du domaine selon cette direction. Les luminances entrantes sur une de ces surfaces correspondent donc aux luminances sortantes au niveau de l'autre surface par périodicité.

2.1.5 Paramètres numériques du solveur

Le solveur radiatif développé pour cette thèse est basé sur la méthode FVM et le principe de résolution tels que décrits dans les sections précédentes. Le maillage spatial est contraint à un maillage cartésien, c'est à dire un maillage structuré avec des mailles de mêmes dimensions. Afin d'éviter d'avoir recours à un schéma spatial nécessitant une attention particulière quant à la production de solutions non physiques, Chai *et al.* [1994] recommandent d'utiliser le schéma avant pour un maillage cartésien. Bien que ce dernier favorise la diffusion numérique, il sera adopté pour la suite, les gradients de température et les champs de luminances dans les configurations urbaines étudiées étant présumés suffisamment lisses.

La discrétisation angulaire de type FT_n décrite par Kim et Huh [2000] et représentée sur la Fig. 2.4 est utilisée. L'angle polaire θ est subdivisé uniformément en un nombre pair n de niveaux, tandis que l'angle azimutal φ est uniformément subdivisé en un nombre de la séquence $4, 8, \ldots, 2n-4, 2n, 2n, 2n-4, \ldots, 8, 4$ dans chaque niveau de l'angle polaire, afin de

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

satisfaire les moments d'ordre 0 et 1 et le moment « half range » sur un maillage orthogonal [Koch *et al.*, 1995]. Le nombre total d'angles de contrôle (de directions) M est alors égal à $n(n+2)$.

Bien que des méthodes de raffinement adaptatif de maillage existent pour les méthodes FVM [Jessee *et al.*, 1998; Howell *et al.*, 1999], elles n'ont pas été implémentées dans le solveur présenté ici. Le maillage est donc uniforme sur l'ensemble du domaine de calcul, ce qui implique qu'un éventuel raffinement spatial doive se faire de manière uniforme partout dans le domaine.

Le solveur est codé en C++ selon le paradigme orienté-objet, ce qui le rend structuré et modulable et facilite les développements complémentaires. L'algorithme de résolution est parallélisé sur plusieurs processeurs en mémoire partagée avec l'outil *OpenMP*. Chaque processeur effectuant l'étape de propagation selon une direction donnée, le nombre de processus parallèles est limité au nombre de directions utilisées.

Le principal facteur limitant identifié pour ce solveur réside dans les besoins en mémoire vive. En effet, l'algorithme de résolution nécessite que les valeurs des luminances pour chaque direction au sein de chaque cellule soient stockées et accessibles rapidement par chaque processeur. Les besoins en mémoire vive augmentant proportionnellement au nombre de cellules et de directions traitées, les ressources disponibles peuvent rapidement devenir limitantes pour un raffinement spatial et/ou angulaire conséquent. Les calculs radiatifs effectués avec ce solveur pour des scènes de grandes dimensions doivent nécessairement faire l'objet d'un arbitrage entre les coûts de calcul (au regard des ressources disponibles) et la résolution recherchée. Les possibilités d'amélioration de la précision des résultats peuvent donc être rapidement limitées pour certaines applications de grande ampleur.

2.2 Intégration spectrale de l'ETR dans l'atmosphère urbaine

2.2.1 Revue des approches possibles

Les propriétés d'absorption de l'air présentent une forte variabilité spectrale et peuvent varier de plusieurs ordres de grandeurs sur tout le spectre. C'est également le cas du rayonnement IRT émis par l'atmosphère, qui dépend directement de ces propriétés d'absorption. Les spectres de ce rayonnement IRT dans la basse atmosphère demandent une résolution importante, typiquement inférieure à $10^{-2}\,\mathrm{cm}^{-1}$, pour reproduire correctement la variabilité spectrale des gaz atmosphériques. Pour un problème radiatif atmosphérique, l'approche la plus directe et exacte pour intégrer la luminance spectralement et ainsi calculer les grandeurs radiatives totales d'intérêt consiste à résoudre l'ETR à haute résolution spectrale avec un modèle raie par raie, Line-by-line (LBL) en anglais. L'intégration avec cette approche se fait donc de manière quasi exacte sur tout le spectre. Du fait de la résolution importante des spectres, cette méthode s'avère trop coûteuse numériquement compte tenu de la quantité excessive d'ETR à résoudre et est donc prohibitive pour les applications visées dans cette thèse.

D'autres approches reposent sur des modèles globaux d'absorption plus ou moins simplifiés. Le modèle le plus simple consiste à considérer le milieu de propagation comme gris, c'est à dire que le coefficient d'absorption du milieu ne dépend pas du nombre d'onde : $\kappa_\eta(\mathbf{x}) = \kappa_{\mathrm{gris}}(\mathbf{x})$.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Une seule ETR pour la luminance totale est alors suffisante pour décrire l'absorption dans le milieu :

$$\boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} L(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \kappa_{\text{gris}}(\mathbf{x}) \left[L_{\text{b}}(\mathbf{x}) - L(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \right] \tag{2.16}$$

κ_{gris} est communément pris égal au coefficient d'absorption moyen de Planck [Solovjov *et al.*, 2017b], donné par :

$$\kappa_{\text{P}}(\mathbf{x}) = \int_0^\infty \kappa_\eta(\mathbf{x}) \frac{E_{\text{b},\eta}(\mathbf{x})}{E_{\text{b}}(\mathbf{x})} \, d\eta \tag{2.17}$$

L'approximation du milieu gris ne permet pas de représenter correctement le caractère absorbant d'un gaz réel. En effet, avec le coefficient d'absorption moyen de Planck par exemple, l'extinction du rayonnement par absorption est surestimée [Wang, 2021] et par conséquent les flux nets aux parois et les divergences du flux radiatif dans le milieu sont erronés.

D'autres approches plus élaborées que l'approximation du gaz gris permettent un gain net de précision tout en évitant le recours à une méthode LBL. Hottel [1954] a introduit pour la première fois une méthode basée sur une somme pondérée de gaz gris, consistant à définir un ensemble fini de $J+1$ « gaz gris », notés ici avec les indices $j = 0, \cdots, J$, auxquels sont associés les coefficients d'absorption κ_j et les poids a_j. Ces coefficients et poids peuvent être décrits de manière physique à partir du spectre d'absorption à haute résolution. Les poids a_j peuvent alors être vus comme la fraction du rayonnement du corps noir pour laquelle le coefficient d'absorption est donné par κ_j. Dans le modèle originel, ces coefficients d'absorption et poids étaient dérivés des propriétés totales du gaz comme l'émissivité totale par exemple [Webb *et al.*, 2019]. Depuis, de nouvelles méthodes ont été proposées afin de déterminer ces paramètres à partir du spectre d'absorption détaillé du gaz. Il s'agit des méthodes Spectral Line Weighted-sum-of-gray-gases (SLW) [Denison et Webb, 1993b], Absorption Distribution Function (ADF) [Pierrot *et al.*, 1999] et Full-spectrum k-distribution (FSK) [Modest, 2013]. Ces trois méthodes sont relativement similaires dans leur approche [Solovjov *et al.*, 2017b], et la méthode SLW a été retenue pour nos travaux.

2.2.2 La méthode SLW

Dans la méthode SLW, les propriétés d'absorption d'un gaz sont prises en compte au travers d'une fonction de distribution appelée Absorption Line Blackbody Distribution Function (ALBDF) [Denison et Webb, 1993a]. Cette fonction de distribution définit la fraction énergétique du rayonnement du corps noir $E_{\text{b}}(T_{\text{b}})$, émis à la température T_{b} de la source, située dans la partie du spectre où le coefficient d'absorption $\kappa_\eta(\Phi_{\text{g}})$ à l'état thermodynamique du gaz Φ_{g} est inférieur à une valeur donnée κ :

$$F(\kappa, \Phi_{\text{g}}, T_{\text{b}}) = \frac{1}{E_{\text{b}}(T_{\text{b}})} \int\limits_{\eta \,:\, \kappa_\eta(\Phi_{\text{g}}) \leq \kappa} E_{\text{b}\eta}(T_{\text{b}}) \, d\eta = \frac{1}{E_{\text{b}}(T_{\text{b}})} \int_0^{+\infty} H\left[\kappa - \kappa_\eta(\Phi_{\text{g}})\right] E_{\text{b}\eta}(T_{\text{b}}) \, d\eta \tag{2.18}$$

avec H la fonction de Heaviside.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La signification graphique de l'ALBDF est illustrée sur la Fig. 2.6. Sa construction (graphe en haut à gauche de la figure) est représentée pour une valeur κ_i donnée du coefficient d'absorption spectral (graphe en haut à droite de la figure). Le graphe en bas à droite de la figure représente la distribution du corps noir, où la fraction $F_i = F(\kappa_i, \Phi_g, T_b)$ du rayonnement du corps noir correspondante est représentée en gris sombre. L'ALBDF est une fonction strictement croissante, et par conséquent sa réciproque $\kappa(F, \Phi_g, T_b)$ peut être calculée assez facilement numériquement.

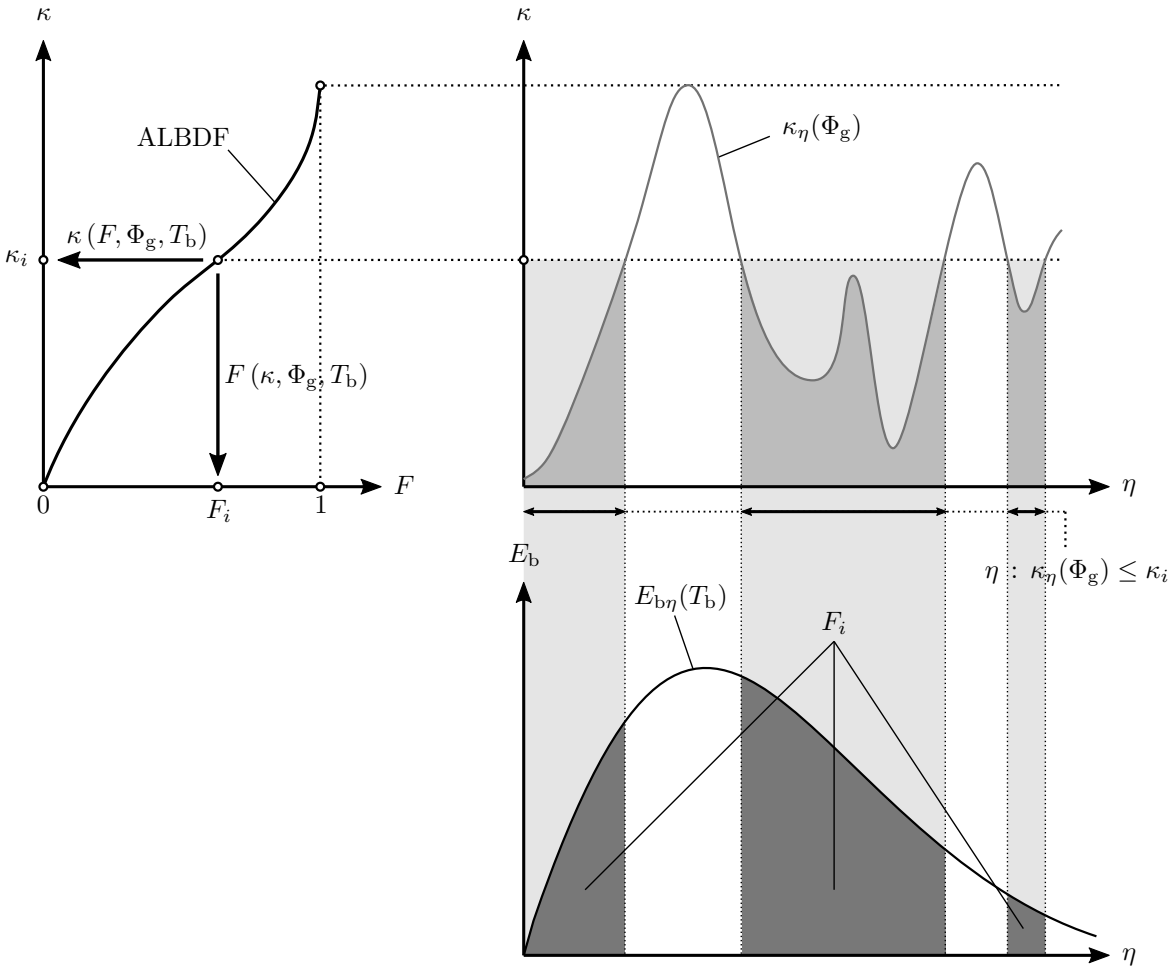


FIGURE 2.6 – Signification graphique de l'ALBDF d'un gaz à l'état thermodynamique Φ_g pour une source de température T_b. Adapté de [Webb *et al.*, 2019].

L'état thermodynamique du gaz Φ_g dépend de la température du gaz T_g, de la pression totale p et de la fraction molaire Y du gaz : $\Phi_g = \{T_g, p, Y\}$. Pour un gaz de température, de pression et de composition gazeuse uniformes, le point de départ de la méthode SLW est le calcul de l'ALBDF de ce gaz à l'état thermodynamique Φ_g uniforme et pour une source de température $T_b = T_g$. Le développement du modèle spectral permettant de calculer les paramètres des gaz gris κ_j et a_j à partir de cette ALBDF suit les étapes suivantes (le principe de ce calcul est illustré sur la Fig. 2.7) :

1. Les valeurs minimum κ_{min} et maximum κ_{max} du coefficient d'absorption sont choisies de manière à représenter la gamme caractéristique de coefficients d'absorption du gaz

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

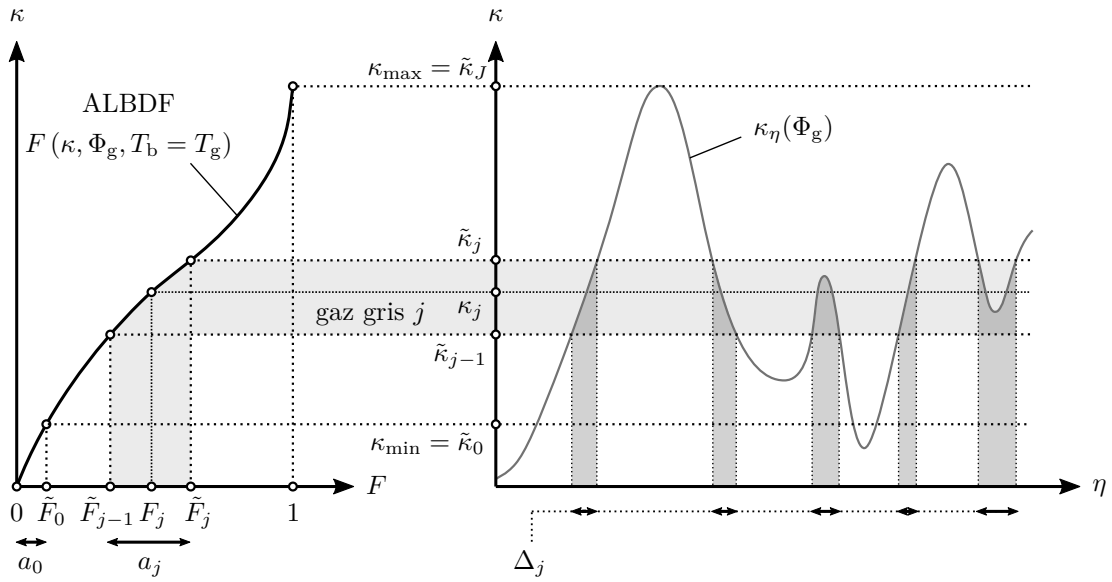


FIGURE 2.7 – Représentation graphique du principe de calcul des paramètres des gaz gris κ_j et a_j par la méthode SLW, à partir de l'ALBDF d'un gaz à l'état thermodynamique Φ_g pour une source de température T_b. Adapté de [Webb *et al.*, 2019].

sur tout le spectre (représenté sur le graphe de droite de la Fig. 2.7). Les valeurs incrémentales de F sur l'intervalle $[F_{min}(\kappa_{min}); F_{max}(\kappa_{max})]$ sont déterminées avec les nœuds positifs $x_j > 0$ et les poids w_j, $j = 1, \cdots, J$ de quadrature de Gauss-Legendre à l'ordre $2J$ pour intégration sur l'intervalle $[-1; 1]$:

$$\begin{cases} \tilde{F}_0 = F_{min} & \\ \tilde{F}_j = F_{min} + \left(\sum_{k=1}^{j} w_k \right) (F_{max} - F_{min}) & j = 1, \cdots, J \\ F_j = F_{min} + x_j \, (F_{max} - F_{min}) & j = 1, \cdots, J \end{cases} \tag{2.19}$$

En général, cette approche basée sur les quadratures de Gauss-Legendre nécessite, sans autre optimisation, un nombre réduit de gaz gris par rapport à l'approche plus traditionnelle de subdivision par espacement logarithmique pour atteindre une précision satisfaisante [Solovjov *et al.*, 2016]. Par souci de simplicité, κ_{max} est fixé ici à la valeur maximale du coefficient d'absorption sur le spectre. Le choix d'une valeur de κ_{min} adéquate, supérieure à la valeur minimale du coefficient d'absorption sur le spectre, permet de garder la même précision tout en réduisant le nombre de gaz gris du modèle. Typiquement pour un mélange de vapeur d'eau et de CO_2 dans les conditions atmosphériques proche de la surface terrestre, un coefficient d'absorption minimum κ_{min} d'environ $2 \times 10^{-5}\,m^{-1}$ peut être fixé [Denison et Webb, 1995]. Les valeurs $\tilde{F}_0$ et $F_{max} = 1$ ainsi que les valeurs $\tilde{F}_{j-1}$, $\tilde{F}_j$ et F_j associées à un gaz gris d'indice j arbitraire sont placées en abscisse du graphe de gauche de la Fig. 2.7 à titre d'exemple.

2. Les valeurs incrémentales du coefficient d'absorption $\tilde{\kappa}_j$ et les coefficients d'absorption des gaz gris κ_j sont calculés par inversion de l'ALBDF (valeurs représentées en ordonnée des graphes de la Fig. 2.7) :

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\begin{cases} \kappa_0 = 0 \\ \tilde{\kappa}_j = \kappa\left(\tilde{F}_j, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{g}\right) & j = 0, \cdots, J \\ \kappa_j = \kappa\left(F_j, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{g}\right) & j = 1, \cdots, J \end{cases} \tag{2.20}$$

Le gaz gris d'indice 0 étant considéré comme transparent, son coefficient d'absorption est nul.

3. Les valeurs des poids des gaz gris a_j sont calculés à l'aide de l'ALBDF :

$$\begin{cases} a_0 = F\left(\tilde{\kappa}_0, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{g}\right) \\ a_j = F\left(\tilde{\kappa}_j, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{g}\right) - F\left(\tilde{\kappa}_{j-1}, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{g}\right) & j = 1, \cdots, J \end{cases} \tag{2.21}$$

4. L'ETR peut ensuite être intégrée sur chaque ensemble d'intervalles spectraux

$$\Delta_j = \begin{cases} \eta : \kappa \leq \tilde{\kappa}_0 & j = 0 \\ \eta : \tilde{\kappa}_{j-1} < \kappa \leq \tilde{\kappa}_j & j = 1, \cdots, J \end{cases} \tag{2.22}$$

associés aux gaz gris (celui du gaz gris j est représenté en abscisse du graphe de droite de la Fig. 2.7). De cette façon, un système de $J+1$ ETR seulement, largement réduit par rapport à une méthode LBL, est résolu :

$$\begin{cases} \boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} L_0(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = 0 & j = 0 \\ \boldsymbol{\omega} \cdot \boldsymbol{\nabla} L_j(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \kappa_j \left[a_j L_\mathrm{b}(\mathbf{x}) - L_j(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega})\right] & j = 1, \cdots, J \end{cases} \tag{2.23}$$

5. De la même manière, les irradiances I_j et les conditions limites sur une surface grise d'émissivité totale $\varepsilon(\mathbf{x}_\mathrm{s})$ et de température $T_\mathrm{s}(\mathbf{x}_\mathrm{s})$, découlant des Eq. 2.4 et Eq. 2.5, sont données par :

$$I_j(\mathbf{x}_\mathrm{s}) = \int_{\Omega\,:\,\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_\mathrm{s}<0} L_j(\mathbf{x}_\mathrm{s}, \boldsymbol{\omega}) |\boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{n}_\mathrm{s}| \, d\Omega \tag{2.24}$$

$$L_j(\mathbf{x}_\mathrm{s}, \boldsymbol{\omega}) = \varepsilon(\mathbf{x}_\mathrm{s}) a_j(\mathbf{x}_\mathrm{s}) L_\mathrm{b}(\mathbf{x}_\mathrm{s}) + \frac{1 - \varepsilon(\mathbf{x}_\mathrm{s})}{\pi} I_j(\mathbf{x}_\mathrm{s}) \tag{2.25}$$

où les poids de gaz gris associés à la surface sont calculés suivant la même méthode, à partir de l'ALBDF du gaz évaluée pour une source de température $T_\mathrm{b} = T_\mathrm{s}$:

$$\begin{cases} a_0(\mathbf{x}_\mathrm{s} = F\left(\tilde{\kappa}_0, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{s}\right) \\ a_j(\mathbf{x}_\mathrm{s}) = F\left(\tilde{\kappa}_j, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{s}\right) - F\left(\tilde{\kappa}_{j-1}, \Phi_\mathrm{g}, T_\mathrm{b} = T_\mathrm{s}\right) & j = 1, \cdots, J \end{cases} \tag{2.26}$$

6. Une fois que les ETR des $J+1$ gaz gris sont résolues, les grandeurs radiatives macroscopiques totales peuvent être déterminées à partir de la luminance totale, calculée en sommant les luminances pour tous les gaz gris :

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$$L(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) = \sum_{j=0}^{J} L_j(\mathbf{x}, \boldsymbol{\omega}) \tag{2.27}$$

Si l'ALBDF d'un mélange de gaz est connue (calculée directement à partir du spectre d'absorption de ce mélange par exemple), alors la méthode SLW conventionnelle, telle que décrite ci-dessus, est applicable à ce mélange de gaz qui est traité comme un gaz unique à l'état thermodynamique Φ_g.

La méthode SLW de base présentée ici est applicable pour un milieu dont la température, la pression et la composition gazeuse sont uniformes et ne varient pas dans le temps, c'est à dire dont le spectre d'absorption est unique et également invariant. Cette méthode a toutefois été étendue aux milieux non uniformes en température, en pression et/ou en composition gazeuse, donnant lieu par exemple à la méthode Rank Correlated-SLW [Solovjov *et al.*, 2017a; Webb *et al.*, 2019].

2.2.3 Modélisation réaliste des luminances atmosphériques

2.2.3.1 Transferts radiatifs IRT dans l'atmosphère terrestre

L'atmosphère terrestre désigne l'enveloppe gazeuse de la Terre, au sein de laquelle évoluent des particules de diverses origines et tailles en concentrations variables, appelés aérosols, et où peuvent survenir des changements de phase, notamment de la vapeur d'eau qui, en se condensant, forme des nuages de natures diverses. L'enveloppe gazeuse est constituée en grande partie de diazote (N_2) et de dioxygène (O_2) à hauteur de 78,1 % et 20,9 % du volume sans vapeur d'eau respectivement [Petty, 2006]. L'argon représente quant à lui 0,93 % en volume environ [Petty, 2006]. Du dioxyde de carbone (CO_2) est également présent en faible quantité, mais sa concentration globale annuelle moyenne, avoisinant les 417 ppm [1] en 2022, augmente à hauteur de 2,37 ppm par an [2]. D'autres gaz sont présents à l'état de trace, comme le méthane (CH_4), le protoxyde d'azote (N_2O), le monoxyde de carbone (CO), l'ozone (O_3) et les gaz fluorés (qui sont essentiellement d'origine industrielle). Le mélange de ces gaz hors vapeur d'eau est qualifié d'air sec. L'atmosphère terrestre est également composée de vapeur d'eau (H_2O) en quantités variables, notamment proche de la surface terrestre où les conditions d'humidité varient fortement d'une région à l'autre, et sont tributaires des transferts thermo-physiques entre l'atmosphère et la surface terrestre. L'ensemble formé par l'air sec et la vapeur d'eau est qualifié d'air humide, qui sera dans la suite tout simplement appelé air.

Des interactions entre le rayonnement (IRT mais également solaire) et les molécules gazeuses constituant l'air donnent lieu à des phénomènes d'absorption et de diffusion du rayonnement en chaque point de l'atmosphère. Ces interactions ont un caractère spectral fortement variable, associé aux états vibrationnels et rotationnels des molécules (principalement) diatomiques de l'air. Une forte absorption est ainsi associée à des transitions électroniques discrètes par nature, à des nombres d'onde distincts se caractérisant par des raies spectrales élargies dont l'intensité d'absorption peut varier de plusieurs ordres de grandeur sur tout le spectre. La Fig. 2.8 donne le spectre d'absorptance dans le domaine IRT des six constituants

1. Partie par million en volume.
2. Cette valeur a été calculée à partir des données fournies par Lan *et al.* [2023], en prenant une moyenne décennale pour la période 2011-2020.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

gazeux absorbants principaux de l'atmosphère terrestre, ainsi que le spectre d'absorptance totale résultant de leur combinaison. Ces gaz, hormis l'ozone, sont concentrés principalement dans la troposphère, qui est la partie inférieure de l'atmosphère s'étalant de la surface terrestre à une hauteur comprise entre 8 km et 15 km. L'absorptance est ici définie comme la part absorbée d'un rayon vertical traversant l'ensemble de l'atmosphère en l'absence de nuage et d'aérosol.

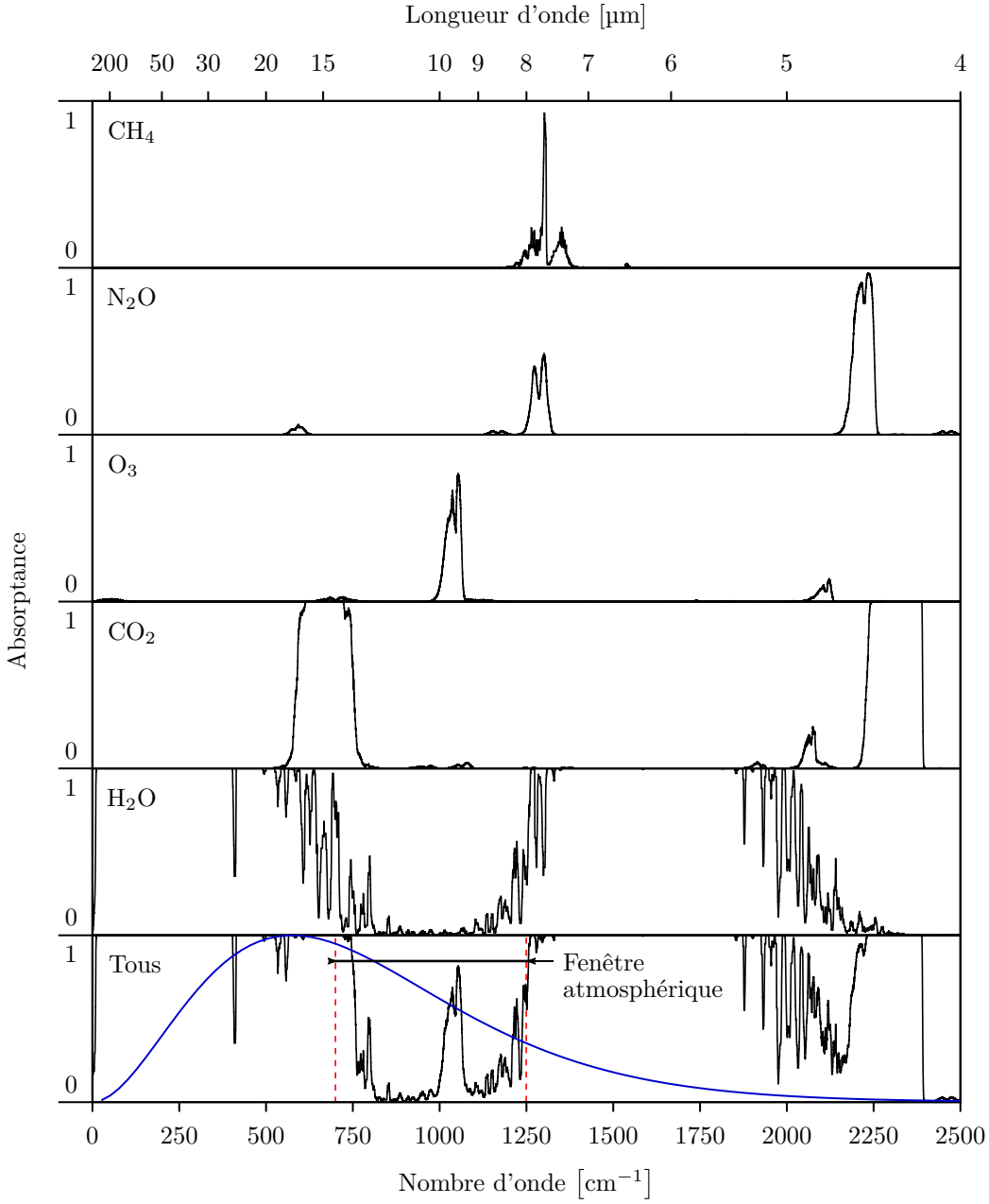


FIGURE 2.8 – Spectres d'absorptance de cinq gaz fortement absorbant de l'air ainsi que pour ces cinq gaz combinés, pour un rayon vertical traversant l'ensemble de l'atmosphère en l'absence de nuage et d'aérosol. Les spectres sont lissés par médiane glissante avec une fenêtre de 10 cm^{-1}. La distribution de corps noir à 20 °C est également représentée (en bleu).

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La vapeur d'eau et le CO_2 sont les principaux absorbeurs de l'enveloppe gazeuse. Dans le domaine IRT, la vapeur d'eau est fortement absorbante sur une large bande spectrale autour de 1590 cm^{-1} (6,3 µm) et en-dessous de 625 cm^{-1} (au-delà de 16 µm). Le CO_2 est, quant à lui, fortement absorbant sur une large bande autour de 660 cm^{-1} (15 µm) et sur une bande plus fine proche de 2325 cm^{-1} (4,3 µm). Par combinaison des caractéristiques spectrales de ces deux constituants ainsi que des autres gaz de moindre absorption, le spectre d'absorptance total présente une vaste région spectrale qui correspond à la fenêtre atmosphérique (déjà mentionnée à la Sec. 1.2.1.3), s'étendant approximativement de 700 cm^{-1} à 1250 cm^{-1} (8 µm à 14 µm) et dans laquelle l'absorptance est faible, excepté pour une bande aux alentours de 1040 cm^{-1} (9,6 µm) associée à l'ozone. Cette fenêtre est d'une importance cruciale pour le bilan radiatif de la Terre puisqu'elle représente une zone de transparence conséquente au rayonnement IRT (environ 40 % du rayonnement du corps noir dans la gamme de températures terrestres se situe dans cette fenêtre).

Comme mentionné dans la Sec. 1.2.1.3, l'atmosphère est également émettrice de rayonnement dans le domaine IRT. Par réciprocité, les zones spectrales de forte absorption des constituants gazeux sont également des zones de forte émission. Ainsi, l'air est faiblement émetteur dans la fenêtre atmosphérique. Toutefois, la Fig. 2.8 rend compte uniquement de l'absorptance IRT sur la totalité de l'épaisseur de l'atmosphère. Or, les propriétés d'absorption et d'émission varient fortement avec l'altitude en fonction de l'état thermodynamique local de l'atmosphère, notamment de la pression, de la température et des concentrations respectives des constituants gazeux, de sorte que la modélisation de l'irradiance IRT spectrale descendante au niveau de la surface terrestre nécessite de connaître les profils verticaux thermodynamiques détaillés selon la latitude et le moment de l'année étudiés.

2.2.3.2 Rôle des aérosols et des nuages

Les aérosols et les nuages présents dans l'atmosphère interagissent également avec le rayonnement IRT de manière plus ou moins importante. Les aérosols sont de fines particules solides ou liquides en suspension dans l'air, dont la taille peut aller d'une centaine de nanomètres à quelques dizaines de micromètres pour les poussières les plus grosses ou les pollens par exemple [Boucher, 2015]. Ils proviennent en majorité de la mer (embrun marins) et du désert (poussière), mais peuvent également provenir de sources liées aux activités humaines, comme les poussières émises directement par combustion des énergies fossiles, ou les composés organiques volatiles qui sont des aérosols secondaires formés par des réactions chimiques au sein même de l'atmosphère [Boucher, 2015]. En milieu urbain, une quantité significative d'aérosols, directement ou indirectement issus de sources domestiques et industrielles, s'accumule dans l'atmosphère, ce qui participe à une pollution importante de l'air, généralement plus élevée que dans les zones rurales [Hobbs, 2000]. Les nuages, qui sont formés d'une multitude de gouttelettes d'eau ou de cristaux de glace, se forment autour d'aérosols qui agissent comme des noyaux de condensation. Bien que l'eau liquide ou solide présente dans l'atmosphère, quelle que soit sa forme, puisse être classée formellement dans la catégorie des aérosols, la distinction est généralement faite entre les aérosols (autres que les particules d'eau) et les nuages dans le domaine des sciences atmosphériques [Boucher, 2015].

La part de flux IRT émis par les aérosols et les nuages n'est pas négligeable dans le flux descendant au niveau de la surface terrestre. Par exemple, Dufresne *et al.* [2002] ont modélisé cette part en considérant des conditions d'orage de poussière simplifiées, qui se traduisent

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

par la présence de poussières de rayon effectif de 2 µm de concentration homogène de la surface à une hauteur de 3 km et d'épaisseur optique de 1 à 500 nm. Ils ont de cette manière estimé cette part entre 17 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et 29 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ en fonction des conditions atmosphériques, et indiquent que le forçage radiatif induit est exclusivement situé dans la fenêtre atmosphérique où le flux descendant est quasiment nul dans des conditions de ciel clair. Dans le cas des nuages, Arouf *et al.* [2022] estiment par exemple la moyenne annuelle globale de cette part à $26{,}3 \pm 3{,}8\,\mathrm{W\,m^{-2}}$.

Bien que la diffusion de l'air puisse être négligée dans le domaine IRT, les aérosols ont un pouvoir diffusant qui peut devenir important dans certaines conditions. Dans les mêmes conditions de modélisation que celles décrites plus haut, Dufresne *et al.* [2002] ont estimé que négliger la diffusion IRT par les poussières induirait une sous-estimation du flux IRT descendant à la surface terrestre de $3{,}5 - 5\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, qui est dû à la rétrodiffusion du flux ascendant émis par la surface. La diffusion IRT par les nuages peut également accroître les effets des nuages sur les flux IRT d'environ 10 % globalement [Costa et Shine, 2006].

Il apparaît donc que la présence d'aérosols en forte concentration, ainsi que de nuages, dans les couches inférieures de l'atmosphère est à l'origine d'une augmentation non négligeable du flux IRT incident au niveau de la surface terrestre, engendrant un effet négatif sur le refroidissement radiatif (notamment nocturne) des surfaces terrestres. Ces conditions atmosphériques représentent donc un facteur aggravant de la surchauffe urbaine, notamment durant la nuit.

Les valeurs moyennes, minimales et maximales journalières du flux IRT descendant horizontal total, mesuré par trois stations météorologiques françaises sur la période 2022-2023 pour toutes conditions de ciel confondues, sont données sur la Fig. 2.9. L'évolution de ce flux suit à peu près le cycle diurne de la température d'air, avec des maximales en fin d'après-midi et des minimales en tout début de matinée. Sur la période estivale de début juin à mi-août 2022, les flux IRT moyens mesurés à Brest et Dijon sont un peu au dessus de $350\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, avec des valeurs maximales avoisinant $400\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ durant le mois de juillet particulièrement chaud. Durant la période hivernale de décembre 2022 à février 2023, les flux IRT moyens oscillent autour de $300\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ à Ajaccio et Dijon.

2.2.3.3 Impact de l'état de l'atmosphère urbaine sur le rayonnement IRT incident

De manière générale, les couches d'air s'écoulant au-dessus des zones urbaines ont tendance à se réchauffer davantage qu'au-dessus des zones rurales du fait de l'apport de chaleur sensible plus important. En fonction de l'intensité du vent dans la couche limite atmosphérique, un panache de chaleur (convection conséquente) ou un dôme de chaleur (convection limitée) est généralement observé au-dessus des zones urbaines, caractérisé par des anomalies positives de température d'air par rapport aux zones rurales environnantes [Oke *et al.*, 2017]. Cette différence de température peut atteindre quelques kelvins en surface, et s'étendre verticalement jusqu'à quelques centaines de mètres de haut, particulièrement la nuit [Oke et East, 1971; Shea et Auer, 1978; Tapper, 1990]. Étant donné l'ampleur spatiale de cette anomalie, le surplus d'émission de rayonnement IRT au sein de ces zones atmosphériques urbaines plus chaudes impacte de manière perceptible la valeur du flux IRT descendant incident sur les surfaces urbaines. Par exemple, Oke et Fuggle [1972] ont mis en évidence une hausse de 2 à 25 % du flux incident à Montréal par rapport aux zones rurales environnantes tout au long

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

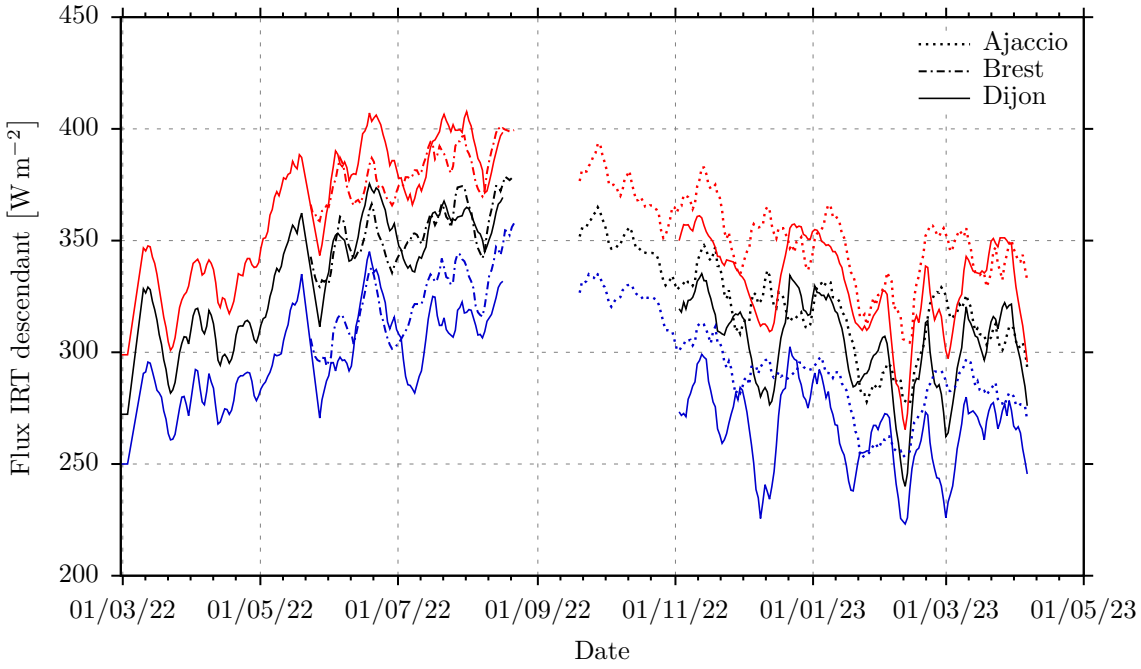


FIGURE 2.9 – Flux IRT descendant horizontal mesuré au niveau du sol par trois stations météorologiques nationales françaises (situées à Ajaccio, Brest et Dijon) durant la période 2022-2023. En noir : moyenne journalière, en bleu : minimale journalière, en rouge : maximale journalière. Les tracés correspondent à une moyenne glissante centrée sur 9 jours. Données fournies par Météo-France.

de l'année (les mesures ayant été effectuées en 1969 et 1970), et ont attribué ces écarts aux différences de température entre les couches limites urbaine et rurale exclusivement.

De la même manière que pour l'anomalie de température dans le panache urbain, les concentrations d'aérosols plus importantes dans la couche limite atmosphérique urbaine ont un effet de renforcement par émission du flux IRT incident non négligeable [Li *et al.*, 2018]. Panicker *et al.* [2008] ont par exemple estimé le forçage de ce flux par les aérosols à Pune, Inde à près de 10 W m^{-2} du fait de la pollution urbaine principalement, durant un hiver sec.

2.2.3.4 Prise en compte de l'état de l'atmosphère dans la modélisation

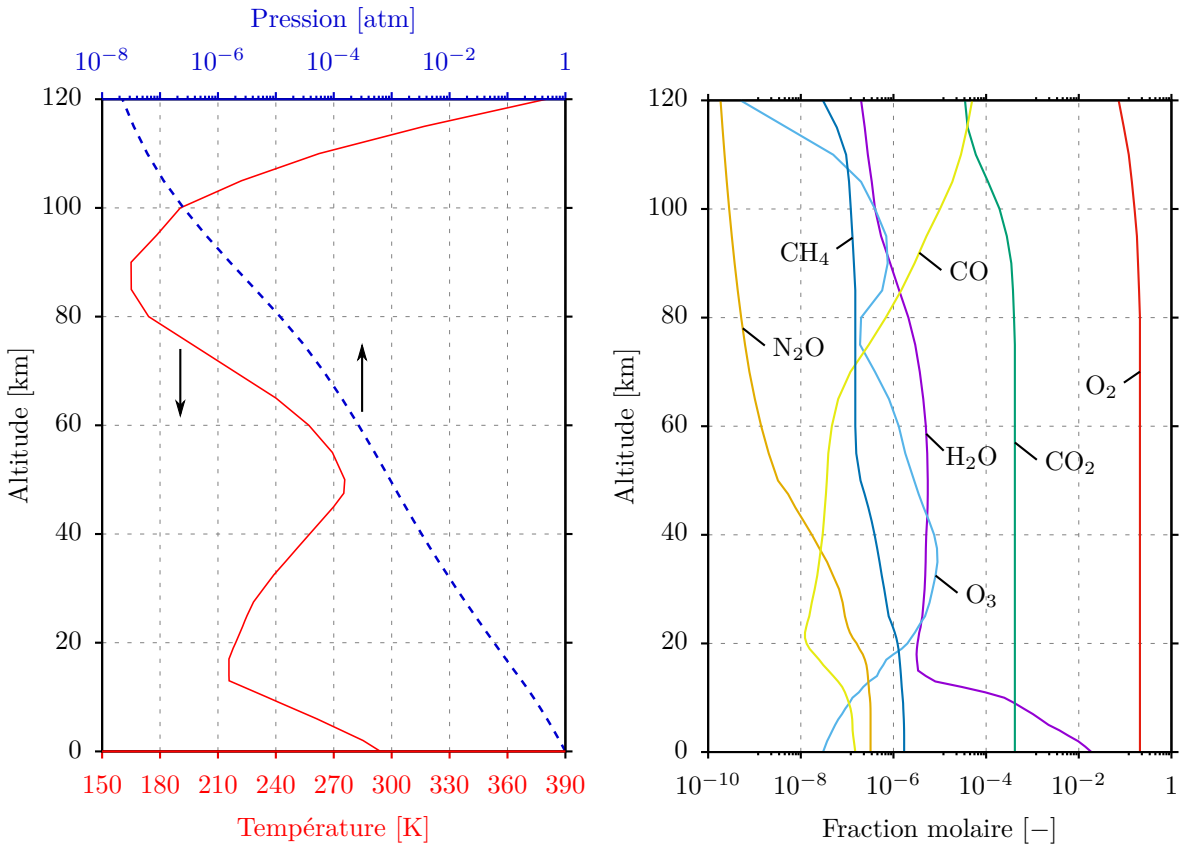
À défaut de pouvoir obtenir des mesures à haute-résolution spectrale renseignant sur la distribution spectrale et angulaire des luminances provenant du ciel proche de la surface terrestre, un modèle numérique de transfert radiatif IRT atmosphérique permettant de les modéliser est utilisé. Le modèle prend en entrée des profils atmosphériques donnant la température et la pression sur toute la hauteur de l'atmosphère, à différentes altitudes réparties de manière non uniforme du sol à 120 km. À ces altitudes, les fractions molaires de H_2O, CO_2, O_3, N_2O, CH_4, CO et O_2 sont également renseignées. La présence d'aérosols et de nuages n'est pas prise en compte, le modèle ne considérant que l'absorption et l'émission de rayonnement IRT par les constituants gazeux renseignés. Par conséquent, il ne permet de modéliser que des ciels totalement clairs. La valeur de la luminance spectrale descendante en un point de l'atmosphère, pour un nombre d'onde donné, est calculée en résolvant l'ETR spectrale (Eq. 2.1) depuis le haut de l'atmosphère jusqu'à ce point. Pour cela, l'atmosphère est découpée en couches successives dont les interfaces sont situées aux altitudes renseignées dans les profils d'entrée. Dans chaque couche, la température est supposée constante et prise

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

égale à la température de l'interface basse pour le terme d'émission de Planck. Le coefficient d'absorption spectral à chaque interface est calculé à partir de la base de données spectroscopiques moléculaires *HITRAN2020* [Gordon *et al.*, 2022], en considérant des profils de raie de Voigt avec des ailes tronquées à 50 demi-largeurs de Lorentz et sans ajouter de continuum de vapeur d'eau. Le coefficient d'absorption est ensuite interpolé linéairement entre chaque interface afin de déterminer l'extinction de la luminance spectrale par absorption sur toute l'épaisseur de chaque couche. Les spectres d'absorption générés de la sorte ont été validés par comparaison avec des spectres générés avec l'outil *Hitran on the Web*[3].

Les profils de température, pression et concentrations des constituants gazeux utilisés dans nos travaux (donnés sur la Fig. 2.10) sont regroupés sous le nom de Mid-Latitude Summer (MLS) et correspondent aux profils fournis par Anderson *et al.* [1986]. Ces profils ont été déterminés à partir des profils de température et de pression donnés par le modèle *U.S. Standard Atmosphere* [NOAA, 1976] ainsi que de mesures et prédictions théoriques des concentrations gazeuses. Étant donné l'ancienneté de ces profils, la concentration en CO_2, constante sur toute la hauteur de l'atmosphère, établie à 330 ppm de base a été fixée à 417 ppm, ce qui correspond à la concentration moyenne annuelle globale de 2022 fournie par le Global Monitoring Laboratory du NOAA [Lan *et al.*, 2023]. Ces profils sont supposés être

3. Accessible via la page web `https://hitran.iao.ru/home`



(a) Température et pression

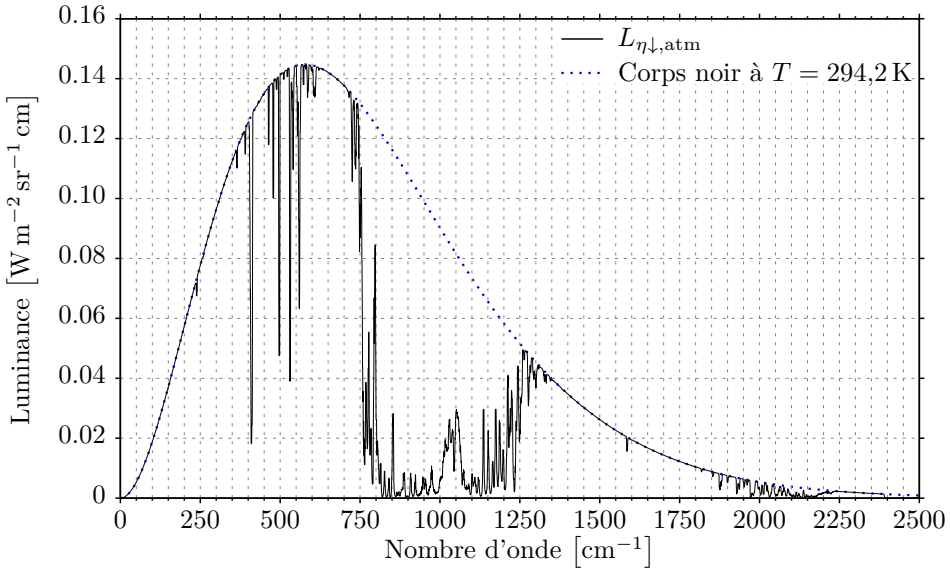
(b) Fraction molaire des constituants gazeux

FIGURE 2.10 – Profils de température, pression et concentrations des constituants gazeux de l'atmosphère terrestre avec l'altitude, avec des conditions MLS.

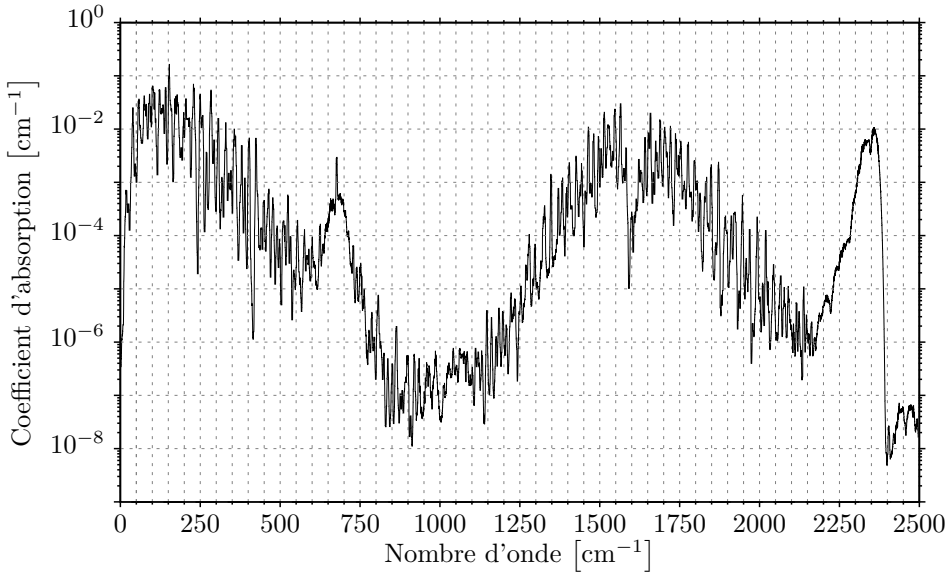
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

représentatifs des conditions atmosphériques moyennes régnant aux latitudes moyennes en été. Par conséquent, l'utilisation de ces profils ne permet pas de prendre en compte l'anomalie positive de température dans le panache de chaleur urbain, à l'origine d'un renforcement des luminances IRT descendantes comme nous l'avons vu à la section précédente.

Le spectre de la luminance IRT descendante (notée $L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}$) et le spectre d'absorption de l'air au niveau du sol, obtenus à partir du modèle décrit ci-dessus, sont donnés sur les Fig. 2.11a et 2.11b respectivement. Ils ont été calculés avec une résolution de $5 \times 10^{-3}\,\mathrm{cm}^{-1}$. Comme nous l'avons vu plus haut, l'atmosphère est peu absorbante dans la fenêtre atmosphérique $[700\,\mathrm{cm}^{-1}; 1250\,\mathrm{cm}^{-1}]$, ce qui se traduit par des valeurs plus faibles du coefficient



(a) Luminance IRT descendante verticale



(b) Coefficient d'absorption

FIGURE 2.11 – Spectres de la luminance IRT descendante $L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}$ verticale et du coefficient d'absorption au niveau du sol, obtenus à partir des profils MLS. Les spectres sont lissés par médiane glissante avec une fenêtre de $5\,\mathrm{cm}^{-1}$.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

d'absorption dans cet intervalle (voir Fig. 2.11b). L'émission étant également minime dans cette fenêtre, les luminances descendantes sont presque nulles comparées aux luminances du corps noir dont la distribution spectrale à la température au niveau du sol est également tracée sur la Fig. 2.11a. La confrontation des spectres des Fig. 2.11a et Fig. 2.11b montre d'ailleurs très bien que les zones de faible émission coïncident bien avec les intervalles spectraux où le coefficient d'absorption est particulièrement faible lui aussi. L'hypothèse du corps noir ou gris n'est donc clairement pas valable pour l'atmosphère dans des conditions de ciel clair.

L'angle d'incidence de la luminance IRT descendante, noté α_{inc} et représenté sur la Fig. 2.12, est défini comme l'angle zénithal formé par la direction de propagation de la luminance descendante. L'intégration de cette luminance sur tout le spectre permet d'obtenir les valeurs de la luminance totale pour différents angles d'incidence, qui sont données sur la Fig. 2.12.

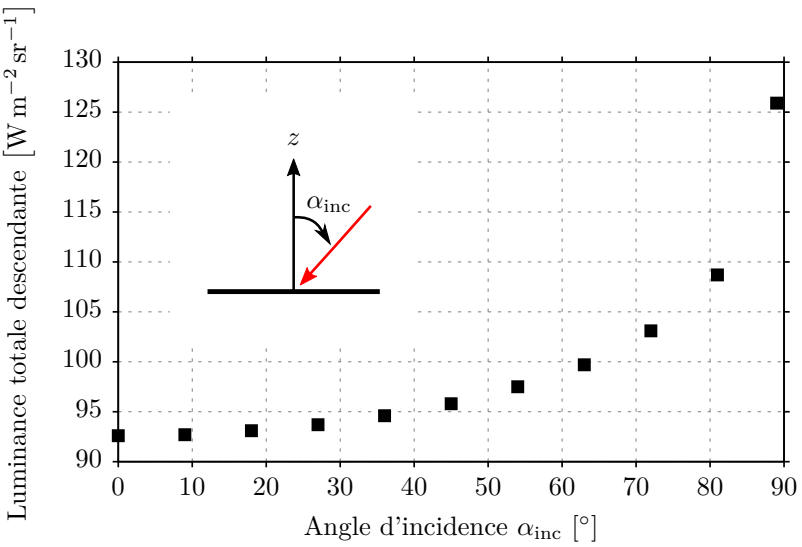


FIGURE 2.12 – Variation de la valeur de la luminance IRT totale descendante au niveau de la surface terrestre avec l'angle d'incidence.

La valeur de la luminance totale augmente légèrement avec l'angle d'incidence lorsque ce dernier n'est pas trop grand, de 92,6 W m^{-2} sr^{-1} pour 0° à 99,7 W m^{-2} sr^{-1} pour 63°. Pour des angles d'incidence supérieurs, se rapprochant de 90° qui est la direction rasante du plan horizontal, cette valeur augmente de manière plus marquée, dépassant 125 W m^{-2} sr^{-1} pour 89°. Pour ces angles rasants, l'épaisseur optique d'atmosphère terrestre totale devient en effet très importante, ce qui induit une émission spectrale plus élevée aux nombres d'onde où l'atmosphère est très peu émettrice (principalement dans la fenêtre atmosphérique). De ce fait, le spectre de la luminance incidente est dépendant de l'angle d'incidence, notamment pour des angles supérieurs à environ 60°. Cette tendance observée avec des conditions de ciel clair n'est plus vraie pour des ciels couverts de nuages. Sous ces conditions, l'émission quasi isotrope des nuages tend à atténuer la variation de la luminance incidente entre le zénith et l'horizon, la luminance totale incidente pouvant alors être considérée comme isotrope sans trop d'erreurs [Martin et Berdahl, 1984]. Comme expliqué à la Sec. 2.2.3.2, la valeur de la luminance totale sous un couvert nuageux est en outre plus élevée que sous des conditions de ciel clair du fait du renforcement du flux descendant par émission des nuages. Dans le

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

cadre d'une campagne de mesures à Anglet, France de septembre à novembre 2018, Nahon *et al.* [2019] ont comparé l'irradiance IRT mesurée sur un mur vertical orienté vers le Nord à la valeur de cette irradiance simulée en considérant la luminance atmosphérique incidente comme isotrope. Ils ont ainsi montré que cette dernière hypothèse impliquait une sous-estimation de $11\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ de l'irradiance (mesurée à $163\,\mathrm{W\,m^{-2}}$) dans le cas d'un ciel clair, soit une différence relative de $-6{,}8\,\%$. Ces différences sont par contre très faibles dans le cas d'un ciel couvert et sombre. Suivant les observations faites plus haut, nous pouvons supposer que cette sous-estimation est moindre sur une surface horizontale. Dans un environnement urbain, les erreurs dues à l'hypothèse de ciel isotrope seront également moindres sur les surfaces verticales du fait de l'obstruction du ciel par les bâtiments, de surcroît dans une zone urbaine dense où les Sky View Factor (SVF) des surfaces sont plus faibles. Elles pourront être conséquentes surtout sur la partie supérieure des façades verticales du bâti. Pour la suite de cette étude, la luminance IRT spectrale descendante $L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}$ sera considérée isotrope, sa valeur étant prise égale à la valeur moyenne calculée pour un angle d'incidence de 0° à 90°.

Une fois ces luminances connues, le flux IRT descendant horizontal total est donné par :

$$q_{\downarrow,\mathrm{atm}} = \int_0^{+\infty} \int_{\Omega\,:\,\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_z^+<0} L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}(\boldsymbol{\omega})|\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_z^+|\,d\Omega\,d\eta \tag{2.28}$$

où $\mathbf{n}_z^+$ est le vecteur unitaire normal au plan horizontal et pointant vers le ciel.

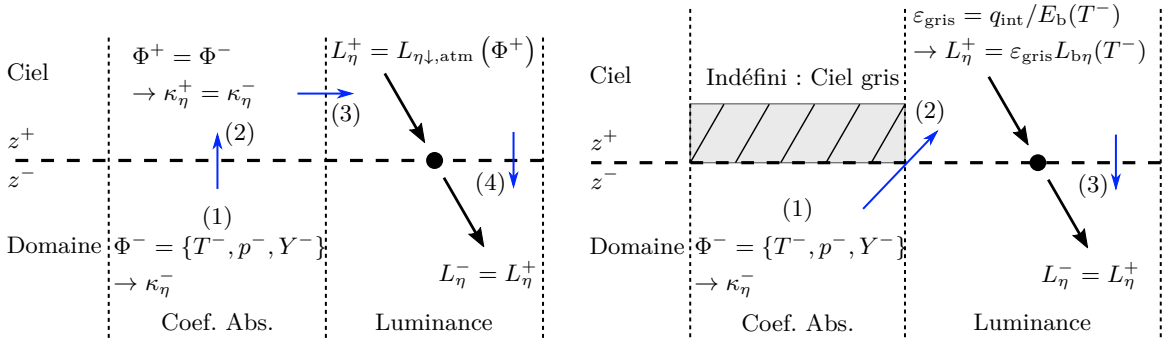
Ce flux simulé à partir des profils MLS est égal à $310\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ au niveau du sol. Il est donc plus proche des valeurs typiquement rencontrées dans des conditions hivernales en France métropolitaine (Fig. 2.9), malgré l'utilisation de profils censément estivaux. Comme nous l'avons vu à la Sec. 2.2.3.2, l'émission et la rétro-diffusion de rayonnement IRT par les aérosols représente une part non négligeable du flux descendant dans des conditions réelles, part qui ne peut pas être estimée avec le modèle atmosphérique utilisé, ce dernier ne prenant pas en compte les aérosols. Évidemment, le modèle est perfectible, mais devrait pour cela faire l'objet d'un travail à part entière qui sortirait du cadre de cette thèse. Une solution simplifiée a toutefois été envisagée pour renforcer artificiellement le flux IRT descendant modélisé. Elle sera proposée et discutée dans les sections suivantes.

2.2.4 Traitement du ciel et continuité spectrale à l'interface

Dans le cas d'une frontière ouverte du domaine de calcul radiatif donnant sur l'atmosphère terrestre, l'extérieur du domaine est appelé ciel. Les grandeurs à l'interface sont notées avec l'indice + côté ciel et avec l'exposant − côté domaine de calcul. Les luminances spectrales L_η^+ provenant de l'atmosphère et incidentes au niveau de l'interface doivent être paramétrisées, et peuvent par exemple être prises égales aux luminances descendantes $L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}$ modélisées à partir du modèle atmosphérique décrit à la section précédente. Au niveau de cette interface, la continuité des propriétés d'absorption spectrales implique la continuité de l'état thermodynamique de l'atmosphère $\Phi = \{T, p, Y\}$, assurant de fait la continuité du terme d'émission $\kappa_\eta(\Phi)L_{\mathrm{b}\eta}(T)$. Si la luminance spectrale L_η^- entrante dans le domaine par l'interface est en outre identique à la luminance spectrale incidente L_η^+ pour toutes les directions, la continuité spectrale complète est assurée et permet de respecter la continuité du flux radiatif et de la divergence du flux radiatif sur tout le spectre selon les Eq. 2.2 et Eq. 2.3.

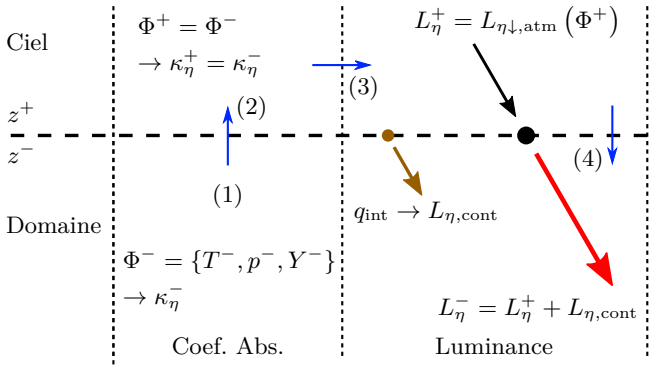
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Le principe de traitement du ciel au niveau de l'interface est schématisé sur la Fig. 2.13 pour trois cas distincts, avec les étapes de construction numérotées auxquelles font référence les explications ci-après. Cette représentation graphique permet en outre d'illustrer plus clairement les conditions de continuité à travers l'interface, associées à ces trois traitements du ciel. Le point de départ (étape 1), commun à ces trois traitements, est le coefficient d'absorption spectral κ_η^- déterminé à partir de l'état thermodynamique Φ^- fixé dans le domaine au niveau de l'interface. La présence d'aérosols dans l'atmosphère au sein de la canopée urbaine n'est pas prise en compte, bien que leur concentration puisse être importante en ville notamment lors des pics de pollution. Ainsi l'atmosphère urbaine sera supposée être constituée d'air seulement, et les termes « atmosphère urbaine » et « air » (au sein de la canopée urbaine) pourront être employés indistinctement dans la suite. Partant de ces conditions, nous présentons ci-après le principe de construction des trois traitements du ciel à l'interface considérés, chacun présentant des conditions de continuité spectrale différentes.



(a) Ciel spectral de base, continuité complète

(b) Ciel gris, pas de continuité des propriétés d'absorption



(c) Ciel spectral + continuum à l'interface, luminance entrante discontinue

FIGURE 2.13 – Illustration du principe des trois traitement du ciel proposés et des conditions de continuité des propriétés d'absorption et de la luminance associées, à l'interface entre le ciel et le domaine de calcul.

Ciel spectral de base Le traitement du ciel dit « spectral » est représenté sur la Fig. 2.13a. La continuité de l'état thermodynamique à l'interface est assurée en prenant $\Phi^+ = \Phi^-$, qui correspond à l'état au niveau du sol dans les profils MLS (étape 2). Il y a donc également continuité des propriétés d'absorption spectrales. Les luminances incidentes L_η^+ sont prises égales aux luminances IRT descendantes $L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}$ calculées avec le modèle de transfert atmo-

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

sphérique présenté dans la section précédente, dont la distribution spectrale est représentée par la courbe noire sur la Fig. 2.14 (étape 3). La continuité de la luminance spectrale à l'interface est assurée en fixant $L_\eta^- = L_\eta^+$ (étape 4). Le couplage spectral entre le modèle atmosphérique et le modèle de transfert en canopée urbaine est donc complet et continu. Le flux entrant dans le domaine par l'interface, donné par

$$q_{\text{int}} = \int_0^{+\infty} \int_{\Omega\,:\,\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_z^+<0} L_\eta^-(\boldsymbol{\omega})|\boldsymbol{\omega}\cdot\mathbf{n}_z^+|\,d\Omega\,d\eta \tag{2.29}$$

est donc, par continuité, égal au flux atmosphérique descendant horizontal $q_{\downarrow,\text{atm}}$ calculé par le modèle de transfert atmosphérique. Cependant, comme nous l'avons vu à la section précédente, ce flux IRT d'une valeur de $310\,\text{W}\,\text{m}^{-2}$ est un peu trop faible pour représenter des conditions estivales.

Ciel gris Le traitement du ciel comme gris est représenté sur la Fig. 2.13b. L'hypothèse de ciel gris permet de modéliser le flux IRT atmosphérique descendant comme un rayonnement de corps gris à la température T^- et d'émissivité $\varepsilon_{\text{gris}}$, soit $q_{\downarrow,\text{atm}} = \varepsilon_{\text{gris}} E_{\text{b}}(T^-)$. En paramétrisant directement la valeur de $q_{\downarrow,\text{atm}}$, les luminances incidentes au niveau de l'interface sont construites comme luminances grises $L_\eta^+ = \varepsilon_{\text{gris}} L_{\text{b}\eta}(T^-)$ (étape 2). Cette hypothèse est à la base de nombreux modèles empiriques simplifiés utilisés pour paramétriser le flux IRT atmosphérique descendant dans la plupart des solveurs radiatifs urbains. Dans ces modèles, $\varepsilon_{\text{gris}}$ est généralement estimée à partir de la température d'air et de la pression de vapeur proche de la surface terrestre (une brève revue de ces modèles a été effectuée par Choi [2013]). Ces solveurs radiatifs urbains fonctionnant en grandeurs globales, étant donné qu'ils ne sont pas sensibles aux caractéristiques spectrales sous les hypothèses de milieu transparent et de parois grises, l'hypothèse de ciel gris se justifie pour leurs applications. Or, dans le cas où l'aspect spectral est primordial, la distribution spectrale de la luminance grise n'est pas représentative de la distribution spectrale des luminances réelles émises par l'atmosphère terrestre, ce qui se traduit par une discontinuité au niveau de l'interface étant donné que le coefficient d'absorption est indéfini côté ciel. La continuité de la luminance spectrale à l'interface est en revanche assurée en fixant $L_\eta^- = L_\eta^+$ (étape 3). Dans la suite, le traitement du ciel gris prend en compte un flux IRT égal au flux obtenu avec le traitement du ciel spectral de base, soit $q_{\downarrow,\text{atm}} = 310\,\text{W}\,\text{m}^{-2}$. La distribution spectrale de la luminance grise correspondante, obtenue avec la température $T^- = 21\,^\circ\text{C}$ (correspondant à la valeur au niveau du sol dans les profils MLS), est représentée en bleu sur la Fig. 2.14. L'émissivité correspondante est $\varepsilon_{\text{gris}} = 0{,}73$.

Ciel spectral avec continuum L'objectif de ce traitement alternatif est de générer, de manière simplifiée, un supplément de flux IRT incident par rapport au flux $q_{\downarrow,\text{atm}}$ de $310\,\text{W}\,\text{m}^{-2}$ obtenu avec le modèle atmosphérique, à défaut de pouvoir améliorer ce dernier pour prendre en compte divers autres phénomènes comme l'émission IRT par les aérosols. Ce traitement, représenté sur la Fig. 2.13c, suit les mêmes étapes 1 à 3 que le traitement spectral de base. La continuité de l'état thermodynamique et donc du coefficient d'absorption spectral à l'interface est assurée. Cependant, ce traitement diffère du traitement spectral de base par la construction de L_η^- qui résulte de la superposition aux luminances IRT descendantes

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}$ d'un continuum de luminances $L_{\eta,\mathrm{cont}}$ d'un corps gris à température T^- et d'émissivité $\varepsilon_{\mathrm{cont}}$ émises au niveau de l'interface vers l'intérieur du domaine (étape 4). Contrairement au traitement spectral de base, la continuité de la luminance spectrale n'est donc pas respectée puisque le continuum n'est émis que ponctuellement au niveau de l'interface. $\varepsilon_{\mathrm{cont}}$ est ainsi calibré en fonction du surplus de flux désiré par rapport au flux atmosphérique de base $q_{\downarrow,\mathrm{atm}}$. L'ajout du continuum d'émission peut se voir comme la génération artificielle et approximative de la part de rayonnement émis par les aérosols, non prise en compte dans le traitement spectral de base. Sur la Fig. 2.14, la courbe rouge représente le spectre de luminances entrantes L_η^- généré avec un continuum d'émission correspondant à un surplus de $40\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (également représenté par la courbe discontinue verte), donnant un flux IRT entrant global $q_{\mathrm{int}} = 350\,\mathrm{W\,m^{-2}}$.

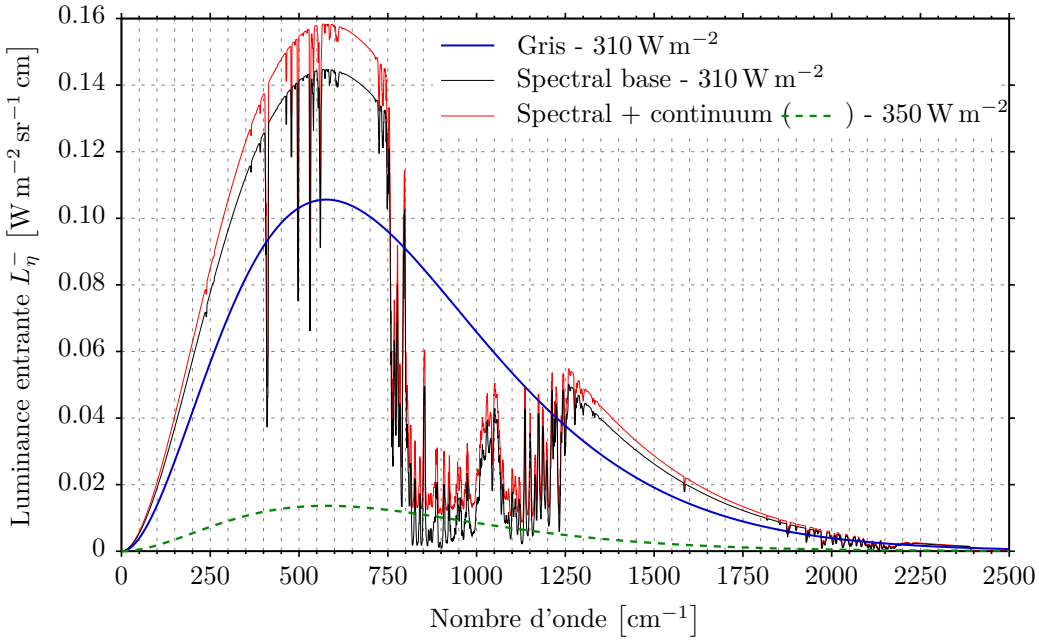


FIGURE 2.14 – Spectres haute-résolution de la luminance IRT entrante dans le domaine, construite au niveau de l'interface avec le ciel, en fonction du traitement du ciel utilisé. Les spectres sont lissés par médiane glissante avec une fenêtre de $5\,\mathrm{cm^{-1}}$.

2.2.5 Couplage spectral aux frontières ouvertes du domaine de calcul

Le couplage spectral à haute résolution entre le rayonnement entrant L_η^- au niveau d'une frontière ouverte et les propriétés d'absorption de l'atmosphère urbaine dans le domaine de calcul nécessite d'adapter l'approche SLW, afin de prendre en compte la distribution spectrale particulière de ce rayonnement entrant. Dans un premier temps, les coefficients d'absorption κ_j, les poids a_j correspondant ainsi que les valeurs incrémentales du coefficient d'absorption $\tilde{\kappa}_j$ pour un ensemble de $J+1$ gaz gris d'indices $j = 0, \cdots, J$ sont déterminés selon la méthode SLW présentée à la Sec. 2.2.2, à partir de l'ALBDF de l'atmosphère urbaine à l'état thermodynamique $\Phi^- = \{T^-, p^-, Y^-\}$ et pour une source de température $T_{\mathrm{b}} = T^-$. Au niveau de l'interface, le couplage spectral consiste dans un deuxième temps à affecter, pour chaque direction de propagation, la fraction appropriée de la luminance entrante totale L^- à chaque gaz gris selon la distribution spectrale de L_η^-, en guise de conditions limites. Cette part est approximée par $a_{j,\mathrm{int}} L^-$ où $a_{j,\mathrm{int}}$ est le poids à l'interface associé au gaz gris

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

j, déterminé par :

$$a_{j,\text{int}} = F\left(\tilde{\kappa}_j\right) - F\left(\tilde{\kappa}_{j-1}\right) \tag{2.30}$$

avec

$$F\left(\tilde{\kappa}\right) = \frac{1}{L^-} \int_0^{+\infty} H(\tilde{\kappa} - \kappa_\eta) L_\eta^- \, d\eta \tag{2.31}$$

F représente la fraction de la luminance entrante totale L^- située dans la partie du spectre où le coefficient d'absorption de l'atmosphère urbaine $\kappa_\eta(\Phi^-)$ est inférieur à $\tilde{\kappa}$. F a donc un rôle équivalent à une ALBDF classique, mais est définie par rapport à la distribution de la luminance entrante spectrale L_η^- à la place de la distribution usuelle de Planck $L_{\text{b}\eta}$ à une température donnée utilisée pour calculer les poids aux parois selon l'Eq. 2.26. Cette méthode de couplage spectral à l'interface est expliquée de manière plus détaillée dans [Schmitt *et al.*, 2023, 2024].

2.3 Validation du solveur et application en configuration urbaine

Cette section s'appuie sur l'article [Schmitt *et al.*, 2024] et la publication [Schmitt *et al.*, 2023] présentée en conférence, qui ont fait suite aux travaux décrits dans le présent manuscrit.

2.3.1 Définition des cas d'étude

L'ensemble des modèles et développements présentés dans ce chapitre sont maintenant appliqués dans un cas d'étude généraliste qui nous permettra de valider l'approche de traitement du transfert radiatif IRT en configuration urbaine de rue canyon, et tout particulièrement le couplage spectral au niveau de l'interface haute du canyon ouverte sur le ciel. Le domaine de calcul est une canopée urbaine standard composée d'une rue canyon infiniment longue de largeur W avec deux façades de même hauteur H. La Fig. 2.15 représente cette rue canyon selon une coupe perpendiculaire à la rue. Du fait de la longueur infinie de la rue, les champs radiatifs sont considérés comme invariants selon y. Chaque paroi a une température propre constante et homogène et est considérée comme grise à émission isotrope et réflexion diffuse isotrope.

L'état thermodynamique de l'air (température, pression, composition gazeuse) dans la canopée, spécifié dans la Tab. 2.1, est homogène. Il est pris égal à l'état de l'atmosphère au niveau du sol renseigné dans les profils MLS utilisés par le modèle atmosphérique, ce qui permet de respecter la continuité spectrale des propriétés d'absorption à l'interface dans les cas où le ciel est traité spectralement. Cette interface se situe au niveau du haut de la canopée à hauteur des bâtiments (représentée par une ligne discontinue sur la Fig. 2.15). La valeur du flux entrant q_{int} au niveau de cette interface dépend du traitement du ciel utilisé. L'humidité relative dans ces conditions est de 76 %, ce qui peut paraître élevé pour des conditions estivales en latitude moyenne au regard de la température. Néanmoins, nous avons vu à la Sec. 1.2.3 que la fraction molaire de vapeur d'eau, dans une gamme d'humidité

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

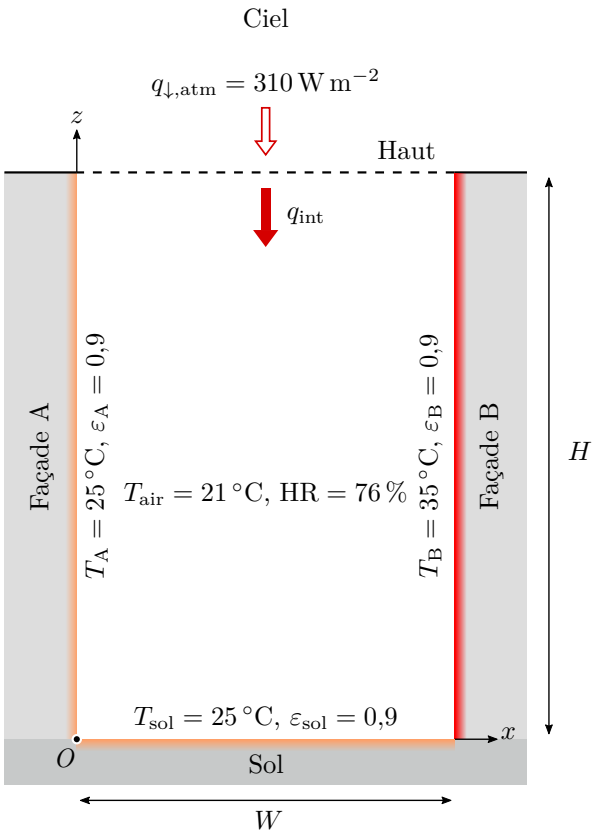


FIGURE 2.15 – Configuration de la rue canyon étudiée et paramètres de simulation associés. La rue est considérée infiniment longue selon y. Les températures et les émissivités des parois ainsi que l'état de l'air dans la canopée sont gardés constants pour tous les cas étudiés.

relative de limites raisonnables, a un impact limité sur l'extinction du rayonnement IRT pour les distances entre parois considérées.

Les autres paramètres ont été choisis arbitrairement dans l'optique de reproduire des conditions thermo-radiatives vraisemblables, caractéristiques d'une fin de journée typique d'été avec un ciel clair aux latitudes moyennes. L'instant simulé se situe en fin d'après-midi, moment où le rayonnement IRT commence à jouer un rôle important dans le rafraîchissement de la canopée. L'émissivité IRT globale est fixée à 0,9 pour toutes les parois. La façade A et le sol sont à 25 °C, la façade B, chauffée par le soleil en fin d'après midi, est à 35 °C. Pour la configuration de base, la hauteur et la largeur de la rue sont fixées à 21 m et 14 m respectivement, ce qui donne un rapport d'aspect H/W de 1,5.

Trois cas tests, associés aux trois traitements du ciel présentés à la Sec. 2.2.4 et à une atmosphère participante, sont étudiés, auxquels s'ajoute un cas test où l'atmosphère urbaine est considérée comme totalement transparente. Cet ensemble de quatre cas tests est résumé

TABLE 2.1 – Température, pression et composition gazeuse (en fractions volumiques) de l'air dans la canopée pour le cas d'étude considéré. ppm = partie par million en volume.

T_{air}	p_{air}	H_2O	CO_2	O_3	N_2O	CH_4	CO	O_2
21 °C	1 atm	1,88 %	417 ppm	0,03 ppm	0,32 ppm	1,70 ppm	0,15 ppm	20,9 %

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

dans la Tab. 2.2, indiquant les valeurs du flux entrant q_{int} associées à chaque cas.

TABLE 2.2 – Désignation et définition des cas tests d'étude.

Désignation	Atmosphère urbaine	Traitement du ciel	q_{int} $[\text{W m}^{-2}]$
Cas transparent	Transparente	Gris ou spectral (équiv.)	310 ou 350
Cas de référence	Participante	Spectral de base	310
Cas gris	Participante	Gris	310
Cas continuum	Participante	Spectral + continuum	350

Le cas de référence, associé au traitement du ciel spectral de base, est le cas le plus rigoureux concernant le couplage spectral à l'interface puisqu'il ne produit pas de discontinuité. Le cas gris et le cas continuum sont associés aux traitement du ciel gris et avec continuum respectivement. Dans le cas transparent où l'atmosphère urbaine est considérée comme transparente, le traitement du ciel n'a pas d'importance puisqu'une seule ETR transparente est résolue pour les grandeurs totales, sans tenir compte de l'aspect spectral (les parois de la rue étant grises). Dans ce cas, q_{int} est adapté pour correspondre soit à la valeur des cas de référence et gris ($310\,\text{W m}^{-2}$), soit à la valeur du cas continuum ($350\,\text{W m}^{-2}$).

Les simulations sont effectuées avec différents objectifs, complémentaires, qui sont les suivants :

- Valider la capacité du solveur FVM, incluant le traitement de l'absorption spectrale par la méthode SLW, à simuler les flux IRT nets sur les parois de la rue et au niveau du haut de la canopée, ainsi que la divergence du flux radiatif au sein de l'atmosphère urbaine, en considérant cette dernière comme participante. Pour cela les résultats des simulations sont systématiquement comparés aux solutions obtenues avec un solveur MC effectuant des calculs LBL [4]. Ces simulations MC utilisent 10^8 échantillons indépendants avec une résolution spectrale de $5 \times 10^{-3}\,\text{cm}^{-1}$ et une résolution spatiale de 0,5 m. Les erreurs statistiques estimées étant très faibles du fait de ce grand nombre d'échantillons, elles ne seront pas représentées sur les graphes,

- Comparer les impacts respectifs des différents traitements des attributs spectraux du ciel, introduits à la Sec. 2.2.4, sur les résultats afin d'évaluer la pertinence de ces traitements dans le cadre de l'étude,

- Évaluer quantitativement les erreurs commises sur les flux IRT nets aux parois et au niveau du haut de la canopée en faisant l'hypothèse courante d'une atmosphère urbaine transparente. La dépendance de ces erreurs à la géométrie du canyon au travers du rapport d'aspect H/W sera notamment analysée.

Dans la suite, le flux net sur les parois est défini comme le flux absorbé moins le flux émis. Au niveau du haut de la canopée, le flux net est défini comme le flux sortant moins le flux entrant. La puissance radiative volumique est définie comme l'inverse de la divergence du flux radiatif donnée par l'Eq. 2.3 : ce terme est positif lorsque la divergence du flux radiatif est

4. Ce solveur MC-LBL a déjà servi à d'autres cas de validations, comme par exemple dans [Galtier *et al.*, 2022].

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

négative (il s'agit donc d'un apport de chaleur local à l'atmosphère participante) et négatif dans le cas inverse (dans ce cas il s'agit d'un puits de chaleur local).

2.3.2 Analyse de sensibilité au maillage FVM

Une étude préliminaire sur la sensibilité des résultats des simulations à la résolution du maillage spatial, ainsi qu'au nombre de directions de propagation de la méthode FVM, a été effectuée afin de sélectionner un maillage spatial et angulaire approprié pour ce type de configuration. L'étude de sensibilité est réalisée dans la configuration de base avec une atmosphère urbaine transparente et un flux entrant q_{int} de $310\,\mathrm{W\,m^{-2}}$. La Fig. 2.16 présente les écarts absolus moyens et la racine carrée de la moyenne des écarts au carré des flux nets sur chaque face du canyon en fonction de la résolution spatiale et du nombre de directions (angles de contrôle de la méthode FVM). Ces écarts sont calculés par rapport aux valeurs obtenues avec le solveur MC.

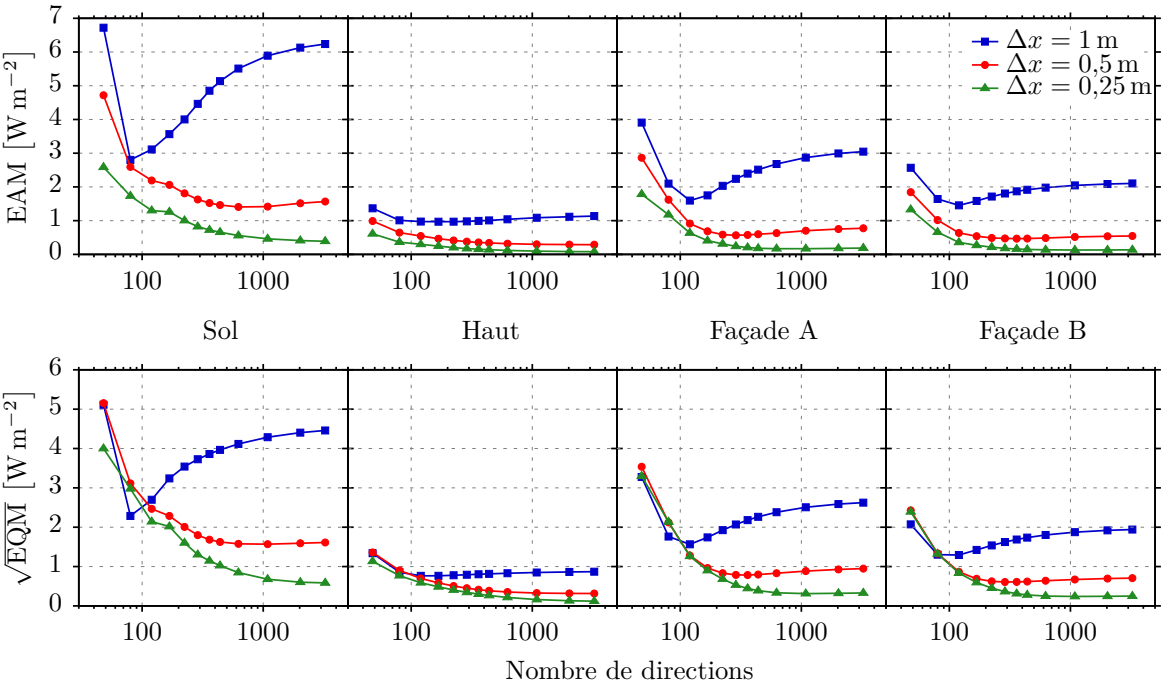


FIGURE 2.16 – Écart absolu moyen (EAM) et racine de l'écart quadratique moyen (EQM) des flux nets aux parois calculés par rapport aux résultats de référence MC, pour une atmosphère transparente en fonction du nombre de directions et de la résolution spatiale du maillage.

Ces différences numériques sont inhérentes aux schémas de discrétisation utilisés, donnant des solutions approchées dont la précision dépend fortement de la résolution spatiale et angulaire considérée. En ce qui concerne la FVM pour un milieu participant non diffusant ou transparent, la diffusion numérique liée au schéma de discrétisation spatial utilisé et l'effet de rayon résultant de la discrétisation des angles solides sont les principales erreurs numériques qui peuvent être mises en évidence [Tan *et al.*, 2004]. Les écarts restent limités sur le haut de la canopée et sur la façade B, et ont un impact d'autant moins notable qu'ils sont négligeables devant les flux nets moyens sur ces faces du canyon. Les écarts sont plus problématiques sur le sol et sur la façade A si le nombre de directions n'est pas assez grand et le maillage spatial pas assez fin. En effet, ils peuvent atteindre quelques $\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour un flux net moyen d'environ $-22\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ sur le sol et $-3\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ sur la façade A.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La Fig. 2.17 donne un aperçu de la forme erronée des solutions généralement obtenues avec le solveur FVM sur les faces du canyon avec un nombre limité de directions, ici au niveau du sol où les écarts sont particulièrement marqués. Les solutions présentent un caractère oscillant qui s'atténue à mesure que la résolution angulaire augmente. L'intensité de ces oscillations détermine directement l'importance des erreurs commises, ce qui explique que celles-ci diminuent systématiquement lorsque le nombre de directions augmente pour des résolutions spatiales assez fines. Concernant la résolution spatiale, un raffinement du maillage permet de réduire le décalage léger mais systématique des valeurs simulées par rapport aux valeurs de référence. Cependant le fait de raffiner spatialement tend à renforcer le caractère oscillant, ce qui est particulièrement visible avec un nombre de directions faible sur la Fig. 2.16. Ce comportement peut être dû au fait que la diffusion numérique et l'effet de rayon ont des effets opposés qui tendent à se compenser entre eux, ce qui implique qu'un raffinement exclusif du maillage angulaire puisse dégrader la précision de la solution plutôt que de l'améliorer [Coelho, 2002]. En somme, l'amélioration de la précision des résultats FVM nécessite un raffinement spatial suffisant, souvent imposé par la résolution spatiale souhaitée, moyennant un nombre suffisamment élevé de directions permettant de limiter au maximum le caractère oscillant des solutions. Pour un milieu optiquement mince, l'effet de rayon est la source d'erreur dominante, et est d'autant plus importante que l'épaisseur optique est faible [Hunter et Guo, 2015]. L'atmosphère urbaine pouvant être considérée comme un milieu optiquement mince, cela peut expliquer la nécessité d'avoir recours à un nombre de directions particulièrement élevé (de l'ordre de plusieurs centaines à plusieurs milliers) pour

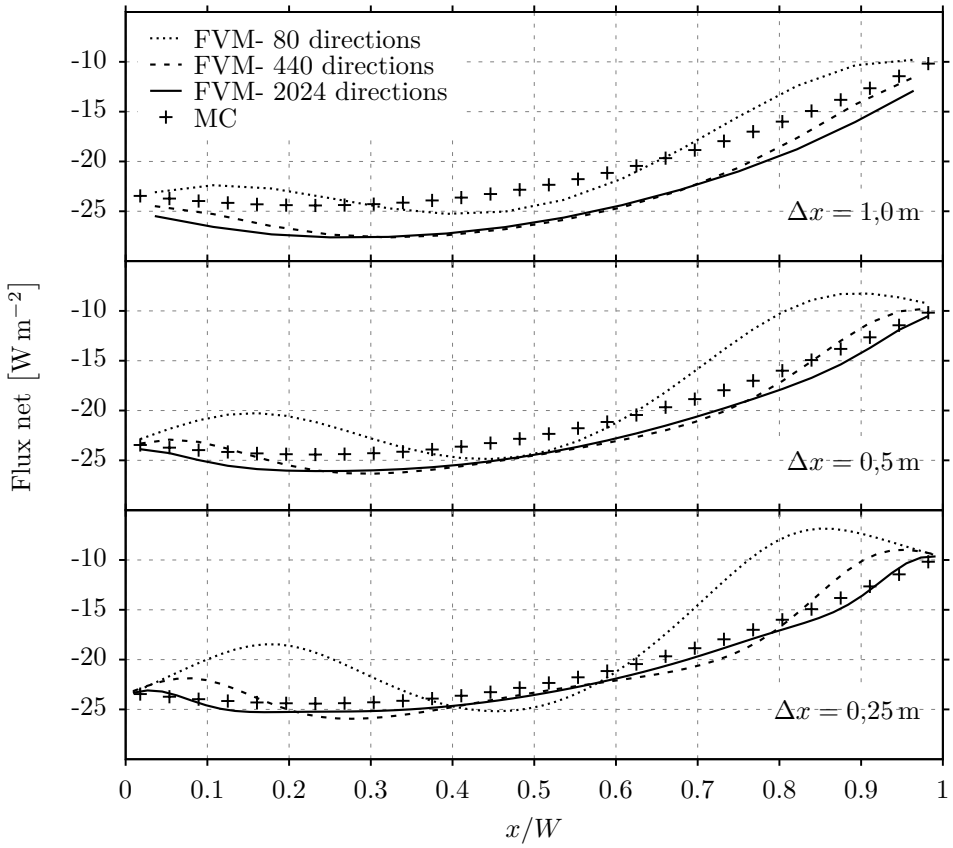


FIGURE 2.17 – Flux IRT net sur le sol du canyon calculés avec le solveur FVM pour différentes résolutions spatiales et angulaires.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

une précision correcte. Les besoins en mémoire et les temps de calcul du solveur en sont alors négativement impactés et peuvent rapidement devenir un facteur limitant de l'utilisation de ce type de solveur dans des configurations urbaines.

Compte tenu des besoins raisonnables en ressources de calcul pour ce domaine radiatif 2D (une seule cellule dans la direction y est nécessaire), le maillage spatial le plus fin présenté ($\Delta x = 0{,}25\,\mathrm{m}$) couplé à 3248 directions sont sélectionnés pour les simulations présentées dans la suite. Il a été constaté par une analyse similaire que cette résolution spatiale et angulaire était également suffisante lorsque l'atmosphère est considérée comme participante, y compris pour simuler les puissances radiatives volumiques dans le volume d'air.

Dans le cas d'une atmosphère participante, nous avons également effectué une analyse de sensibilité des résultats au nombre de gaz gris du modèle SLW. Cette analyse, qui n'est pas détaillée ici, a montré que 10 gaz gris (incluant le gaz transparent) étaient suffisants pour obtenir des flux nets et des puissances radiatives volumiques en parfait accord avec les solutions calculées par le solveur MC-LBL. Si l'on s'intéresse uniquement aux flux nets sur les faces du canyon, le nombre de gaz gris peut être encore diminué sans affecter la justesse des résultats. L'ensemble des simulations présentées dans la suite ont été effectuées avec un total de 10 gaz gris pour maximiser la précision des résultats. Les coefficients d'absorption et les poids de ces gaz gris, ainsi que les poids aux parois et à l'interface sont donnés dans la Tab. 2.3.

TABLE 2.3 – Coefficients d'absorption κ_j et poids a_j de gaz, poids aux parois $a_{j,\mathrm{A,B,sol}}$ et poids à l'interface $a_{j,\mathrm{int}}$ des 10 gaz gris utilisés pour modéliser l'absorption du rayonnement IRT par l'air.

κ_j $[\mathrm{m}^{-1}]$	a_j	$a_{j,\mathrm{A,sol}}$	$a_{j,\mathrm{B}}$	$a_{j,\mathrm{int}}$
0	$1{,}47 \times 10^{-1}$	$1{,}48 \times 10^{-1}$	$1{,}51 \times 10^{-1}$	$1{,}38 \times 10^{-2}$
$5{,}94 \times 10^{-5}$	$1{,}44 \times 10^{-1}$	$1{,}46 \times 10^{-1}$	$1{,}49 \times 10^{-1}$	$5{,}62 \times 10^{-2}$
$6{,}73 \times 10^{-4}$	$1{,}40 \times 10^{-1}$	$1{,}41 \times 10^{-1}$	$1{,}42 \times 10^{-1}$	$1{,}52 \times 10^{-1}$
$3{,}47 \times 10^{-3}$	$1{,}32 \times 10^{-1}$	$1{,}32 \times 10^{-1}$	$1{,}30 \times 10^{-1}$	$1{,}79 \times 10^{-1}$
$1{,}39 \times 10^{-2}$	$1{,}20 \times 10^{-1}$	$1{,}19 \times 10^{-1}$	$1{,}18 \times 10^{-1}$	$1{,}65 \times 10^{-1}$
$4{,}51 \times 10^{-2}$	$1{,}05 \times 10^{-1}$	$1{,}04 \times 10^{-1}$	$1{,}04 \times 10^{-1}$	$1{,}43 \times 10^{-1}$
$1{,}65 \times 10^{-1}$	$8{,}61 \times 10^{-2}$	$8{,}59 \times 10^{-2}$	$8{,}55 \times 10^{-2}$	$1{,}18 \times 10^{-1}$
$7{,}33 \times 10^{-1}$	$6{,}52 \times 10^{-2}$	$6{,}46 \times 10^{-2}$	$6{,}31 \times 10^{-2}$	$8{,}94 \times 10^{-2}$
3,30	$4{,}24 \times 10^{-2}$	$4{,}19 \times 10^{-2}$	$4{,}06 \times 10^{-2}$	$5{,}81 \times 10^{-2}$
$2{,}64 \times 10^{1}$	$1{,}85 \times 10^{-2}$	$1{,}81 \times 10^{-2}$	$1{,}72 \times 10^{-2}$	$2{,}53 \times 10^{-2}$

2.3.3 Impact qualitatif du traitement spectral du ciel

Nous avons vu, à la Sec. 2.2.4, que les trois manières de traiter le ciel, formant les trois cas tests participants définis dans la Tab. 2.2, présentent par nature des conditions de continuité différentes au niveau de l'interface en haut de la canopée. Pour illustrer le plus clairement possible les effets des discontinuités spectrales liées aux traitement du ciel gris et spectral avec continuum sur la luminance entrante, l'évolution de la distribution spectrale de la luminance descendant verticalement depuis le haut du canyon est analysée. Cette luminance verticale descendante n'est pas affectée par les autres conditions limites dans le canyon, et son évolution le long de son parcours dans l'atmosphère du canyon dépend donc uniquement

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

des interactions spectrales avec cette dernière et du couplage spectral au niveau de l'interface haute.

Dans le cas idéal d'un couplage spectral avec une continuité parfaite à l'interface, la luminance entrante dans le domaine au niveau de cette interface ne devrait pas subir de modification importante dans les premiers mètres parcourus au sein de l'air. C'est par exemple le cas de la luminance verticale descendante intégrée sur tout le spectre (notée $L_{\downarrow}$), dans le cas de référence, comme indiqué sur la Fig. 2.18 qui donne la valeur de cette luminance normalisée par rapport à la luminance verticale entrante $L_{\downarrow,\mathrm{int}}$, en fonction de la hauteur dans la rue. Cette valeur est quasiment constante, ce qui se traduit par une distribution spectrale de cette luminance quasiment inaltérée durant son parcours entre l'interface et les parois de la rue.

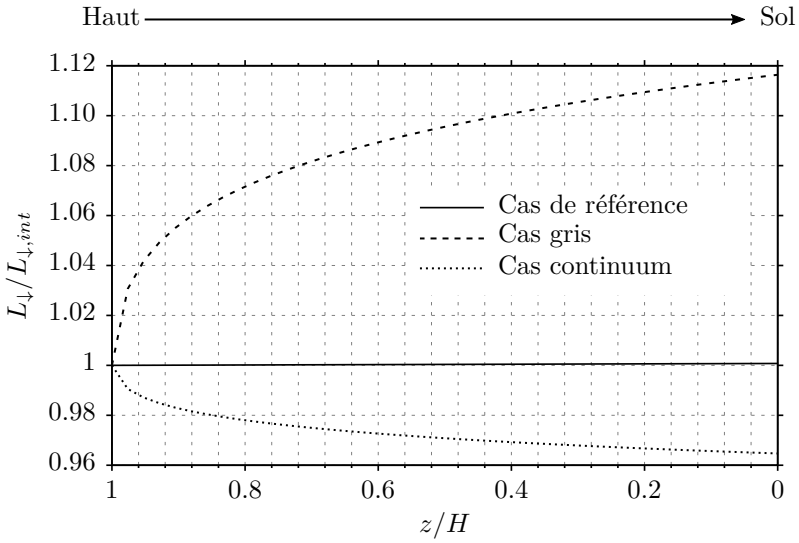
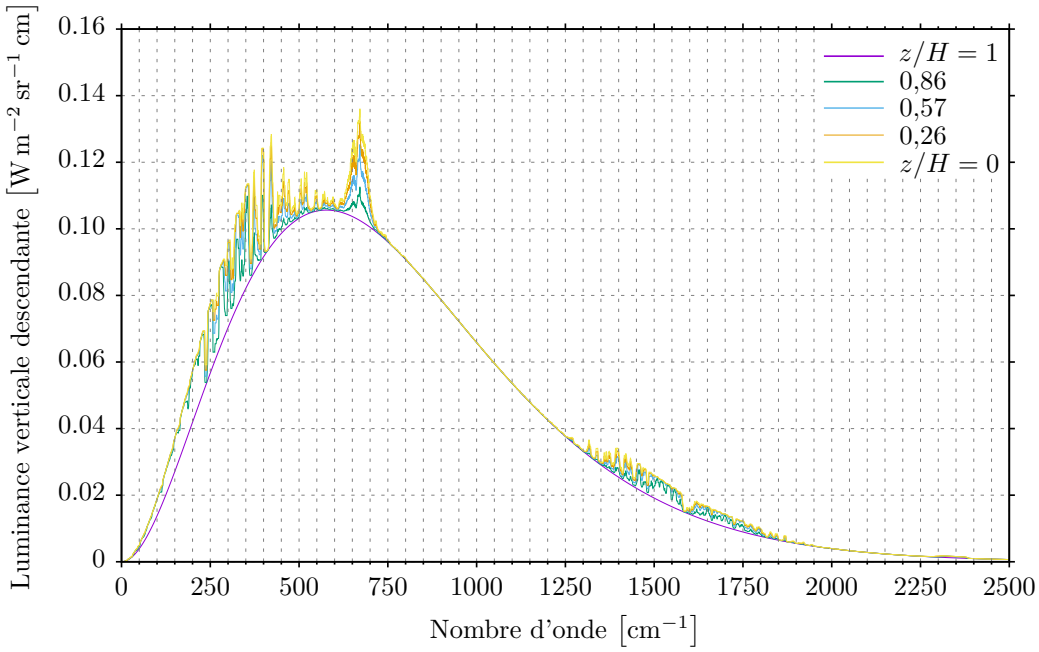


FIGURE 2.18 – Luminance verticale descendante totale $L_{\downarrow}$ en fonction de z, normalisée par $L_{\downarrow}(z = H) = L_{\downarrow,\mathrm{int}}$.

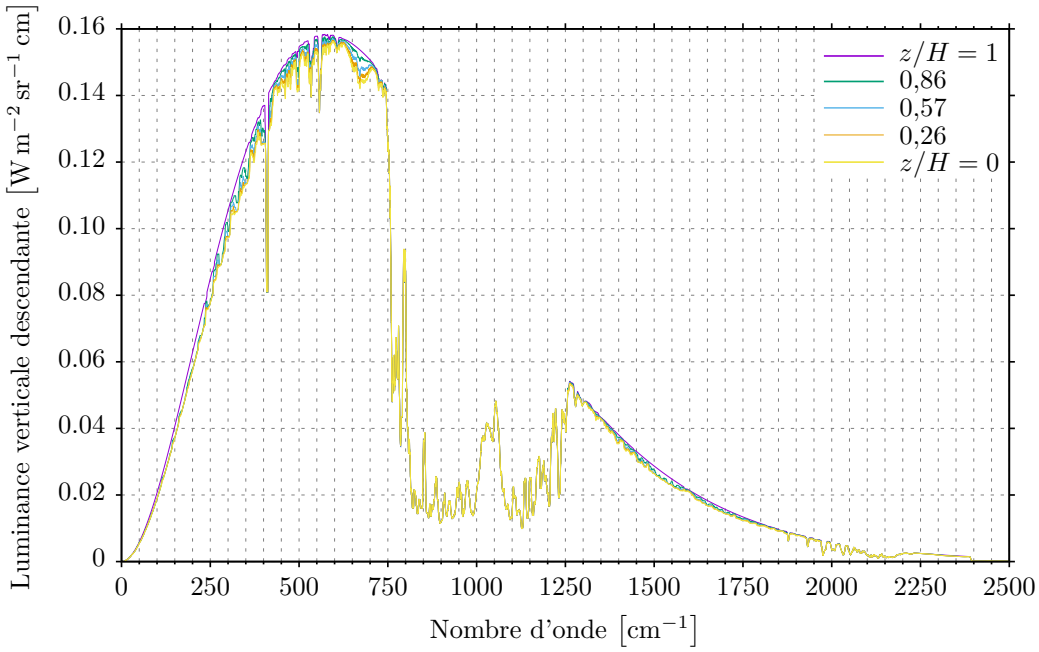
La Fig. 2.19 présente les spectres de cette luminance descendante en fonction de la hauteur, pour les cas gris et continuum. Les spectres à $z = 21\,\mathrm{m}$ ($z/H = 1$) correspondent aux spectres de la luminance entrante au niveau de l'interface haute notée L_{η}^{-} dans les sections précédentes, et sont donc identiques aux spectres donnés sur la Fig. 2.14.

Dans le cas gris (Fig. 2.19a), les luminances grises entrantes situées dans la fenêtre atmosphérique $[700\,\mathrm{cm}^{-1}; 1250\,\mathrm{cm}^{-1}]$ ne subissent pas de modification au cours de leur parcours dans l'atmosphère, étant donné que l'absorptivité de l'atmosphère dans cette région est quasi nulle. En revanche, un surplus d'émission volumétrique est apporté par l'air dans les régions de forte émission de l'air (en-dessous de $750\,\mathrm{cm}^{-1}$ et au-dessus de de $1250\,\mathrm{cm}^{-1}$) à mesure que la luminance descend, car les luminances grises entrantes sont trop faibles dans cette région. C'est pourquoi, à mesure que la luminance descend, dans cette partie du spectre sa valeur augmente et la forme du spectre se rapproche de la forme du spectre réel d'émission de l'atmosphère, tel qu'il est obtenu avec le modèle de transfert atmosphérique (courbe noire sur la Fig. 2.14), tandis que dans la fenêtre atmosphérique la luminance reste inchangée. Au final, la discontinuité spectrale à l'interface créée par l'hypothèse de ciel gris engendre un renforcement de la luminance grise totale entrante par émission de l'air de la canopée, visible sur la Fig. 2.18, particulièrement prononcé dans les premiers mètres parcourus.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Cas gris



(b) Cas continuum

FIGURE 2.19 – Spectres haute-résolution de la luminance verticale descendante dans le canyon en fonction de la hauteur. Pour le cas transparent, la luminance n'est pas modifiée lors de son parcours dans le canyon. Pour le cas de référence, la continuité parfaite à l'interface implique une conservation de la luminance sur toute la hauteur, dont la distribution spectrale est alors identique à celle de la Fig. 2.11a. Les spectres sont lissés par médiane glissante avec une fenêtre de $10\,\mathrm{cm^{-1}}$.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Dans le cas continuum (Fig. 2.19b), la discontinuité spectrale est due au continuum de luminances superposé au spectre de base qui constitue un surplus de luminance entrante. Dans la fenêtre atmosphérique, la luminance reste inchangée du fait de l'absorptivité quasi nulle de l'air. En revanche le surplus de luminance est absorbé par l'air à mesure que la luminance descend dans les régions spectrales où l'absorption atmosphérique est importante. La luminance descendante totale est donc au final constamment atténuée le long de son parcours avant d'atteindre les parois, atténuation visible sur la Fig. 2.18. Le flux total provenant du ciel et atteignant les parois est donc sous-estimé par rapport au cas où il y aurait continuité complète à l'interface. Cette sous-estimation est d'autant plus grande que la distance entre l'interface avec le ciel et les parois est grande. En effet la valeur de la luminance donnée sur la Fig. 2.18 ne cesse de décroître à mesure qu'elle descend dans le canyon.

Afin d'évaluer l'impact de ces discontinuités en termes de flux, la valeur du flux descendant sur un plan horizontal (noté $q_{\downarrow}$) au centre du canyon ($x/W = 0{,}5$) est tracé sur la Fig. 2.20 en fonction de la hauteur dans le canyon. Ce flux prend en compte le flux provenant de la face haute du canyon interagissant avec l'air, ainsi que le flux émis par l'air. Sa valeur est normalisée par rapport à q_{int} et ne prend pas en compte le flux émis par les façades du canyon. Dans le cas gris, le renforcement des luminances entrantes proche de l'interface haute entraîne une surestimation de $+6{,}6\,\%$ de q_{int} au niveau du sol par rapport au cas de référence. Conformément aux observations énoncées plus haut, la tendance inverse est observée dans le cas continuum. Dans ce cas le flux descendant normalisé est sous-estimé par rapport au cas de référence, et cette différence augmente continuellement avec la distance parcourue dans la rue du fait de l'atténuation continue des luminances entrantes. Au niveau du sol, cette différence est de $-4{,}3\,\%$ de q_{int}, alors qu'avec continuité spectrale la courbe du cas continuum devrait être identique à celle du cas de référence.

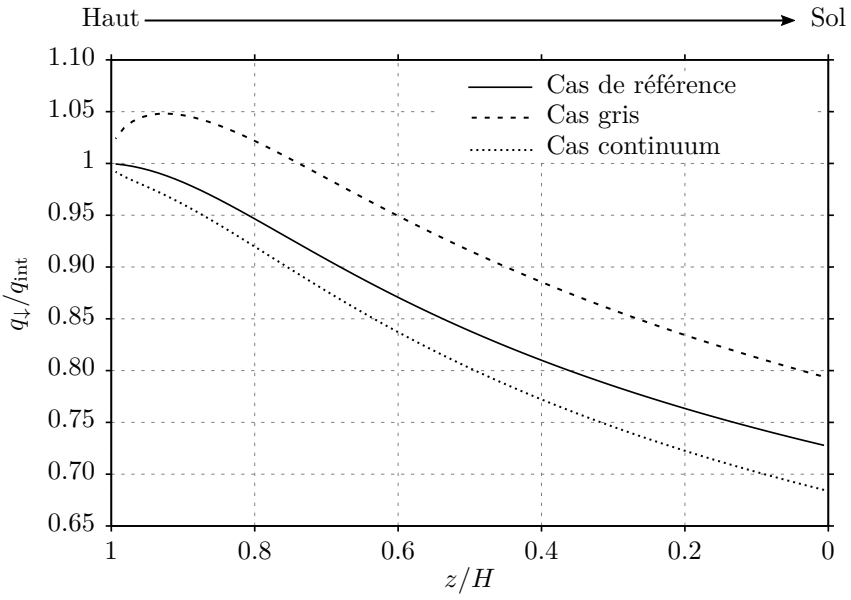


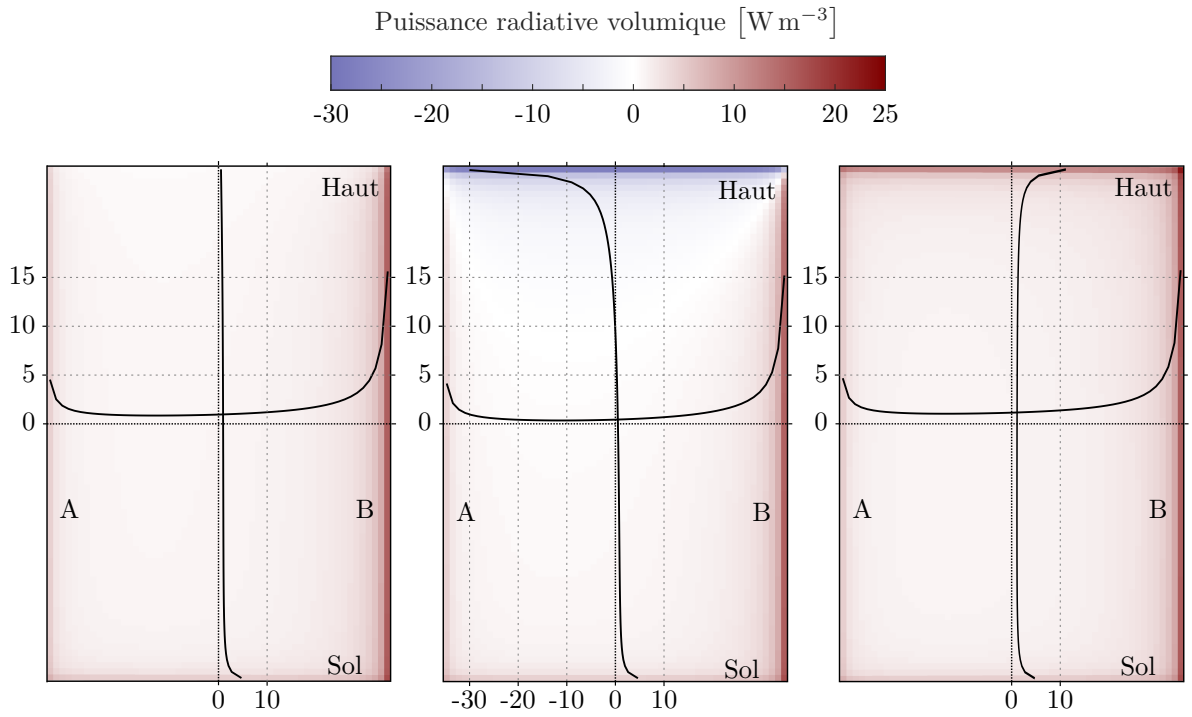
FIGURE 2.20 – Flux horizontal descendant $q_{\downarrow}$ au centre du canyon ($x/W = 0{,}5$) en fonction de z, prenant en compte la contribution du flux provenant du haut de la canopée et du flux émis par l'air. Ce flux est normalisé par $q_{\downarrow}(z = H) = q_{\text{int}}$ et prend en compte les réflexions sur les parois.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.3.4 Quantification des erreurs liées à l'approximation de l'atmosphère transparente

2.3.4.1 Puissances radiatives volumiques

La Fig. 2.21 donne les puissances radiatives volumiques obtenues au sein de la rue canyon pour les trois cas tests avec une atmosphère participante.



(a) Cas de référence (b) Cas gris (c) Cas continuum

FIGURE 2.21 – Puissances radiatives volumiques obtenues au sein de l'air participant dans la rue, en fonction du cas test (Tab. 2.2) et donc du traitement du ciel utilisé. La palette de couleur est utilisée pour donner les valeurs sur la plan 2D de la canopée, plan identique à celui de la Fig. 2.15. Additionnellement, les deux courbes représentées sur chaque figure donnent la valeur de cette puissance sur les lignes verticale à $x/H = 0{,}5$ (échelle en bas) et horizontale à $z/H = 0{,}5$ (échelle à gauche).

Globalement, et dans les trois cas, les puissances radiatives volumiques sont faibles au cœur de la canopée avec des valeurs inférieures à $1\,\mathrm{W\,m^{-3}}$. Le premier constat est donc que les interactions entre rayonnement IRT et atmosphère urbaine sont un phénomène très localisé spatialement. L'absorption des luminances émises par les parois, et donc l'atténuation des flux émis par ces parois et atteignant les autres faces du canyon, se produit en effet principalement dans les premiers mètres parcourus au sein de l'atmosphère urbaine. Cette constatation est en accord avec la nature exponentielle décroissante de l'absorption gazeuse du rayonnement source. Cette atténuation du rayonnement IRT par absorption est plus importante au niveau de la façade B, conformément au fait que sa température est la plus élevée. Pour rappel, nous avons vu à la Sec. 1.2.3 que l'atténuation du rayonnement IRT émis par une paroi dans l'air était d'autant plus importante que la différence de température entre la paroi et l'air était élevée. Ainsi, dans la configuration étudiée, la puissance radiative volumique peut atteindre jusqu'à $16\,\mathrm{W\,m^{-3}}$ proche de la façade B à 35 °C et jusqu'à $5\,\mathrm{W\,m^{-3}}$ proche de la façade A et du sol à 25 °C. Ces puissances radiatives volumiques localisées pourraient avoir des

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

effets significatifs sur l'évolution des distributions de température au sein de l'atmosphère urbaine et donc sur son taux de réchauffement ou de refroidissement, pouvant éventuellement influencer les forces de flottabilité [5].

Dans le cas de référence (Fig. 2.21a), la puissance radiative volumique ne présente pas de discontinuité au niveau de l'interface haute de la canopée, conformément à la continuité du couplage spectral liée au traitement spectral de base du ciel. Dans le cas gris (Fig. 2.21b), une forte discontinuité de la puissance radiative volumique est visible au niveau de cette interface, avec des valeurs atteignant $-30\,\mathrm{W\,m^{-3}}$ et liées au renforcement des luminances entrantes, c'est-à-dire une émission de l'air plus importante que l'absorption des luminances localement. Dans le cas continuum (Fig. 2.21c), une discontinuité est également visible au niveau de l'interface, bien que moins marquée que dans le cas gris. La valeur de cette puissance, atteignant $11\,\mathrm{W\,m^{-3}}$, traduit le surplus d'absorption des luminances entrantes lié au traitement du ciel avec continuum, déjà évoqué plus haut.

Les discontinuités marquées de la puissance radiative volumique au niveau de l'interface avec le ciel sont problématiques si le solveur radiatif est couplé avec un solveur aéraulique par exemple, pouvant impliquer localement une discontinuité des champs de température et des forces de flottabilité.

2.3.4.2 Flux absorbés aux parois

Les Fig. 2.22–2.24 présentent les flux absorbés en tout point des parois du canyon, soit la façade A, la façade B (la plus chaude) et le sol. Ces flux ont été obtenus avec le solveur FVM-SLW (dont les profils sont représentés avec des lignes) pour les différents cas tests. Les solutions obtenues avec le solveur MC-LBL sont également représentées avec des points. Sur chaque figure, les graphes du haut correspondent aux cas tests de référence et gris, la solution du cas transparent (pour une même valeur de q_{int} de $310\,\mathrm{W\,m^{-2}}$) étant également représentée. Les graphes du bas correspondent quant à eux au cas continuum, la solution du cas transparent (pour une même valeur de q_{int} de $350\,\mathrm{W\,m^{-2}}$) étant également représentée. Ces résultats montrent tout d'abord que le solveur FVM-SLW est capable de reproduire avec une grande fidélité les flux absorbés (et par extension les flux nets) sur les parois du canyon, pour l'ensemble des cas tests, en comparaison aux résultats MC-LBL de référence. Le raccordement spectral à l'interface avec le ciel selon la méthode SLW, tel que proposé à la Sec. 2.2.5, permet donc de représenter correctement le couplage spectral entre rayonnement IRT atmosphérique incident et atmosphère urbaine participante dans une configuration de rue canyon.

En se focalisant sur les solutions obtenues dans les cas transparents, on peut remarquer que les valeurs du flux absorbé aux parois avec $q_{\mathrm{int}} = 350\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ sont plus élevées qu'avec $q_{\mathrm{int}} = 310\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, conformément à l'unique fait que le flux reçu du ciel est plus élevé en tout point du canyon. Pour le sol, cette hausse du flux reçu du ciel est plus importante que pour les façades, puisque le sol présente un SVF plus grand. Mise à part cette constatation, ces figures donnent surtout un aperçu des écarts absolus de flux absorbés, obtenus avec les différents cas tests associés à une atmosphère participante au regard des solutions obtenues avec le cas transparent. Il apparaît alors que la prise en compte de l'absorption du rayonnement IRT par l'atmosphère urbaine conduit à des écarts conséquents sur ces flux absorbés, ces

5. Ce point sera abordé au Chap. 4 dans le cadre du deuxième objectif de thèse.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

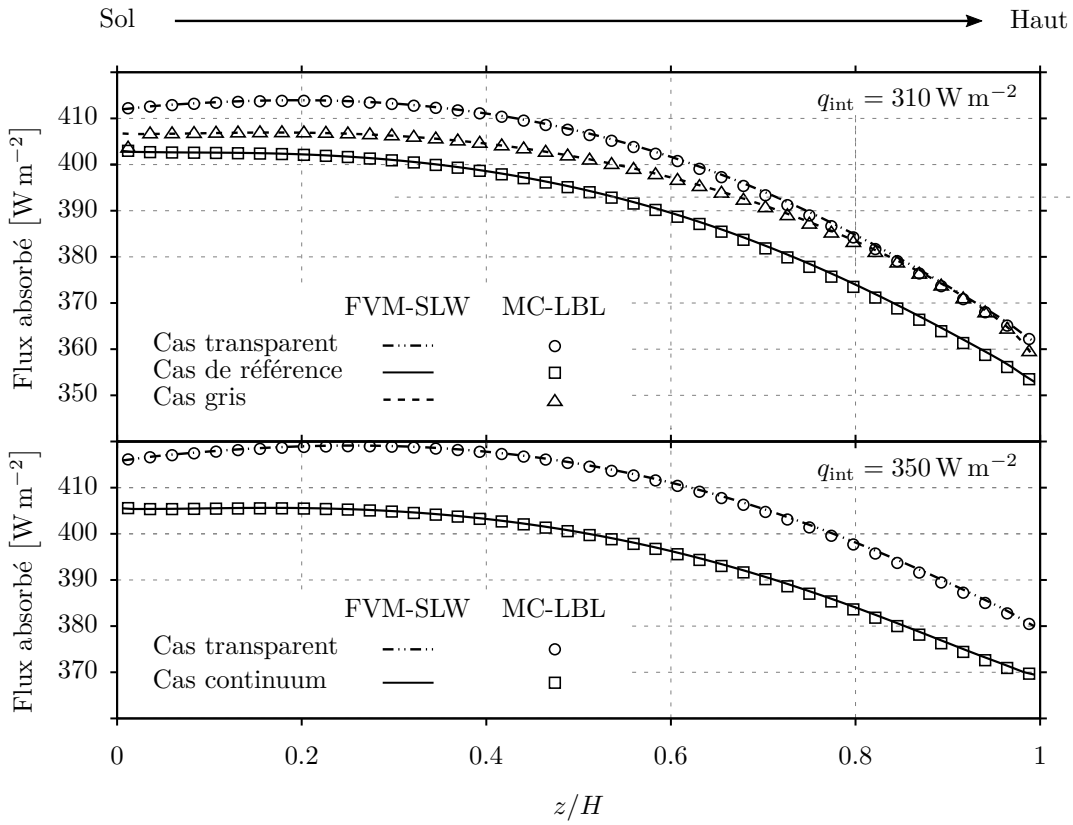


FIGURE 2.22 – Flux IRT absorbé le long de la façade A en fonction du cas test.

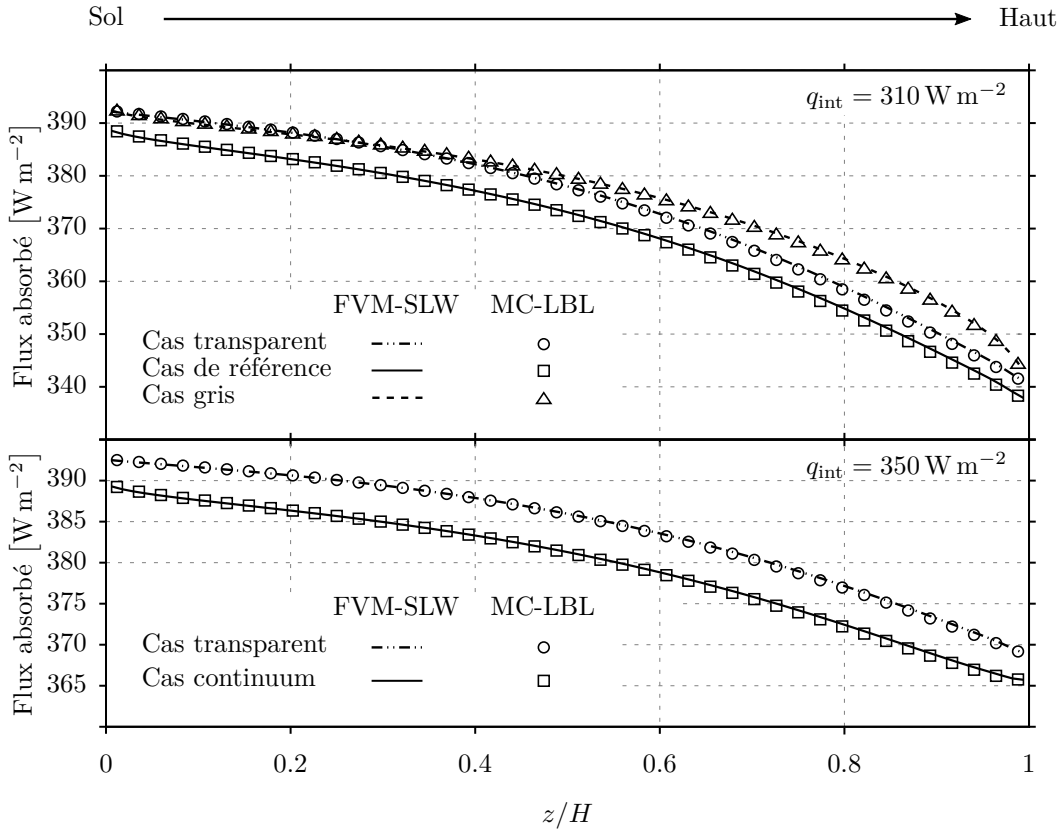


FIGURE 2.23 – Idem que la Fig. 2.22 pour la façade B.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

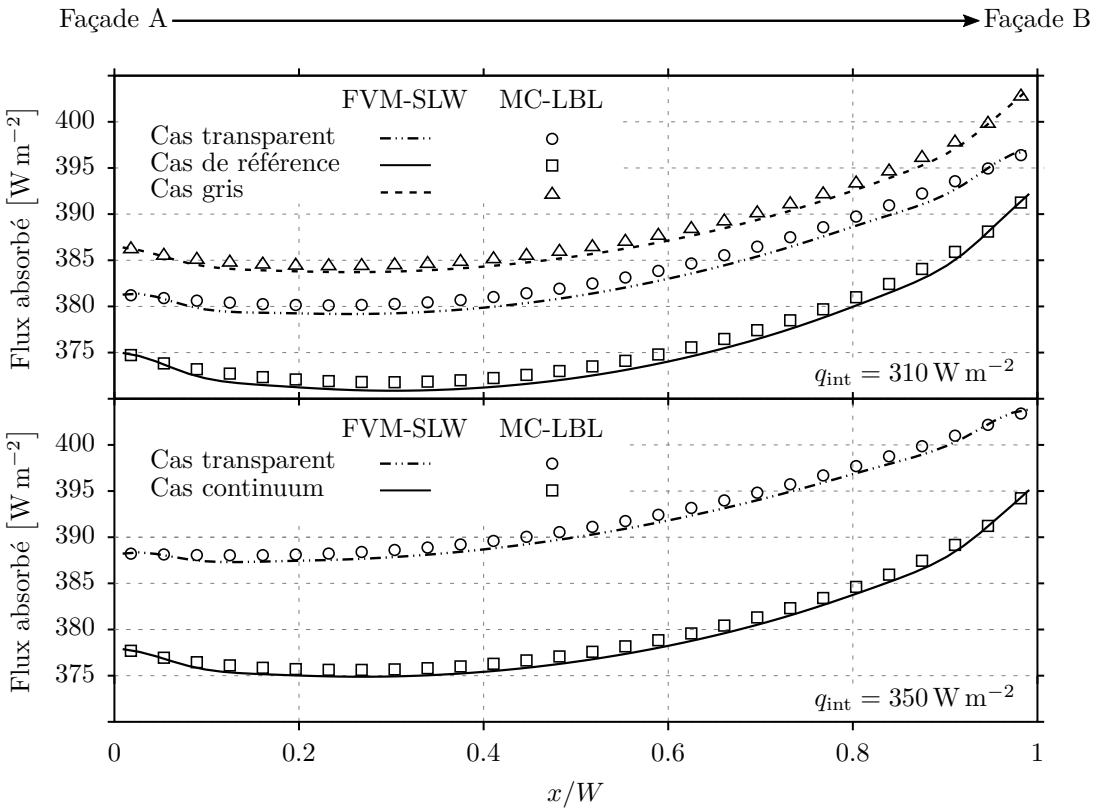


FIGURE 2.24 – Idem que la Fig. 2.22 pour le sol.

derniers étant globalement plus faibles lorsque l'absorption par l'air est prise en compte. En cause, l'extinction du rayonnement IRT émis par les parois plus chaudes que l'air au cours de sa propagation dans l'atmosphère urbaine, notamment dans les premiers mètres parcourus comme évoqué précédemment. Dans le cas de référence, où le traitement du ciel est le plus rigoureux et sans discontinuité, ces différences, moyennées sur chaque paroi, sont de 7,2 W m^{-2} sur le sol, 11,3 W m^{-2} sur la façade A et 4,5 W m^{-2} sur la façade B. Le bilan radiatif IRT de la canopée urbaine est donc impacté, puisque l'atmosphère urbaine absorbe une partie du rayonnement IRT partant des parois du canyon (résultant en une puissance radiative volumique de 1,96 W m^{-3} en moyenne), et le flux IRT moyen s'échappant de la canopée vers le ciel au niveau de l'interface haute est inférieur de 10,2 W m^{-2} par rapport au cas transparent.

Dans le cas gris, les flux absorbés diffèrent significativement des flux obtenus dans le cas de référence. En effet, comme il a été montré dans les sections précédentes, le flux provenant du haut de la canopée et atteignant les parois est dans ce cas renforcé au cours de sa propagation dans l'air, et est donc surestimé. Les différences entre les courbes du cas gris et les courbes du cas de référence sont plus importantes aux endroits présentant un SVF plus grand, c'est-à-dire au centre du sol et sur la partie supérieure des façades comme nous l'avons vu à la Sec. 1.2.2.1 (Fig. 1.10). Sur le sol ainsi que sur la partie supérieure de la façade B, qui échangent le plus avec le ciel, cela conduit même à une surestimation du flux absorbé par rapport au cas transparent, ce qui n'a aucune justification physique.

Dans le cas continuum, le rayonnement provenant du ciel est trop atténué lors de sa propagation dans l'air de la canopée, comme nous avons pu le voir dans les sections précédentes.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Ainsi, la part de ce rayonnement du ciel absorbé au niveau des parois est plus faible que dans le cas de référence. Étant donné que les différences de flux dans le cas de référence par rapport au cas transparent sont uniquement dues à l'atténuation du rayonnement émis par les parois (le rayonnement provenant du ciel n'étant pas ou peu altéré dans l'air), le fait d'augmenter la valeur de q_{int} n'a à priori aucun effet sur ces différences, le flux absorbé augmentant de manière égale dans le cas transparent et dans le cas de référence. Ainsi, le fait que les différences entre le cas continuum et le cas transparent sur les graphes du bas soient plus grandes que celles entre le cas de référence et le cas transparent sur les graphes du haut, montre bien que les différences de flux absorbé entre le cas avec continuum et le cas transparent sont surestimées. Elles sont en moyenne de 13,7 $\mathrm{W\,m^{-2}}$, 6,9 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et 11,0 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ sur la façade A, la façade B et le sol respectivement avec le cas avec continuum contre 11,3 $\mathrm{W\,m^{-2}}$, 4,5 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ et 7,2 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ respectivement avec le cas de référence.

En somme, les traitements du ciel de type gris ou spectral avec continuum ne sont pas adéquats pour reproduire correctement les flux absorbés aux parois dans le cas où l'atmosphère urbaine est participante. Néanmoins, dans le cas où il serait nécessaire de rehausser la valeur du flux atmosphérique descendant $q_{\downarrow,\text{atm}}$ calculé par le modèle atmosphérique, l'ajout d'un continuum peut être envisagé en gardant à l'esprit que les différences de flux entre les cas participant et transparent seront surestimées.

2.3.4.3 Flux nets aux parois

Afin d'évaluer l'impact que peuvent avoir les erreurs faites sur les flux nets moyens aux parois et à l'interface haute de la rue, en considérant l'atmosphère urbaine comme transparente, une étude paramétrique sur trois géométries de canyon différentes a été réalisée. Le paramètre variant entre ces trois géométries est la largeur W du canyon, modifiant ainsi le rapport d'aspect H/W à hauteur H constante. Le cas de référence uniquement, avec le traitement spectral de base du ciel, est utilisé pour cette étude paramétrique afin de s'affranchir des erreurs sur les flux absorbés, liées aux approximations du ciel gris et du ciel spectral avec continuum mises en évidence à la section précédente. Les différences de flux IRT nets sont estimées en comparant les résultats obtenus dans le cas transparent par rapport à ceux obtenus dans le cas participant de référence. Les trois géométries sont caractérisées par des rapports d'aspect de 0,75, 1,5 et 2,4 respectivement. La Tab. 2.4 regroupe les différences obtenues aux parois pour ces trois rapports d'aspect. Le flux émis par chaque paroi étant le même dans le cas participant comme transparent (étant donné que la température de chaque paroi et l'émissivité sont fixées), les différences absolues de flux net sont strictement égales aux différences absolues de flux absorbé.

Les différences de flux IRT nets moyennés sur chaque paroi et sur le haut du canyon s'accroissent lorsque le rapport d'aspect du canyon augmente. Les flux absorbés aux parois sont 4,0 à 9,2 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ plus grands pour $H/W = 0{,}75$ lorsque l'atmosphère urbaine est considérée comme transparente, contre 4,6 à 11,9 $\mathrm{W\,m^{-2}}$ plus grands pour $H/W = 2{,}4$. Cela peut s'expliquer par le fait que les parois du canyon voient une fraction du ciel plus importante à mesure que W augmente (et donc que H/W diminue), recevant de surcroît une part du flux du ciel entrant par le haut de la rue, inaltéré, plus importante et une part du flux émis par les autres parois moins importante, ce qui limite l'impact de l'atténuation de ces derniers flux entre les parois. La plupart de l'atténuation du rayonnement partant des parois en direction des autres parois du canyon se faisant sur une courte distance, l'effet de l'atté-

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 2.4 – Différences de flux IRT nets (absorbé moins émis) et des flux de chaleur nets totaux moyennés sur chaque paroi du canyon en fonction du rapport d'aspect H/W du canyon, déterminées en comparant les résultats obtenus dans le cas transparent à ceux obtenus dans le cas participant de référence.

Surface	H/W	Flux IRT net moyen	Flux total net moyen (IRT + convectif)			
			$h_c = 5\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$		$h_c = 20\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$	
		Diff. $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Valeur pour le cas de référence $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Diff. rel.	Valeur pour le cas de référence $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Diff. rel.
Sol	0,75	+5,5	−76,6	7,2 %	−135,9	4,1 %
	1,5	+7,2	−48,1	14,9 %	−107,4	6,7 %
	2,4	+7,8	−33,5	23,4 %	−92,7	8,4 %
Façade A	0,75	+9,2	−56,2	16,4 %	−115,4	8,0 %
	1,5	+11,3	−34,2	33,0 %	−93,5	12,1 %
	2,4	+11,9	−20,2	59,0 %	−79,4	15,0 %
Façade B	0,75	+4,0	−174,4	2,3 %	−383,7	1,1 %
	1,5	+4,5	−160,4	2,8 %	−369,7	1,2 %
	2,4	+4,6	−151,6	3,1 %	−360,8	1,3 %

nuation supplémentaire de ce rayonnement à mesure que W augmente reste limité comparé à l'effet d'éloignement des parois favorisant l'ouverture au ciel. Ainsi, au final, les différences de flux absorbé tendent à s'amenuiser lorsque W augmente. Notons que les différences sont maximales sur la façade A et le sol, en vis-à-vis de la façade B la plus chaude.

Sans information quant aux autres phénomènes thermiques mis en jeu dans le canyon, ces différences ne sont pas très parlantes et peuvent même paraître faibles comparées aux valeurs absolues des flux IRT nets. C'est pourquoi, afin d'avoir une vision plus globale de l'impact de ces différences sur les bilans de chaleur surfaciques et donc sur le potentiel de rafraîchissement des surfaces en fin de journée, un simple modèle convectif, néanmoins réaliste en première approche, est appliqué sur les parois. Le flux de chaleur convectif est calculé selon $h_c(T_{air} - T_s)$ avec T_s la température de la paroi et h_c une valeur globale du coefficient d'échange convectif $[\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}]$. Le flux de chaleur total net moyen sur chaque paroi est alors calculé en sommant les contributions du flux IRT net moyen et du flux convectif. Les différences relatives du flux de chaleur total moyen associées à l'hypothèse d'une atmosphère urbaine transparente sont regroupées dans la Tab. 2.4. Elles sont obtenues en divisant pour chaque cas la différence de flux IRT net par la valeur absolue du flux de chaleur total dans le cas participant de référence (valeur également indiquée dans la Tab. 2.4). En fixant h_c à une valeur de $5\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$, représentative de conditions de vent faible voire nul (la convection naturelle étant prédominante), la différence relative de flux total net augmente avec le rapport d'aspect H/W et peut atteindre des valeurs significatives, comme par exemple 59 % sur la façade A pour $H/W = 2{,}4$. En d'autres termes, le fait de négliger dans ce cas les interactions entre rayonnement IRT et atmosphère dans la canopée peut engendrer une sous-estimation

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

de 59 % du taux de rafraîchissement de la façade la plus froide. Pour ce rapport d'aspect fixé à une valeur volontairement grande, l'ordre de grandeur du flux IRT net devient faible de sorte que, avec un transfert convectif limité, même une légère différence dans le flux IRT net peut affecter significativement le bilan de chaleur surfacique de la paroi. Si h_c est fixé à une valeur de $20\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$, correspondant à un écoulement d'air plus intense dans le canyon, les différences relatives diminuent considérablement puisque le flux convectif devient dominant. Elles restent tout de même notables, de l'ordre de 4−15 % sur la façade A et le sol.

En ce qui concerne le flux IRT net à l'interface entre la rue et l'atmosphère au-dessus, les différences relatives associées à l'hypothèse d'une atmosphère urbaine transparente sont regroupées dans la Tab. 2.5. Les différences de flux sortant étant d'environ $+10\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour les trois rapports d'aspect, la différence relative de flux net atteint environ 7 %. Ainsi, le fait de négliger les interactions entre rayonnement IRT et atmosphère dans la canopée peut également engendrer une sous-estimation de 7 % de la composante radiative Q^* du bilan énergétique de la canopée en fin de journée, tout en négligeant l'apport de chaleur au volume d'air de la rue par les puissances radiatives volumiques. Cela correspond, en somme, à une surestimation du rafraîchissement IRT global de la rue associée à une sous-estimation du transport global de chaleur sensible Q_H lorsque l'atmosphère est considérée transparente. Cette différence peut paraître faible mais est malgré tout assez significative pour ne pas être négligée, surtout dans des situations où le rafraîchissement de la canopée par rayonnement IRT est prépondérant, par exemple durant les périodes nocturnes où le vent est faible.

Table 2.5 – Différences de flux IRT nets (sortant moins entrant) moyennés au niveau de l'interface haute du canyon ($z/H = 1$) en fonction du rapport d'aspect H/W du canyon, déterminées en comparant les résultats obtenus dans le cas transparent à ceux obtenus dans le cas participant de référence.

H/W	Diff. $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Valeur pour le cas de référence $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Diff. rel.
0,75	+9,8	+137,4	7,1 %
1,5	+10,2	+145,0	7,1 %
2,4	+10,3	+153,2	6,7 %

Conclusions du chapitre

Les modèles utilisés pour développer le solveur radiatif IRT pour une configuration urbaine ont été présentés dans ce chapitre. La problématique d'intégration spectrale de l'ETR, permettant de déterminer les grandeurs radiatives IRT intervenant dans le bilan énergétique de la canopée, nécessite de traiter avec rigueur le couplage spectral entre le rayonnement IRT provenant de l'atmosphère terrestre et les propriétés d'absorption de l'atmosphère présente dans la canopée. Sans cela, les flux radiatifs et les puissances radiatives volumiques proches de l'interface entre le domaine de calcul et le ciel risquent de présenter des discontinuités, à l'origine d'erreurs conséquentes sur les grandeurs radiatives analysées.

L'atmosphère urbaine étant composée d'un mélange de gaz aux propriétés spectrales complexes, les différents cas tests traités dans la dernière partie de ce chapitre ont montré que

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

l'approximation du ciel gris n'était pas envisageable, le calcul d'un spectre haute-résolution du rayonnement IRT atmosphérique incident étant dès lors nécessaire. Le modèle permettant de calculer ce spectre étant ici simplifié (il ne prend pas en compte les aérosols par exemple), la valeur du flux IRT atmosphérique descendant est à priori trop faible pour représenter des conditions estivales aux latitudes moyennes en fin de journée. Une solution a été proposée afin d'accroître ce flux à l'aide d'un continuum de luminances gris. Cette solution entraîne toutefois une surestimation de l'impact de l'absorption du rayonnement IRT par l'atmosphère urbaine dans la rue.

Dans la configuration de rue canyon étudiée, avec des conditions thermo-radiatives simplifiées mais choisies de sorte à se rapprocher de conditions réalistes, les simulations IRT effectuées ont montré que le flux IRT net moyen aux parois peut être surestimé de plus de $10\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ si l'atmosphère dans la canopée est considérée comme transparente, notamment sur les parois recevant une part du flux IRT émis par les parois les plus chaudes. Pour un canyon étroit, la sous-estimation du potentiel de refroidissement de ces parois qui en résulte est évaluée entre 23 % et 60 % pour des conditions de vent faible. Ces différences restent significatives lorsque les transferts de chaleur par convection deviennent importants. Concernant le bilan radiatif IRT au sommet de la rue, la différence relative de flux net atteint environ 7 %, ce qui peut représenter une erreur significative sur la composante Q^* du bilan énergétique de la canopée et de surface des zones urbaines.

Ces modifications générales des flux nets dans la canopée, dues aux interactions entre rayonnement IRT et air, sont compensées par des puissances radiatives volumiques positives dans le volume d'air de la canopée. Cette puissance, limitée au cœur du canyon, est particulièrement importante proche des parois plus chaudes que l'air (elle atteint par exemple $16\,\mathrm{W\,m^{-3}}$ proche de la façade B à 35 °C). Cette source de chaleur très localisée dans les couches limites thermiques proche de ces parois pourrait donc influencer la flottabilité de l'écoulement dans la rue.

Nous avons vu à la Sec. 1.3.2.2 que, dans des conditions estivales et par ciel clair, il est courant de rencontrer en milieu urbain des différences de température entre les parois et l'air dans la canopée plus importantes que celles fixées arbitrairement dans la configuration étudiée (4 °C entre la façade A/le sol et l'air et 14 °C entre la façade B et l'air). Pour des gradients de température plus marqués, nous pouvons donc nous attendre à ce que l'impact de l'absorption du rayonnement IRT par l'atmosphère urbaine sur la thermique de paroi et le bilan énergétique de la canopée soit supérieur à ce qui est observé avec les simulations présentées dans ce chapitre.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 3

Solveur LBM pour les simulations de convection mixte urbaines

Sommaire

Introduction 96
3.1 Simulations numériques pour les écoulements thermiques 96
3.1.1 Bases physiques des modèles CFD 97
3.1.2 Approches de simulation 99
3.1.2.1 Simulation numérique directe 100
3.1.2.2 Simulation par moyenne de Reynolds 100
3.1.2.3 Simulation des grandes échelles 102
3.1.3 Limites et recommandations 104
3.2 Présentation du modèle de CFD retenu, basé sur la LBM 106
3.2.1 L'équation de Boltzmann des gaz 106
3.2.2 La méthode de Boltzmann sur réseau 106
3.3 Résolution numérique avec le solveur *ProLB* 109
3.3.1 Présentation générale de *ProLB* 109
3.3.2 Modélisation de la turbulence 111
3.3.3 Traitement proche-paroi pour la LES 112
3.3.3.1 Loi de paroi dynamique 112
3.3.3.2 Loi de paroi thermique 114
3.3.3.3 Approche de combinaison pour la viscosité turbulente proche-paroi 115
3.3.4 Validité de *ProLB* pour l'étude des écoulements urbains 116
3.4 Validation des simulations de convection mixte en rue canyon . . . 118
3.4.1 Description des mesures de référence en soufflerie 118
3.4.2 Paramétrisation des simulations 120
3.4.2.1 Définition des cas d'étude 120
3.4.2.2 Paramètres numériques du solveur 122
3.4.2.3 Traitement des résultats de simulation 125
3.4.2.4 Reproduction de la couche limite d'approche 125
3.4.3 Analyse de sensibilité au maillage 125
3.4.4 Analyse des résultats et validation des simulations 129
3.4.4.1 Structures moyennes de l'écoulement 129
3.4.4.2 Production d'énergie cinétique turbulente 130
3.4.4.3 Champs de température moyens 130
3.4.4.4 Évaluation des flux de chaleur 131
Conclusions du chapitre 138

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

L'étude de l'impact des interactions Infrarouge Thermique Terrestre (IRT)/atmosphère sur les caractéristiques de l'écoulement mixte dans une rue et sur le bilan énergétique de cette dernière, qui constitue le deuxième objectif de cette thèse, impose de pouvoir modéliser avec précision les structures d'écoulement et ses caractéristiques turbulentes, impactant la ventilation de la rue et les transferts de chaleur en son sein. Dans cette optique, le solveur Computational Fluid Dynamics (CFD) *ProLB* a été retenu et adapté aux simulations des écoulements mixtes urbains dans le cadre de cette thèse.

Dans ce chapitre, les aspects de modélisation concernant la prise en compte des effets thermiques dans les simulations aérauliques avec *ProLB* sont tout d'abord présentés. La validation du solveur et des modèles associés est ensuite effectuée au travers de simulations de convection mixte dans une rue canyon à échelle réduite. Les résultats de ces simulations sont analysés et confrontés à des mesures obtenues expérimentalement dans une configuration identique en soufflerie.

3.1 Simulations numériques pour les écoulements thermiques

La CFD est un outil qui a suscité un intérêt croissant pour l'étude des écoulements en géométries urbaines depuis ses balbutiements dans les années 1950 [Blocken, 2014], principalement du fait qu'elle représente une alternative puissante à la mise en place de campagnes de mesures in-situ ou à échelle réduite. Les simulations numériques à l'aide d'outils CFD présentent en effet l'avantage de pouvoir fournir des informations détaillées sur les nombreuses variables d'intérêt liées à l'aéraulique, dans l'ensemble du domaine de calcul, avec des conditions contrôlées et sans contrainte liée aux problèmes de similitude, puisque les simulations peuvent être réalisées à n'importe quelle échelle [Blocken, 2015, 2018].

La CFD est basée sur la discrétisation spatiale (et temporelle le cas échéant) des équations de mécanique des fluides dans un domaine de calcul selon un maillage de positions discrètes sur lesquelles les variables d'intérêt sont calculées. Ce maillage présente une résolution spatiale plus ou moins fine dans le but d'obtenir une solution discrète la plus fidèle possible à la solution analytique, en fonction du problème considéré. La précision et la pertinence d'une simulation CFD en configuration urbaine dépendent de nombreux facteurs, dont entre autres [Ferziger et Perić, 2002; Blocken, 2014, 2015] :

- La capacité des modèles à reproduire la nature complexe du champ aéraulique tridimensionnel et des effets d'impact et de séparation de l'écoulement, ainsi que des structures turbulentes fortement instables,
- Les conditions limites définies en entrée et en sortie du domaine de calcul,
- Le type de maillage utilisé, tout particulièrement dans les régions proche-paroi où des fonctions de paroi adéquates doivent être utilisées,
- Les schémas numériques de discrétisation des équations, critiques au niveau des coins et arêtes du domaine,

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

- Les stratégies de résolution des équations,
- Le traitement et l'interprétation des résultats.

3.1.1 Bases physiques des modèles CFD

L'évolution temporelle et spatiale de la masse volumique ρ $[\mathrm{kg\,m^{-3}}]$ et de la vitesse $\mathbf{u}$ $[\mathrm{m\,s^{-1}}]$, en tout point d'un fluide continu et newtonien soumis à la gravité, est décrite par les équations non linéaires de Navier-Stokes (écrites ci-après selon la convention de Einstein), qui dérivent des lois de conservation de la masse et de la quantité de mouvement :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho u_i\right)}{\partial x_i} = 0 \tag{3.1}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \left(\rho u_j u_i\right)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \tag{3.2}$$

avec
- t le temps [s],
- $x_i\,(i = 1, 2, 3)$ les coordonnées cartésiennes [m],
- u_i les composantes du vecteur vitesse $\mathbf{u}$,
- p la pression [Pa],
- g_i les composantes de l'accélération de la pesanteur $\mathbf{g}$ $[\mathrm{m\,s^{-2}}]$,
- τ_{ij} les composantes du tenseur des contraintes visqueuses $\boldsymbol{\tau}$ [Pa].

Les composantes τ_{ij} représentent les forces de cisaillement découlant des gradients de vitesse au sein du fluide :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \mu \delta_{ij} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \tag{3.3}$$

avec
- μ la viscosité dynamique du fluide [Pa s],
- $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & \text{si } i = j \\ 0 & \text{si } i \neq j \end{cases}$ le symbole de Kronecker.

Plus le nombre de Reynolds caractéristique de l'écoulement augmente, plus l'écoulement revêt un aspect complexe et chaotique caractérisé par une large gamme d'échelles de turbulence, du fait notamment du caractère hautement non linéaire des forces de cisaillement. La résolution analytique des Eq. 3.1 et 3.2 couplées n'est ainsi possible que dans de rares cas très simplifiés, par exemple pour des écoulements pleinement développés dans des géométries simples (en conduite, en cavité, etc). Dans la plupart des cas, une méthode de résolution numérique est donc nécessaire pour déterminer le champ de vitesses au sein d'un fluide.

En considérant que la viscosité dynamique du fluide ne varie pas (ce qui est vrai pour un écoulement soumis à de faibles variations de température), les Eq. 3.1 et Eq. 3.2 impliquent la résolution simultanée de cinq grandeurs (ρ, u_1, u_2, u_3 et p) . Afin d'obtenir un système d'équations fermé pour un écoulement non isotherme, il est nécessaire de relier les variables entre elles par une relation d'état thermodynamique, par exemple l'équation des gaz parfaits

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

pour un gaz faisant intervenir la température T [K], couplée à une équation de conservation de l'énergie. Sous l'hypothèse de propriétés thermiques du fluide constantes et en négligeant le travail dû à la pression et aux forces visqueuses, l'équation de conservation de l'énergie permet d'exprimer l'évolution de la température au sein du fluide :

$$c_\mathrm{p}\frac{\partial\left(\rho T\right)}{\partial t}+c_\mathrm{p}\frac{\partial\left(\rho u_j T\right)}{\partial x_j}=-k\frac{\partial^2 T}{\partial {x_j}^2}+S_\mathrm{q} \tag{3.4}$$

avec $\begin{cases} k & \text{la conductivité thermique du fluide } \left[\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}\right], \\ c_\mathrm{p} & \text{la capacité thermique massique du fluide } \left[\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}\right], \\ S_\mathrm{q} & \text{une éventuelle source de chaleur } \left[\mathrm{W\,m^{-3}}\right]. \end{cases}$

Le nombre de Mach en un point du fluide est donné par :

$$Ma=\frac{\|\mathbf{u}\|}{c_\mathrm{s}} \tag{3.5}$$

où c_s est la vitesse du son dans le fluide $\left[\mathrm{m\,s^{-1}}\right]$. La plupart des écoulements de liquides ainsi que les écoulements de gaz dont le nombre de Mach est inférieur à 0,3 peuvent être considérés comme incompressibles [Ferziger et Perić, 2002]. C'est notamment le cas des écoulements d'air en milieu urbain, dont la vitesse ne dépasse que rarement les quelques dizaines de mètres par seconde. Sous cette condition, les Eq. 3.1−3.4 peuvent être simplifiées en supposant que la masse volumique est constante et égale à ρ_0 en tout point du fluide :

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i}=0 \tag{3.6}$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+u_j\frac{\partial u_i}{\partial x_j}=-\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x_i}+\nu\frac{\partial^2 u_i}{\partial {x_j}^2}+g_i \tag{3.7}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t}+u_j\frac{\partial T}{\partial x_j}=-a\frac{\partial^2 T}{\partial {x_j}^2}+\frac{S_\mathrm{q}}{\rho_0 c_\mathrm{p}} \tag{3.8}$$

avec $a=\dfrac{k}{\rho_0 c_\mathrm{p}}$ la diffusivité thermique du fluide $\left[\mathrm{m^2\,s^{-1}}\right]$.

Pour un écoulement de convection mixte, il est nécessaire de prendre en compte, malgré l'hypothèse d'incompressibilité, les effets de flottabilité liés aux légères variations de la masse volumique avec la température. Dans ce cas, l'utilisation de l'approximation de Boussinesq permet de traiter la masse volumique comme constante dans tous les termes de l'Eq. 3.2, excepté dans le terme de flottabilité ρg_i pour lequel les faibles variations de masse volumique $\Delta\rho$ autour de ρ_0 sont approximées par une relation linéaire avec les variations de température autour de la température de référence T_0 :

$$\Delta\rho=\rho-\rho_0=-\rho_0\beta\left(T-T_0\right) \tag{3.9}$$

où β est le coefficient d'expansion thermique du fluide $\left[\mathrm{K^{-1}}\right]$. Sous l'approximation de Boussinesq, l'Eq. 3.7 s'écrit sous la forme alternative suivante :

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial p}{\partial x_i} + \nu \frac{\partial^2 u_i}{\partial {x_j}^2} - g_i \beta \left(T - T_0\right) \tag{3.10}$$

p devenant l'écart de pression par rapport à la pression hydrostatique $\rho_0 g_i x_i$. L'approximation de Boussinesq est valable pour des variations de température raisonnables dans la limite de l'hypothèse, bien qu'en pratique elle puisse être appliquée en dehors de cette limite. Pour l'air, Gray et Giorgini [1976] estiment que l'approximation est valable pour des différences de température horizontales jusqu'à environ 30 K sans grande conséquence sur la simple convection naturelle turbulente. Ferziger et Perić [2002] avancent quant à eux des erreurs de l'ordre de 1 % pour des écarts de température inférieurs à 15 K (sans autre précision sur le type d'erreur).

Le caractère turbulent d'un écoulement se manifeste par des fluctuations de vitesse plus ou moins intenses, couvrant une large gamme d'échelles temporelles et spatiales couplées entre elles de manière fortement non linéaire. Des informations statistiques sur la turbulence en un point de l'espace peuvent être extraites de l'écoulement à partir de la vitesse instantanée $\mathbf{u} = (u, v, w)$ et de sa moyenne statistique $\overline{\mathbf{u}}$ grâce à la décomposition de Reynolds :

$$\mathbf{u} = \overline{\mathbf{u}} + \mathbf{u'} \tag{3.11}$$

où $\mathbf{u'} = (u', v', w')$ représente les fluctuations de vitesse autour de la vitesse moyenne dans le repère (x, y, z). L'énergie cinétique turbulente $K = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right)$ $[\mathrm{m^2\,s^{-2}}]$ constitue une mesure de l'état turbulent de l'écoulement, les fluctuations étant porteuses de l'information sur les mouvements turbulents de nature aléatoire au sein du fluide, qui consistent en un ensemble aléatoire et chaotique de tourbillons de différentes échelles. L'échelle intégrale l [m] de la turbulence fournit une mesure de la taille des tourbillons portant la plus grande part d'énergie du mouvement turbulent. Cette échelle est étroitement liée à la dimension caractéristique du problème physique à l'étude.

3.1.2 Approches de simulation

Les méthodes classiques pour résoudre numériquement les équations de Navier-Stokes sous forme compressible ou incompressible, pour des problèmes complexes tri-dimensionnels, incluent des méthodes par volumes finis, différences finies ou encore éléments finis pour les plus classiques. Des méthodes alternatives comme la méthode de Boltzmann sur réseau [1] sont également envisageables pour certains types de problèmes. Différentes approches permettent de prendre en compte la turbulence de manière plus ou moins simplifiée dans les solutions numériques. Ces approches sont résumées hiérarchiquement sur la Fig. 3.1 en fonction de la part de turbulence modélisée et de l'importance du modèle numérique de turbulence. De manière générale, moins la part de turbulence modélisée est importante, plus la part de physique résolue augmente, associée à un besoin croissant en ressources de calcul. Les trois approches principales de modélisation de la turbulence, à savoir la simulation numérique directe, la simulation par moyenne de Reynolds et la simulation des grandes échelles sont présentées succinctement ci-après.

1. Cette méthode, qui est utilisée par le solveur *ProLB*, sera présentée en détails dans la suite de ce chapitre.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

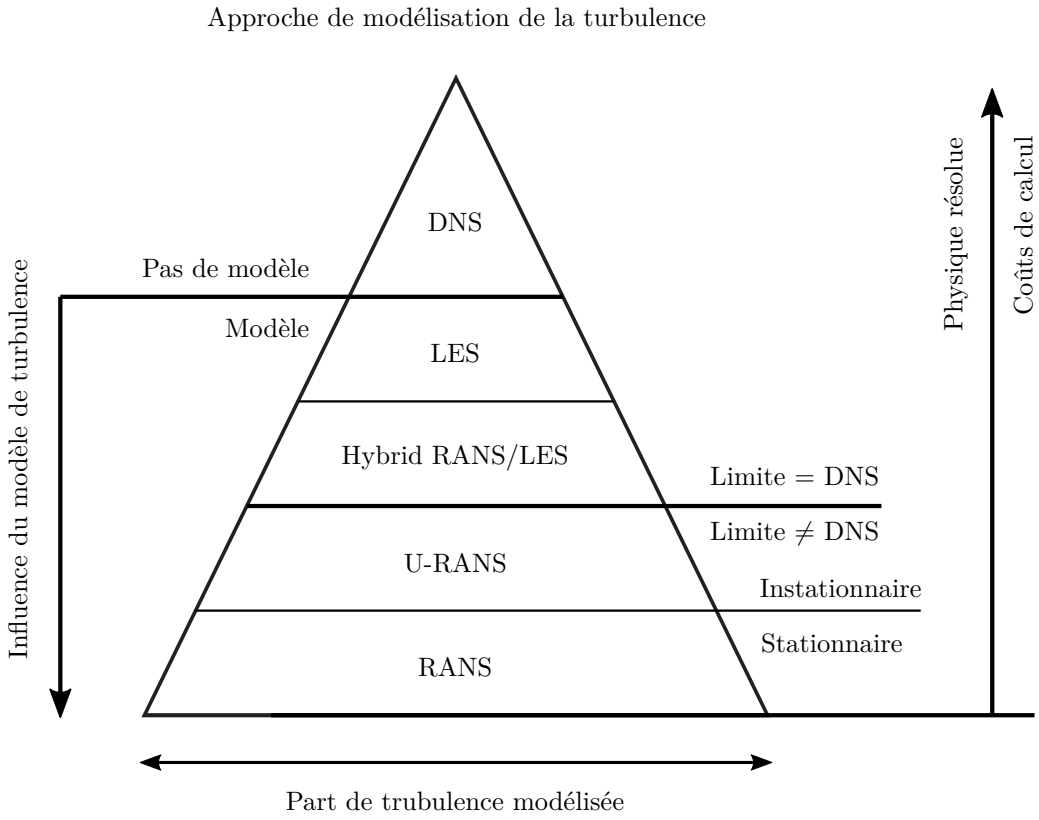


FIGURE 3.1 – Classification des approches de modélisation de la turbulence pour les simulations CFD, en fonction des niveaux de modélisation et de la complexité numérique. Adapté de [Sagaut *et al.*, 2013].

3.1.2.1 Simulation numérique directe

L'approche la plus directe consiste à résoudre les équations de base sans modèle de turbulence (simulation numérique directe ou Direct Numerical Simulation (DNS) en anglais). Un maillage spatial très fin est dès lors nécessaire afin que la dynamique de l'ensemble du spectre d'énergie turbulente $E(k)$ (sur toute la gamme de nombres d'ondes k) [2] soit contenue dans la solution elle-même (Fig. 3.2). Ce spectre va des échelles les plus larges (supérieures à l'échelle intégrale l de nombre d'onde k_l) aux échelles dissipatives les plus petites. Le nombre de points de maillage nécessaire pour réaliser une DNS d'un écoulement turbulent homogène en 3D varie selon $Re_l^{\frac{9}{4}}$ [Sagaut *et al.*, 2013], ce qui rend cette méthode très coûteuse en ressources numériques et d'autant plus prohibitive que le niveau de turbulence augmente (hauts Re_l). Le temps de calcul CPU nécessaire varie en effet selon CPU $\propto Re_l^3$ [Sagaut *et al.*, 2013], ce qui rend la DNS inabordable pour la plupart des configurations urbaines à échelle réelle ou réduite.

3.1.2.2 Simulation par moyenne de Reynolds

Cette approche de simulation, nommée Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) en anglais, consiste à moyenner les équations de Navier-Stokes en utilisant la décomposition de Reynolds pour chaque variable. Par exemple, les Eq. 3.6−3.8 moyennées selon l'approche

2. E et k sont utilisés sans dimension à titre indicatif.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

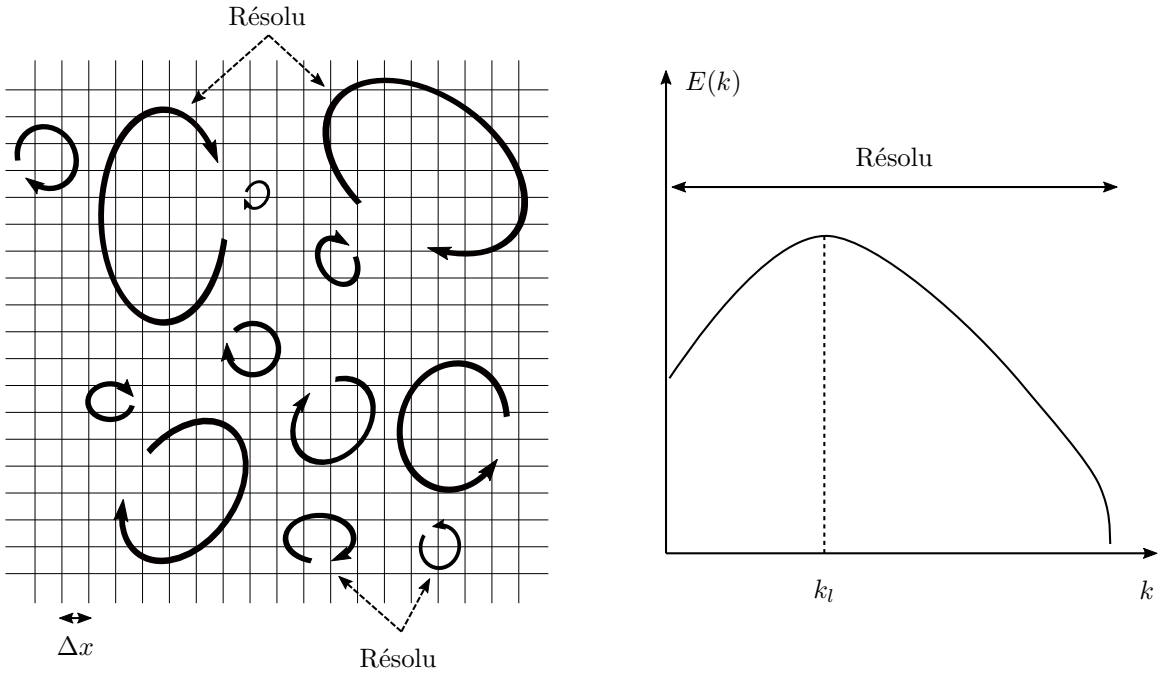


FIGURE 3.2 – Résolution de la turbulence avec l'approche DNS. L'ensemble des échelles de turbulence (représentée par les tourbillons sur le schéma de gauche) est résolu avec un maillage haute résolution d'espacement Δx très faible, ce qui revient à résoudre l'énergie cinétique turbulente sur l'ensemble du spectre (schéma de droite). Adapté de [Sagaut, 2006].

RANS deviennent :

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{3.12}$$

$$\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial t} + \overline{u_j}\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \overline{p}}{\partial x_i} + \nu\frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial {x_j}^2} + g_i - \frac{\partial \overline{u_i' u_j'}}{\partial x_j} \tag{3.13}$$

$$\frac{\partial \overline{T}}{\partial t} + \overline{u_j}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} = -a\frac{\partial^2 \overline{T}}{\partial {x_j}^2} + \frac{S_\mathrm{q}}{\rho_0 c_\mathrm{p}} - \frac{\partial \overline{T' u_j'}}{\partial x_j} \tag{3.14}$$

Le tenseur de Reynolds $\overline{u_i' u_j'}$ et les flux de chaleur turbulents $\overline{T' u_i'}$ sont des termes inconnus, porteurs de l'information des effets de la turbulence sur l'écoulement moyen pour le premier, et sur le champ de température moyen pour le second. De ce fait, la solution obtenue avec une approche RANS correspond à la moyenne statistique de l'écoulement, tandis que l'ensemble du spectre de turbulence nécessite d'être modélisé (Fig. 3.3). Cette solution est donc par nature stationnaire, et la modélisation d'écoulements transitoires ou de nature fortement instable n'est pas possible. En revanche, comme l'ensemble de la turbulence est modélisé, la résolution du maillage n'est plus conditionnée par les plus petites échelles de turbulence comme avec la DNS. Ainsi, des solutions statistiques moyennes correctes peuvent s'obtenir sur un maillage de résolution relativement grossière avec une approche RANS, sans toutefois négliger l'influence des erreurs numériques conséquentes qu'un maillage trop grossier peut induire.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

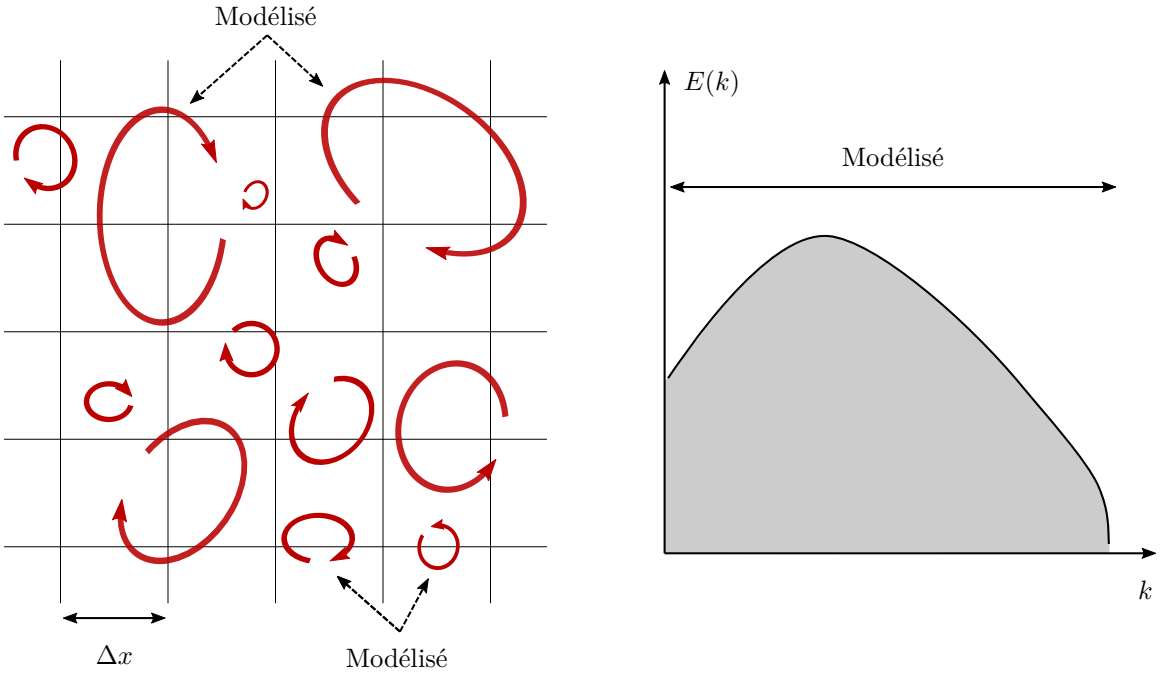


FIGURE 3.3 – Résolution de la turbulence avec l'approche RANS. L'ensemble des échelles de turbulence (représentée par les tourbillons de longueur caractéristique supérieure ou inférieure à l'espacement du maillage Δx sur le schéma de gauche) est modélisé, ce qui revient à modéliser l'énergie cinétique turbulente sur l'ensemble du spectre (schéma de droite). Adapté de [Sagaut, 2006].

Il existe une grande diversité de modèles du tenseur de Reynolds applicables aux méthodes RANS. Par exemple ce tenseur peut être calculé à partir de deux grandeurs turbulentes indépendantes, elles-mêmes déterminées à l'aide d'équations de transport distinctes. Les modèles les plus répandus utilisent l'énergie cinétique turbulente d'une part et le taux de dissipation turbulente ou le taux de dissipation turbulente par unité de volume et de temps d'autre part [Alfonsi, 2009]. La modélisation des flux de chaleur turbulents n'est pas détaillée ici.

3.1.2.3 Simulation des grandes échelles

Si la DNS est prohibitive et l'approche RANS trop restrictive concernant les statistiques fournies sur l'écoulement (notamment l'aspect instationnaire) ou la précision de ces dernières, l'approche de simulation des grandes échelles, Large Eddy Simulation (LES) en anglais, représente un compromis de simulation attractif. Cette approche consiste à résoudre uniquement les grandes échelles de la turbulence en retirant de la solution les petites échelles responsables de la dissipation de l'énergie. De cette manière, la solution fournie est temporellement variable par nature et permet donc d'étudier des régimes d'écoulement instationnaires tout en fournissant au besoin des statistiques sur les champs moyens en régime permanent ou non. La suppression des petites échelles est effectuée en appliquant un filtre fréquentiel aux équations de base, ce qui revient à retirer de la solution exacte la part du spectre d'énergie cinétique turbulente située au-delà d'un certain nombre d'onde de coupure k_c. La plupart du temps, ce dernier est calculé directement à partir d'un filtre spatial $\overline{\Delta}$ pris égal à l'espacement du maillage Δx (Fig. 3.4) [Sagaut, 2006]. Ainsi, avec une LES, la résolution du maillage peut être adaptée et limitée en fonction de la quantité d'énergie cinétique turbulente à résoudre. Pour

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

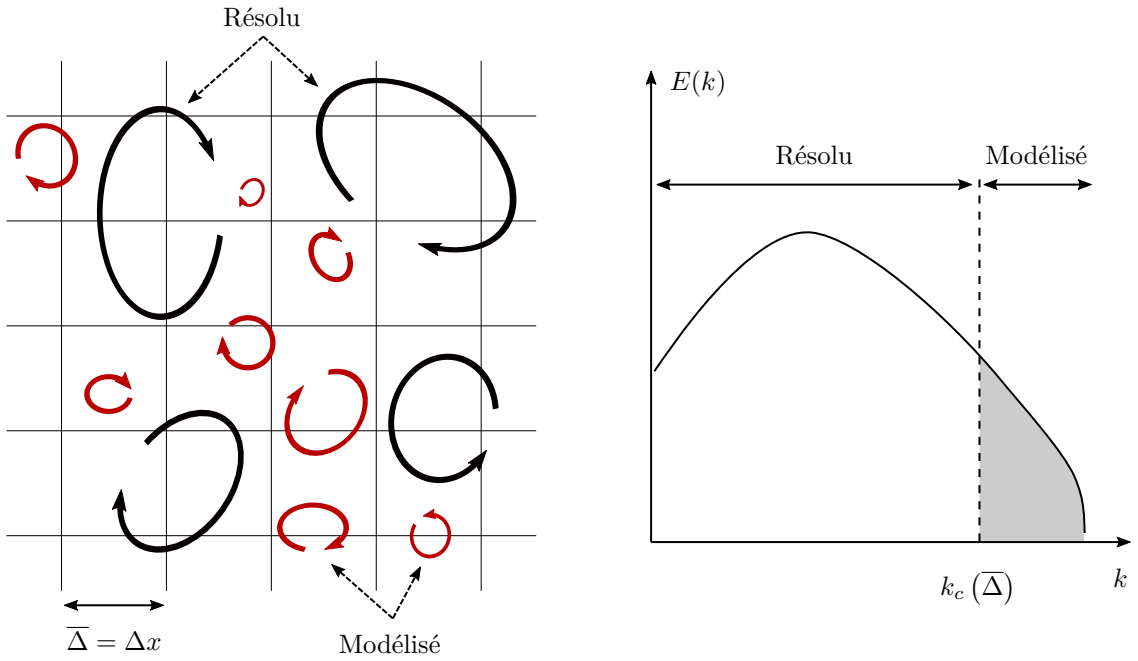


FIGURE 3.4 – Résolution de la turbulence avec l'approche LES. Les grandes échelles de la turbulence (représentée par les tourbillons de longueur caractéristique supérieure à l'espacement du maillage Δx sur le schéma de gauche) sont résolues directement, tandis que l'énergie cinétique turbulente associée aux petites échelles de longueur caractéristique inférieure à l'espacement du maillage Δx est modélisée (schéma de droite). Adapté de [Sagaut, 2006].

la plupart des applications d'ingénierie à haut Re_l, une LES peut être considérée adéquate si elle résout à minima 80 % de l'énergie cinétique turbulente totale [Sagaut, 2006; Celik *et al.*, 2005], mais pas nécessairement juste (la précision de la solution reste dépendante des erreurs liées au modèle physique et aux schémas de discrétisation numérique).

Une fois le filtrage effectué, la LES explicite consiste à ajouter un terme de forçage aux équations filtrées afin d'éliminer les erreurs associées au processus de filtrage. Ce terme, appelé modèle de sous-maille, représente l'effet de la turbulence des petites échelles éliminées sur la solution filtrée. En notant la vitesse filtrée $\widetilde{\mathbf{u}}$ (et de même pour les autres variables), les Eq. 3.6−3.8 filtrées s'écrivent :

$$\frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_i} = 0 \tag{3.15}$$

$$\frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial t} + \widetilde{u_j}\frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \widetilde{p}}{\partial x_i} + \nu\frac{\partial^2 \widetilde{u_i}}{\partial {x_j}^2} + g_i - \frac{\partial \tau_{ij,\mathrm{sm}}}{\partial x_j} \tag{3.16}$$

$$\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial t} + \widetilde{u_j}\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} = -a\frac{\partial^2 \widetilde{T}}{\partial {x_j}^2} + \frac{S_\mathrm{q}}{\rho_0 c_\mathrm{p}} - \frac{\partial q_{j,\mathrm{sm}}}{\partial x_j} \tag{3.17}$$

Le tenseur de sous-maille $\tau_{ij,\mathrm{sm}} = \widetilde{u_i u_j} - \widetilde{u_i}\widetilde{u_j}$ et les flux de chaleur de sous-maille $q_{j,\mathrm{sm}}$ sont les modèles de sous-maille. Leur approximation repose le plus souvent sur le concept de viscosité de sous-maille, selon lequel les effets de la turbulence de sous-maille sur la solution filtrée s'apparentent à de la dissipation d'énergie cinétique aux échelles filtrées, de manière

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

comparable à la diffusion moléculaire aux plus petites échelles. Le tenseur de sous-maille est donc réécrit avec une viscosité de sous-maille ν_{sm} sous la forme :

$$\tau_{ij,\mathrm{sm}} = -\nu_{\mathrm{sm}} \frac{\partial^2 \widetilde{u_i}}{\partial {x_j}^2} + \tau_{kk}\delta_{ij}/3 \tag{3.18}$$

τ_{kk} n'est pas modélisé mais ajouté à la pression filtrée. De nombreux modèles existent pour calculer ν_{sm}, le modèle de viscosité de sous-maille le plus communément utilisé étant le modèle originel de Smagorinsky-Lilly [Smagorinsky, 1963; Ferziger et Perić, 2002]. La règle générale de ce type de modèle est que ν_{sm} s'exprime en fonction de $\overline{\Delta}$, ce qui signifie qu'à mesure que le maillage est raffiné, les plus petites échelles de la turbulence sont progressivement résolues et le modèle de sous-maille prend de moins en moins d'importance dans la solution obtenue. La limite d'une LES à résolution spatiale et temporelle très fine s'apparente donc à de la DNS. Les flux de chaleur de sous-maille $q_{j,\mathrm{sm}} = \widetilde{u_j T} - \widetilde{u_j}\widetilde{T}$ sont le plus souvent modélisés à l'aide d'une diffusivité thermique de sous maille isotrope et linéaire, a_{sm}, sous la forme :

$$q_{j,\mathrm{sm}} = -a_{\mathrm{sm}} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} = -\nu_{\mathrm{sm}} {Pr_{\mathrm{t}}}^{-1} \frac{\partial \widetilde{T}}{\partial x_j} \tag{3.19}$$

où Pr_{t} est le nombre sans dimension de Prandtl turbulent, qui est un paramètre empirique du modèle.

Autres approches D'autres méthodes de simulation et de modélisation de la turbulence existent, comme l'approche RANS instationnaire, couramment appelée Unsteady - Reynolds-averaged Navier-Stokes (U-RANS), qui résout seulement les structures moyennes instationnaires de l'écoulement tout en modélisant l'ensemble de la turbulence. Elle permet, par exemple, la simulation d'écoulements urbains sous des conditions limites variables dans le temps. Cependant, cette méthode nécessitant une résolution spatiale élevée, il est recommandé d'utiliser directement une méthode LES [Franke *et al.*, 2007]. Alternativement, il existe des approches hybrides entre RANS et LES qui consistent à combiner U-RANS, appliquée dans les régions proche-paroi où même les tourbillons turbulents les plus larges sont très petits pour un Re_l important, et LES partout ailleurs, dans le but d'économiser des ressources de calcul. L'utilisation de ces approches hybrides reste toutefois plutôt limitée dans le domaine de la CFD urbaine [Blocken, 2018].

3.1.3 Limites et recommandations

Les simulations CFD sont basées sur des modèles physiques, mathématiques et numériques mobilisant leurs lots conséquents d'approximations et de constantes empiriques. Elles sont, de ce fait, très sensibles aux stratégies de modélisation adoptées et aux paramètres d'entrée définis par l'utilisateur. Ce dernier point rend certes plus aisées les études paramétriques sur différents types de configuration urbaines, mais peut compromettre significativement la précision des simulations [Blocken et Stathopoulos, 2013]. C'est pourquoi, les modèles nécessitent d'être validés attentivement par comparaison à des données expérimentales, les campagnes de mesures à échelle réelle ou réduite restant donc indispensables [Merlier, 2015; Blocken, 2018] pour cela.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Les simulations LES ont la capacité de fournir des résultats plus précis et plus fiables que les simulations RANS en ce qui concerne les applications urbaines extérieures [Blocken, 2018], notamment pour la prédiction de l'écoulement dans le sillage des bâtiments (zones de faible vitesse) [Yoshie *et al.*, 2007] et de la distribution de scalaires (température ou concentration de polluant par exemple) dans la canopée urbaine [Tominaga et Stathopoulos, 2013]. Cela tient notamment à la possibilité de reproduire le caractère fluctuant de l'écoulement autour des bâtiments avec les simulations LES, qui influence la diffusion turbulente des scalaires et les détachements périodiques de l'écoulement le long des parois. Toutefois, les simulations LES nécessitent intrinsèquement plus d'attention dans leur mise en œuvre et des ressources de calcul largement plus importantes que les simulations RANS du fait de leur complexité physique et numérique accrue. C'est pourquoi, l'approche RANS reste largement utilisée dans les pratiques de recherche et d'ingénierie, que ce soit pour les simulations d'écoulements urbains ou autres [Blocken, 2018]. Concernant plus spécifiquement les simulations aérauliques dans les rues canyon, notamment avec une forte visée thermique, les approches RANS (à l'inverse des approches LES) ne peuvent pas prédire avec précision les aspects transitoires et fortement fluctuants de l'écoulement dans et au-dessus de la rue, ce qui rend très limitée leur capacité à modéliser les phénomènes de transport turbulents comme le flux de chaleur sensible turbulent [Li *et al.*, 2006; Nazarian et Kleissl, 2016]. Par exemple, les intermittences des recirculations et de la ventilation de la rue, dues au caractère fortement instable de la couche de cisaillement, sont au-delà de la portée de simulations RANS [Li *et al.*, 2006]. Au travers d'une étude comparative entre des approches RANS, U-RANS et LES pour simuler des écoulements en rue canyon, Chew *et al.* [2018] ont montré que, sous des conditions isothermes, les trois approches ont permis de prédire fidèlement l'écoulement à la fois à échelle réduite et à échelle réelle, tandis que lorsque la paroi face au vent est chauffée, seule l'approche LES était capable de fournir une solution fiable à échelle réelle. Pour les études d'écoulements urbains en canopée où l'environnement thermique joue un rôle clé dans la dynamique et les échanges de chaleur, par exemple au travers de forts effets de flottabilité, et dont l'intérêt porté sur les champs de température et les flux de chaleur turbulents est maximal, le recours à une approche LES semble donc essentiel. C'est pourquoi un solveur CFD capable de réaliser des simulations LES a été choisi dans le cadre de nos travaux.

Quelques précautions s'imposent cependant avec ce type d'approche en rue canyon. En effet, les hauts nombres de Re_H caractéristiques de ce type d'écoulements nécessitent une résolution spatiale du maillage importante, notamment dans les régions proche-paroi où, en outre, des lois de paroi ainsi que des modèles de turbulence adéquats doivent être utilisés [Murakami, 1998]. Par exemple, la résistance au transfert de la chaleur depuis les parois du canyon jusqu'à l'extérieur de la rue est dominée par les transferts proche-paroi, qui dans les simulations LES sont en partie paramétrisés dans les lois de paroi [Cai, 2012]. Les structures d'écoulement détaillées ainsi que les flux de chaleur dépendent donc fortement du traitement proche-paroi, qui nécessite d'être adapté aux cas où la flottabilité joue un rôle non négligeable dans la production de turbulence et dans la convection proche-paroi [Allegrini *et al.*, 2014]. À titre d'illustration, les différences observées par Louka *et al.* [2002] entre les résultats de leur simulation RANS et les mesures effectuées in-situ dans une rue canyon ont été attribués au traitement inadéquat de la fine couche limite thermique proche-paroi, entraînant la surestimation de la modification de l'écoulement par les effets de flottabilité.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.2 Présentation du modèle de CFD retenu, basé sur la LBM

Le solveur CFD retenu pour nos travaux, à savoir le solveur *ProLB*, et les modèles associés sont présentés dans les sections suivantes. *ProLB* est basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau, qui présente des avantages en termes d'efficacité numérique comparé à d'autres solveurs CFD plus classiques.

3.2.1 L'équation de Boltzmann des gaz

La théorie cinétique des gaz fournit une description cinétique des gaz hors-équilibre à l'échelle mésoscopique, au travers de la densité de particules à une position $\mathbf{x}$ [m], un instant t [s] et se propageant selon la vitesse $\boldsymbol{\xi}$ [$\mathrm{m\,s^{-1}}$], qui est exprimée par une fonction de distribution $f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)$ [$\mathrm{kg\,s^3\,m^{-6}}$]. À cette échelle, les collisions moléculaires jouent un rôle central. L'équation de Boltzmann décrit l'évolution temporelle de cette fonction de distribution, qui dépend de ces collisions moléculaires représentées par un opérateur de collision $\Omega(f)$ [$\mathrm{kg\,s^2\,m^{-6}}$] :

$$\frac{\partial}{\partial t} f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) + (\boldsymbol{\xi} \cdot \boldsymbol{\nabla}_{\mathbf{x}})\, f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t) = \Omega(f) \tag{3.20}$$

L'évolution de f dépend également des forces volumiques en présence, qui ne sont pas prises en compte dans l'Eq. 3.20. Le premier opérateur de collision proposé, permettant d'assurer la relaxation de f vers une fonction d'équilibre $f^{(0)}$, est l'opérateur Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) [Bhatnagar *et al.*, 1954] :

$$\Omega(f) = -\frac{1}{\tau}(f - f^{(0)}) \tag{3.21}$$

où τ est le temps de relaxation [s]. L'ancienneté de cet opérateur ainsi que sa forme simple en font l'opérateur le plus couramment utilisé dans les modèles basés sur l'équation de Boltzmann des gaz [Krüger *et al.*, 2017]. Il a été amélioré au fil du temps, donnant naissance notamment à des modèles BGK régularisés récursifs qui, à performance numérique équivalente, sont plus stables numériquement et précis [Latt et Chopard, 2006; Malaspinas, 2015].

Les moments de f dans l'espace des vitesses permettent de retrouver les variables macroscopiques de l'écoulement, c'est à dire la masse volumique ρ [$\mathrm{kg\,m^{-3}}$] et la vitesse $\mathbf{u}$ [$\mathrm{m\,s^{-1}}$] :

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \int f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)\, d^3\xi \tag{3.22}$$

$$\rho(\mathbf{x}, t)\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \int \boldsymbol{\xi} f(\mathbf{x}, \boldsymbol{\xi}, t)\, d^3\xi \tag{3.23}$$

3.2.2 La méthode de Boltzmann sur réseau

La méthode de Boltzmann sur réseau (communément appelée Lattice Boltzmann Method (LBM) en anglais) est une méthode de CFD basée sur la résolution numérique des

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Eq. 3.20−3.23. Elle repose sur une discrétisation de type lagrangienne de l'Eq. 3.20 dans l'espace des positions, des vitesses et du temps, selon un maillage spatial de nœuds répartis de manière régulière, appelé « réseau ». Ces nœuds, généralement agencés sur un maillage cartésien, sont reliés par un ensemble de vitesses discrètes $\boldsymbol{\xi}_i$. Les espacements Δx_i [m] entre les nœuds adjacents reliés par ces vitesses discrètes sont également liés au pas de temps Δt [s] par la relation :

$$\|\boldsymbol{\xi}_i\| = \frac{\Delta x_i}{\Delta t} \tag{3.24}$$

Plusieurs types de configurations de réseau existent et sont classifiés selon la notation $\mathrm{D}_n\mathrm{Q}_m$, en fonction du nombre n de dimensions spatiales et du nombre m de directions discrètes du réseau. La Fig. 3.5 représente par exemple la configuration de réseau de type $\mathrm{D}_3\mathrm{Q}_{19}$. La fonction de distribution discrète selon la vitesse discrète $\boldsymbol{\xi}_i$ en chaque nœud du réseau est notée $f_i(\mathbf{x}, t)$ $\left[\mathrm{kg\,m^{-3}}\right]$. L'Eq. 3.20 discrétisée s'écrit alors :

$$f_i(\mathbf{x} + \boldsymbol{\xi}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\widetilde{\tau}} \left[f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{(0)}(\mathbf{x}, t) \right] \tag{3.25}$$

avec $\widetilde{\tau} = \dfrac{\tau}{\Delta t}$ le temps de relaxation adimensionné.

L'algorithme de résolution de l'Eq. 3.25 repose sur un schéma simple de collision-propagation, temporel par nature, sur l'ensemble des nœuds du réseau. Les étapes principales de collision et de propagation sont illustrées et commentées sur la Fig. 3.6. L'étape de propagation de la LBM étant purement linéaire, les non linéarités sont traitées localement uniquement, durant l'étape de collision. De ce fait, l'algorithme de résolution est par nature massivement parallélisable, ce qui représente un avantage majeur de la LBM par rapport à d'autres méthodes classiques de CFD comme la méthode par volumes finis ou différences finies par exemple.

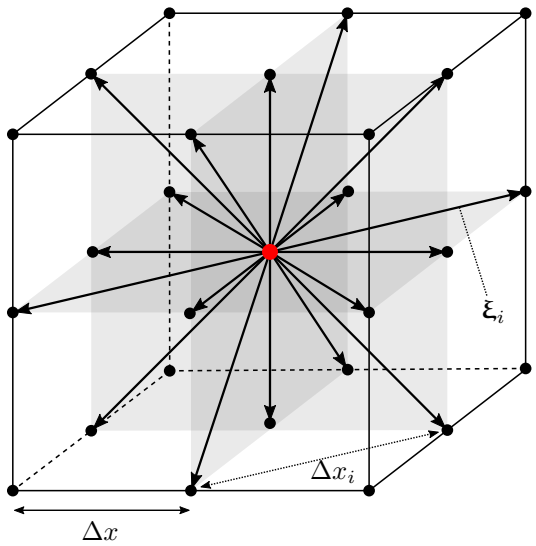
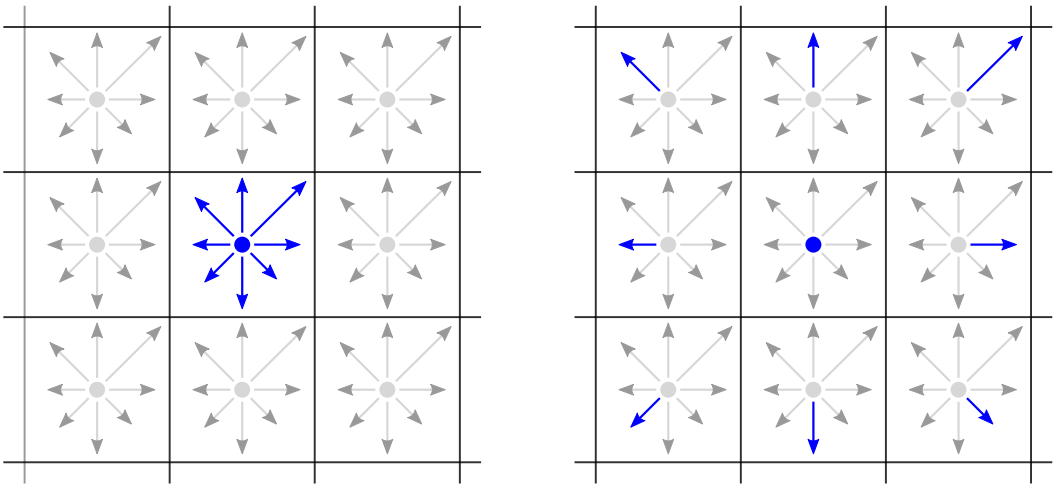


Figure 3.5 – Représentation d'un réseau LBM de type $\mathrm{D}_3\mathrm{Q}_{19}$, avec les vitesses discrètes $\boldsymbol{\xi}_i$ permettant de relier chaque nœud du réseau à ses voisins les plus proches, y compris au nœud lui-même.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



1. Collision 2. Propagation

FIGURE 3.6 – Schéma en deux dimensions illustrant les étapes de l'algorithme de résolution de l'Eq. 3.25 : après collision (terme de droite de l'équation), les fonctions de distribution sont propagées aux nœuds voisins (terme de gauche de l'équation) selon la configuration de réseau choisie. Adapté de [Obrecht *et al.*, 2015].

Les Eq. 3.22 et Eq. 3.23 discrétisées deviennent :

$$\rho(\mathbf{x},t) = \sum_{i=1}^{m} f_i(\mathbf{x},t) \tag{3.26}$$

$$\rho(\mathbf{x},t)\mathbf{u}(\mathbf{x},t) = \sum_{i=1}^{m} \boldsymbol{\xi}_i f_i(\mathbf{x},t) \tag{3.27}$$

Dans le formalisme de la LBM, la vitesse du son physique c_s $\left[\mathrm{m\,s^{-1}}\right]$ du modèle est liée aux paramètres de discrétisation du réseau par la relation :

$$c_\mathrm{s} = c_\mathrm{sr}\frac{\Delta x}{\Delta t} \tag{3.28}$$

où c_sr est une constante propre au réseau $\mathrm{D_3Q_{19}}$, égale à $\dfrac{1}{\sqrt{3}}$.

Le temps de relaxation adimensionné est lié à la viscosité cinématique du gaz par la relation :

$$\widetilde{\tau} = \frac{\nu}{{c_\mathrm{sr}}^2\Delta t} + \frac{1}{2} \tag{3.29}$$

En utilisant la loi des gaz parfaits isotherme, $p = {c_\mathrm{s}}^2\rho$, il peut être démontré, avec une analyse d'expansion de Chapman-Enskog, que les Eq. 3.24–3.29 sont consistantes avec les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement en régime isotherme

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

faiblement compressible [Malaspinas, 2015; Jacob *et al.*, 2018], c'est à dire pour $Ma \ll 1$. En particulier, les équations de Navier-Stokes incompressibles (Eq. 3.6 et 3.7) sont retrouvées asymptotiquement à très faible nombre de Mach.

Dans la LBM, c_s n'est pas forcément contraint par la vitesse du son réelle de l'écoulement. C'est en effet un paramètre modulable du modèle lié aux paramètres de discrétisation selon l'Eq. 3.28. Avec un maillage spatial donné, le fait de fixer une valeur de c_s inférieure à la vitesse du son réelle permet donc d'accélérer le taux de convergence librement en augmentant le pas de temps Δt. Étant donné que cela module également le nombre de Mach du modèle, l'accélération est limitée par la condition de faible compressibilité évoquée plus haut. De manière générale, le nombre de Mach du modèle est considéré suffisamment faible si $Ma < 0{,}3$ pour la LBM en régime faiblement compressible [Krüger *et al.*, 2017]. Les erreurs de consistance sont notamment dues aux erreurs sur le tenseur des contraintes, qui sont d'ordre 2 en Ma [Farag *et al.*, 2021b].

Pour déterminer le champ de températures dans le domaine de calcul, l'équation de conservation de la chaleur (Eq. 3.4) peut être résolue de différentes manières, dont notamment :

- Par une approche consistant à introduire une deuxième fonction de distribution, résolue sur le même réseau (voir par exemple [Chen *et al.*, 2007] pour plus de détails sur cette méthode),
- Par une approche discrète plus classique comme par différences finies ou volumes finis par exemple, venant s'hybrider au solveur LBM.

3.3 Résolution numérique avec le solveur *ProLB*

3.3.1 Présentation générale de *ProLB*

Les équations de la LBM sont résolues avec le logiciel *ProLB*. Ce logiciel propose un environnement de simulation complet, gérant toutes les étapes du pré-traitement (maillage du domaine et son découpage, intégration des conditions limites telles que définies par l'utilisateur, planification des tâches successives, etc) au post-traitement (regroupement des données d'intérêt, statistiques, etc). Le moteur de calcul principal, basé sur l'algorithme de collision-propagation (Fig. 3.6), est parallélisable sur un grand nombre de processeurs avec une mémoire distribuée grâce au protocole *MPI* afin d'exploiter de manière optimale l'aspect massivement parallélisable de la LBM. Une librairie séparée et dynamiquement liée au solveur permet de travailler sur le développement des schémas physiques sans modifier le moteur de calcul. Cette librairie physique est codée en C++ selon le paradigme orienté objet.

Les simulations effectuées avec *ProLB*, qui seront présentées dans la suite de ce manuscrit, sont basées sur les équations LBM utilisant un modèle BGK régularisé récursif dont les paramètres sont hybridés à un calcul des gradients de vitesse par un schéma de différences finies, nommé Hybrid Recursive Regularized-Bhatnagar-Gross-Krook (HRR-BGK) [Jacob *et al.*, 2018; Farag *et al.*, 2021a]. Les forces de flottabilité sont prises en compte dans les équations selon la méthode proposée par Guo *et al.* [2002], à partir de l'approximation de Boussinesq (Eq. 3.9) avec $\beta = 1/T_0$. Les températures dans le domaine sont calculées en

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

résolvant l'équation de conservation de la chaleur (Eq. 3.4) par la méthode classique des volumes finis, centrée sur les sommets des volumes de contrôle qui correspondent aux nœuds du réseau LBM. Afin de préserver l'efficacité de la parallélisation, qui serait dégradée par une résolution temporelle implicite de l'équation, un schéma d'Euler explicite de premier ordre est adopté pour la discrétisation temporelle [Feng *et al.*, 2019] :

$$T^{t+\Delta t} = T^t + \Delta t \left(\phi_\mathrm{a}(T^t) + \phi_\mathrm{d}(T^t) + \frac{S_\mathrm{q}^t}{\rho^t c_\mathrm{p}} \right) \tag{3.30}$$

avec
- Δt : le pas de temps, identique au pas de temps LBM,
- T^t et $T^{t+\Delta t}$: la température aux temps t et $t+\Delta t$ respectivement,
- $\phi_\mathrm{a}(T^t)$ et $\phi_\mathrm{d}(T^t)$: les termes numériques d'advection et de diffusion respectivement, calculés à partir des températures au temps t,
- S_q^t : une source de chaleur volumique au temps t [$\mathrm{W\,m^{-3}}$],
- ρ^t : la masse volumique calculée par le solveur LBM au temps t.

Le terme d'advection est discrétisé selon un schéma avant d'ordre 1 afin de préserver la stabilité numérique en cas de forts effets d'advection, et le terme de diffusion est discrétisé selon un schéma centré d'ordre 2.

L'algorithme de résolution principal de *ProLB*, permettant notamment de prendre en compte l'effet de la flottabilité dans les équations LBM à partir des champs de température, est résumé sur la Fig. 3.7.

Un algorithme de raffinement local du maillage spatial LBM, compatible avec le modèle HRR-BGK, est implémenté dans *ProLB* selon la technique proposée par Feng *et al.* [2020]. Cette technique est basée sur un découpage spatial du domaine de calcul selon une hiérarchie de maillages uniformes imbriqués, avec un rapport de raffinement de 2 entre deux zones de raffinement successives.

Une des difficultés majeures des méthodes LBM repose sur la définition de conditions limites adéquates sur les nœuds du réseau situés en limite du domaine de calcul. Ces nœuds limites présentent en effet la particularité de ne pas être entourés de tous les nœuds fluides voisins dans toutes les directions $\boldsymbol{\xi}_i$, tels que représentés sur la Fig. 3.5. Un nœud limite, symbolisé par une étoile, est représenté sur la Fig. 3.8. Les fonctions de distribution arrivant sur ces nœuds limites depuis les nœuds voisins manquants (car situés hors-domaine) ne sont pas connues et doivent être reconstruites. Deux approches principales existent pour cette reconstruction : l'approche par rebond (« bounce-back » en anglais) et l'approche de type « wet boundary » [Wilhelm *et al.*, 2018]. Cette seconde approche est utilisée dans *ProLB* : les fonctions de distribution f_i sont reconstruites à partir des variables macroscopiques et de leurs dérivées calculées sur ces nœuds limites. Les méthodes pour déterminer ces variables macroscopiques sont détaillées dans la suite. Cette approche de reconstruction, non détaillée ici, est similaire à celle proposée par Verschaeve et Müller [2010]. Elle présente l'avantage de pouvoir traiter des frontières d'inclinaison et de position quelconque au regard du maillage spatial cartésien, en s'affranchissant des contraintes liées au positionnement des frontières de l'approche par rebond.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

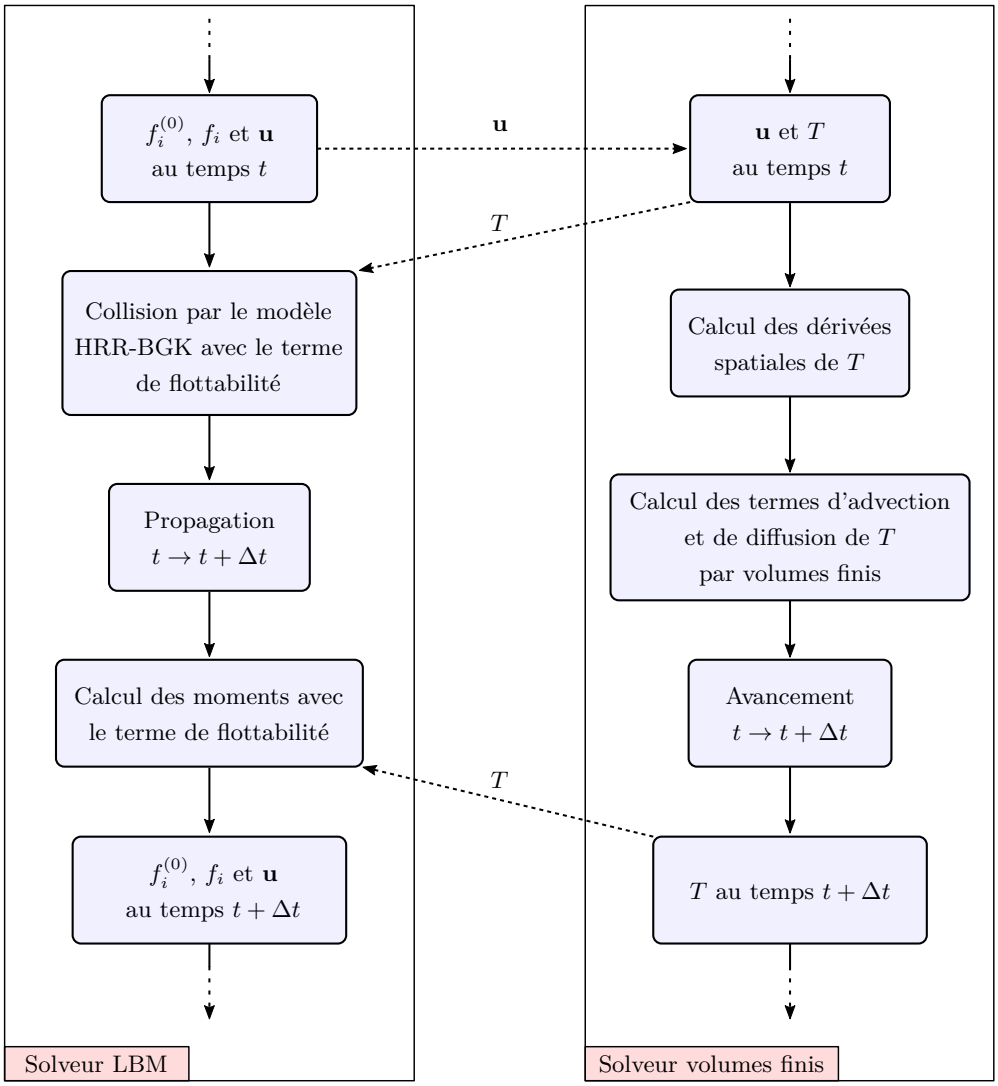


FIGURE 3.7 – Algorithme de résolution hybride des équations HRR-BGK par le solveur LBM et de la température par le solveur volumes finis dans *ProLB*.

3.3.2 Modélisation de la turbulence

ProLB permet de réaliser des simulations de type LES en introduisant une viscosité de sous-maille ν_{sm} (Eq. 3.18) dans l'expression du temps de relaxation (Eq. 3.29) [Jacob *et al.*, 2018] :

$$\widetilde{\tau} = \frac{\nu + \nu_{\text{sm}}}{{c_{\text{sr}}}^2 \Delta t} + \frac{1}{2} \tag{3.31}$$

Cette viscosité de sous-maille est modélisée avec le modèle explicite proposé par Vreman [2004]. Ce modèle suit le concept du modèle classique de Smagorinsky-Lilly, le calcul de ν_{sm} nécessitant de connaître seulement la taille du filtre local et les dérivées premières de la vitesse selon l'équation suivante :

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

$$\nu_{\mathrm{sm}} = c\sqrt{\frac{B_\beta}{\alpha_{ij}\alpha_{ij}}} \tag{3.32}$$

avec

$$B_\beta = \beta_{11}\beta_{22} - {\beta_{12}}^2 + \beta_{11}\beta_{33} - {\beta_{13}}^2 + \beta_{22}\beta_{33} - {\beta_{23}}^2 \tag{3.33}$$

et

$$\alpha_{ij} = \frac{\partial \widetilde{u_i}}{\partial x_j},\ \beta_{ij} = \overline{\Delta}^2 \alpha_{ij}\alpha_{ij} \tag{3.34}$$

La constante c est prise égale à $2{,}5{C_{\mathrm{S}}}^2$ où $C_{\mathrm{S}} = 0{,}18$ est la constante de Smagorinsky. La taille du filtre $\overline{\Delta}$ est prise égale à l'espacement Δx du réseau LBM. L'avantage du modèle de Vreman par rapport au modèle de Smagorinsky-Lilly est qu'à efficacité numérique similaire, le modèle de Vreman est plus précis pour la simulation de la turbulence non homogène et permet notamment d'améliorer le comportement dissipatif proche-paroi [Vreman, 2004].

Les flux de chaleur turbulents de sous-maille sont quant à eux modélisés avec l'approche classique décrite à la Sec. 3.1.2.3 (Eq. 3.19), en prenant $Pr_{\mathrm{t}} = 0{,}85$.

3.3.3 Traitement proche-paroi pour la LES

La masse volumique ρ, la vitesse $\mathbf{u}$ et la température T sur les nœuds limites sont calculées avec différentes méthodes selon le type de frontière et les conditions limites imposées :

- Au niveau d'une frontière ouverte, des conditions de Dirichlet ou de Neumann peuvent être prescrites, imposant la valeur des variables ou de leurs dérivées respectivement. Les variables sur les nœuds limites sont ensuite calculées par interpolation ou extrapolation à partir des valeurs sur la frontière et sur les nœuds fluides voisins. Dans *ProLB*, les valeurs prescrites selon une condition de Dirichlet peuvent varier dans le temps et en fonction de la position sur la frontière.

- Pour les frontières solides, des conditions de Dirichlet ou de Neumann peuvent également être prescrites. Les variables sur les nœuds limites peuvent ensuite être calculées de deux façon : soit par interpolation lagrangienne d'ordre 2 à partir des valeurs à la paroi et sur deux nœuds de référence sur lesquels les variables sont connues, soit par application de fonctions de paroi appropriées. Les fonctions de paroi pour la vitesse et la température et leur implémentation sont présentées dans la section suivante.

3.3.3.1 Loi de paroi dynamique

Le profil de vitesse moyenne dans une couche limite turbulente proche-paroi, pleinement développée et à l'équilibre suit une loi universelle. En notant la distance à la paroi y, la composante de la vitesse tangentielle à la paroi u, la contrainte de cisaillement proche-paroi dans la direction normale à la paroi τ_{w} [Pa] et la vitesse de friction $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_{\mathrm{w}}}{\rho}}$ $[\mathrm{m\,s^{-1}}]$, la

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

vitesse et la distance adimensionnelles $u^+ = \frac{u}{u_\tau}$ et $y^+ = \frac{y u_\tau}{\nu}$ sont introduites. La couche limite turbulente présente une sous-couche visqueuse ($y^+ \leq 5$), où les effets visqueux moléculaires laminaires dominent, et une zone logarithmique ($y^+ \geq 30$), où les effets turbulents dominent devant la viscosité moléculaire. La zone $5 < y^+ < 30$ marque la transition entre la sous-couche visqueuse et la zone logarithmique. La loi de paroi, linéaire dans la sous-couche visqueuse, est ainsi donnée par :

$$u^+(y^+) = \begin{cases} y^+ & \text{pour } y^+ \leq 5 \\ \frac{1}{\kappa} \log(E y^+) & \text{pour } y+ \geq 30 \end{cases} \tag{3.35}$$

avec $\begin{cases} \kappa & \text{la constante de von Karman qui vaut 0,41,} \\ E & \text{une constante prise égale à 11,3.} \end{cases}$

La formulation explicite de cette loi de paroi, proposée par Cai et Sagaut [2021] et prenant en compte la zone de transition, est implémentée dans *ProLB*. Cette formulation se base sur un nombre de Reynolds local :

$$Re_y = \frac{uy}{\nu} = u^+ y^+ \tag{3.36}$$

à l'aide duquel la loi de paroi (Eq. 3.35) est reformulée :

$$y^+(Re_y) = \left(1 - \tanh \frac{Re_y}{s}\right)^p \sqrt{Re_y} + \left(\tanh \frac{Re_y}{s}\right)^p \frac{1}{E} e^{W(\max(\kappa E\, Re_y), e)} \tag{3.37}$$

avec $\begin{cases} p \text{ et } s & \text{des constantes empiriques égales à 0,789 et 180,8 respectivement,} \\ W(x) & \text{la fonction de Lambert développée à l'ordre 6.} \end{cases}$

D'un point de vue numérique, la méthode proposée par Malaspinas et Sagaut [2014] est utilisée pour déterminer la vitesse sur les nœuds limites avec la loi de paroi dynamique. Un point de référence est défini à une distance $d = 1{,}5\Delta x$ de la paroi dans la direction normale à la paroi passant par le nœud limite sur lequel la vitesse doit être calculée, comme illustré sur la Fig. 3.8. Le nœud limite et le point de référence sont supposés être situés dans la couche limite proche-paroi. La vitesse tangentielle sur le point de référence est calculée par interpolation des vitesses sur les voisins de premier et deuxième rang du nœud limite qui ne sont pas des nœuds limites eux-même (représentés par les symboles ■ et ▲ sur la Fig. 3.8), pondérée par la distance inverse à ces nœuds. La contrainte de cisaillement u_τ peut alors être calculée à partir de cette vitesse sur le nœud de référence et des Eq. 3.36 et 3.37, et la vitesse sur le nœud limite est ensuite calculée à l'aide de u_τ et des mêmes équations. Cette formulation explicite de la loi de paroi permet de réduire le temps de résolution nécessaire aux formulations implicites standards pour déterminer la valeur de u_τ itérativement. De plus, l'Eq. 3.37 a l'avantage d'être applicable sur toute l'épaisseur de la couche limite du fait de sa formulation adaptative en y^+.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

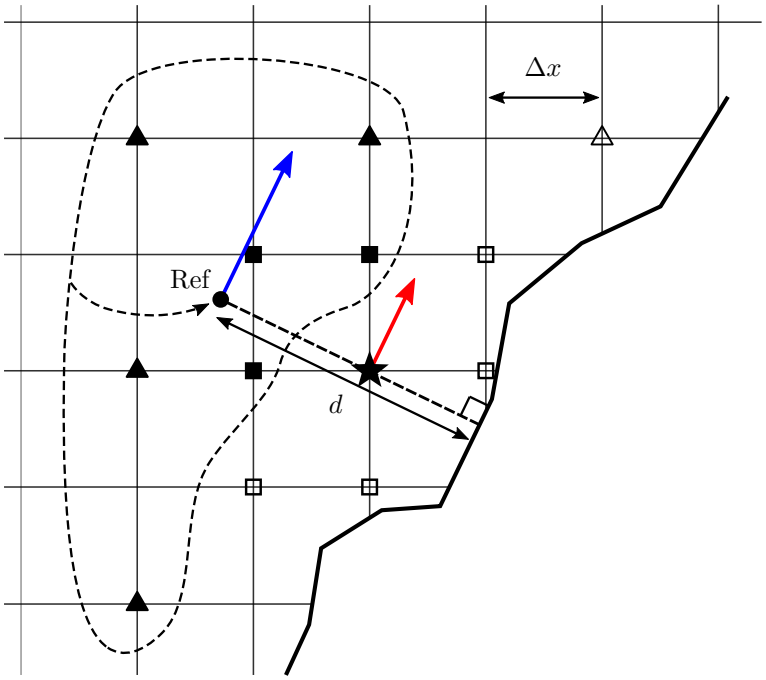


FIGURE 3.8 – Traitement des conditions limites dans *ProLB*. ★ représente le nœud limite d'intérêt, ■ et ▲ les nœuds fluides voisins de premier et deuxième rang respectivement, □ et △ les nœuds limites voisins et • le point de référence pour l'application de la loi de paroi. Adapté de [Wilhelm *et al.*, 2018].

3.3.3.2 Loi de paroi thermique

La loi de paroi universelle pour la température dans une couche limite turbulente pleinement développée et à l'équilibre est également utilisée. Cette loi de paroi thermique a le même comportement que la loi de paroi dynamique et présente donc les mêmes zones. À partir de la densité de flux thermique normale à la paroi $q_{\mathrm{w,n}}$ $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$ et de la température de paroi T_{w}, la température de friction $T_\tau = \dfrac{q_{\mathrm{w,n}}}{\rho c_{\mathrm{p}} u_\tau}$ [K] et la grandeur adimensionnelle $T^+ = \dfrac{(T - T_{\mathrm{w}})}{T_\tau}$ sont définies. La loi de paroi thermique s'écrit alors :

$$T^+(y^+) = \begin{cases} Pr\, y^+ & \text{pour } y^+ \leq 5 \\ Pr_{\mathrm{t}} \left(\dfrac{1}{\kappa} \log(E y^+) + P_{\mathrm{J}} \right) & \text{pour } y+ \geq 30 \end{cases} \tag{3.38}$$

avec $P_{\mathrm{J}} = 9{,}24 \left[\left(\frac{Pr}{Pr_{\mathrm{t}}} \right)^{0{,}75} - 1 \right] \left(1 + 0{,}28 e^{-0{,}007 \left(\frac{Pr}{Pr_{\mathrm{t}}} \right)} \right)$. Pr est le nombre sans dimension de Prandtl du fluide.

La formulation adaptative en y^+ proposée par Kader [1981] permet de calculer T^+ dans toutes les zones de la couche limite :

$$T^+(y^+) = Pr\, y^+ e^{-\Gamma} + Pr_{\mathrm{t}} \left(\frac{1}{\kappa} \log(E y^+) + P_{\mathrm{J}} \right) e^{-\frac{1}{\Gamma}} \tag{3.39}$$

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

avec $\Gamma = 0{,}01\dfrac{(Pr\,y^+)^4}{1+5\,Pr^3\,y^+}$.

Le principe de calcul de la température sur les nœuds limites à partir de cette loi de paroi thermique est identique à celui de la loi de paroi dynamique.

Dans le cas où la flottabilité, due à des différences de température au sein du fluide, a un impact non négligeable sur l'écoulement, l'hypothèse d'une couche limite sous des conditions d'équilibre, considérant notamment l'équilibre local entre génération et dissipation d'énergie cinétique turbulente, n'est plus valable [Defraeye *et al.*, 2011]. Pour les simulations numériques des couches limites turbulentes se développant au niveau des parois chauffées d'une rue canyon, [Allegrini *et al.*, 2012b] ont proposé une loi de paroi thermique adaptée selon l'importance des effets de flottabilité déterminés localement. Cette loi prend en effet en compte l'occurrence simultanée des régimes de convection forcée et mixte en proche-paroi. La formulation de cette loi adaptée consiste à ajuster la valeur de Pr_t de l'Eq. 3.38 (y compris dans l'expression de P_J), en fonction de la valeur du nombre de Richardson local qui s'exprime :

$$Ri_\mathrm{loc} = \frac{g\beta(T_\mathrm{w} - T_\mathrm{loc})H}{{U_\mathrm{loc}}^2} \tag{3.40}$$

avec $\begin{cases} H & \text{la longueur de référence (par exemple la hauteur du canyon),} \\ T_\mathrm{loc} & \text{la température sur le nœud de référence,} \\ U_\mathrm{loc} & \text{la vitesse sur le nœud de référence.} \end{cases}$

Les auteurs ont proposé la relation empirique suivante : pour $Ri_\mathrm{loc} < 1$, Pr_t est fixé à 0,85, pour $Ri_\mathrm{loc} > 6$, Pr_t est fixé à 1,95 et pour Ri_loc compris entre 1 et 6, Pr_t est interpolé linéairement entre ces deux valeurs. Pour évaluer la robustesse de cette loi adaptée, les auteurs ont mis en place des simulations de type RANS de convection mixte dans une rue canyon infiniment longue, de 10 m de hauteur et de rapport d'aspect unitaire, et dont les deux façades et le sol sont chauffés uniformément. Les résultats ont montré que cette loi de paroi thermique adaptée permettait de réduire les erreurs commises sur les valeurs des flux convectifs aux parois à moins de 10 % pour une gamme de Ri_H allant de 0,14 à 13,7, contrairement à la loi de paroi thermique classique impliquant des erreurs importantes sur les flux pouvant atteindre 60 %. Cette formulation adaptative du Pr_t en fonction de Ri_loc a été implémentée dans la loi de paroi thermique codée dans *ProLB*, et est donc utilisée pour toutes les simulations présentées dans la suite de ce manuscrit. La valeur de Ri_loc et donc de Pr_t est calculée uniquement sur le nœud de référence associé à chaque nœud limite, et considérée constante sur toute la hauteur de la couche limite.

3.3.3.3 Approche de combinaison pour la viscosité turbulente proche-paroi

La modélisation correcte de la turbulence dans les couches limites proche-paroi est la limite principale d'un modèle de viscosité de sous-maille utilisé en LES, comme peut l'être le modèle de Vreman présenté à la Sec. 3.3.2. Pour palier ce problème, des modèles de viscosité de sous-maille proche-paroi utilisant une formulation hybride, combinant modélisation RANS et LES en fonction de la résolution du maillage, ont été proposés [Menter, 2020], ce qui permet d'améliorer la prédiction de la dynamique turbulente, y compris avec une résolution spatiale faible en proche-paroi. À ce titre, nous utilisons dans nos travaux le modèle empirique de

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Maeyama *et al.* [2021], qui consiste à basculer progressivement d'une approche RANS à une approche LES à mesure que la distance entre le nœud et la paroi augmente. En proche paroi, la viscosité de sous-maille est donc assimilée à la viscosité turbulente RANS, tandis que loin de la paroi, au cœur de l'écoulement, la viscosité de sous-maille est calculée de manière classique avec le modèle de Vreman. L'enjeu principal de ce type de modèle de viscosité de sous-maille par combinaison est de prédire le plus correctement possible la zone de chevauchement entre les deux approches, située dans la zone inertielle de la couche-limite [Wang, 2022].

Wang [2022] a réalisé des simulations LES d'écoulement 3D turbulent avec le solveur *ProLB* dans un canal plan dont les parois sont chauffées différentiellement. Les lois de paroi dynamique et thermique présentées dans cette section ont été utilisées, et les solutions comparées en fonction de l'activation ou non du modèle de viscosité de sous-maille présenté ci-avant. Les résultats obtenus ont montré que l'utilisation du modèle de combinaison permet d'obtenir des profils de vitesse et de température proches des profils de référence, ce qui n'est pas le cas lorsque cette approche n'est pas activée. Cela est notamment dû au fait que, sans le modèle de combinaison, la contrainte de cisaillement turbulente et le flux de chaleur turbulent sont largement sous-estimés sur toute la largeur du canal.

3.3.4 Validité de *ProLB* pour l'étude des écoulements urbains

L'application de méthodes LBM à l'étude des écoulements urbains extérieurs turbulents est relativement récente. Ces travaux ont émergé au cours de la décennie 2010, notamment motivés par (i) l'amélioration de la stabilité et de la fiabilité des modèles LBM pour les écoulements fortement turbulents [Obrecht *et al.*, 2015] et (ii) la réduction drastique du temps de calcul par rapport aux approches CFD classiques basées sur les équations de Navier-Stokes, ainsi qu'un traitement flexible du maillage volumique grâce aux techniques de raffinement existantes et à des conditions limites de type frontière immergée [Jacob *et al.*, 2021]. Les gammes de vitesses de vent caractéristiques des couches limites atmosphériques ne dépassent que très rarement les quelques dizaines de mètres par seconde, la limite d'applicabilité des méthodes LBM faiblement compressibles est donc respectée. Dans certains cas, la performance de parallélisation de ces méthodes a d'autant plus favorisé leur utilisation par rapport à des méthodes plus classiques, au regard des progrès massifs réalisés sur les architectures parallèles de calcul des processeurs, et plus récemment la démocratisation des processeurs graphiques pour la CFD [Tanno *et al.*, 2013]. Afin de donner une vue d'ensemble des travaux ayant abordé les simulations d'écoulement urbain avec un environnement de calcul LBM (et utilisant une approche LES la plupart du temps), les références disponibles dans la littérature traitant de ce sujet sont regroupées dans la Tab. 3.1.

Les écoulements turbulents autour de bâtiments de formes diverses, isolés ou au sein d'un arrangement régulier de bâtiments, ont été étudiés avec des solveurs LBM-LES par Obrecht *et al.* [2015], King *et al.* [2017], Wang *et al.* [2020] et Buffa *et al.* [2021]. Les solutions fournies par ces simulations ont été comparées à des mesures effectuées dans des configurations similaires, et ont démontré la capacité des méthodes LBM à reproduire avec succès les structures turbulentes observées en amont et dans le sillage de ce type d'obstacle. Les profils de vitesse, les coefficients de pression ou encore les taux de ventilation sont également correctement prédits par ces simulations.

Des simulations LBM-LES avec une échelle spatiale plus large ont également été réalisées

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 3.1 – Aperçu des études sur les écoulements urbains extérieurs utilisant des simulations LES à l'aide de méthodes LBM. BGK = Bhatnagar-Gross-Krook, CS = Coherent-structure, HRR = Hybrid recursive regularised, MRT = Multiple-relaxation-time, VLES = Very large eddy simulation.

Type d'application	Référence	Modèle de collision	Modèle de turbulence	Validation
Écoulements autour des bâtiments	[Obrecht *et al.*, 2015]	MRT-BGK	Smagorinsky	Oui
	[King *et al.*, 2017]	BGK	Smagorinsky	Oui
	[Wang *et al.*, 2020]	MRT-BGK	Smagorinsky	Oui
	[Buffa *et al.*, 2021] ★	HRR-BGK	Vreman	Oui
Études de vent à l'échelle du quartier	[Onodera *et al.*, 2013]	BGK	CS-Smagorinsky	Non
	[Ahmad *et al.*, 2017]	BGK	CS-Smagorinsky	Non
	[Jacob et Sagaut, 2018] ★	HRR-BGK	Aucun (LES implicite)	Oui
	[Lenz *et al.*, 2019]	Cumulant-LBM	Aucun (LES implicite)	Oui
Dispersion de polluants	[Mons *et al.*, 2017]	-	VLES	Oui
	[Merlier *et al.*, 2018] ★	HRR-BGK	Smagorinsky	Oui
	[Merlier *et al.*, 2019b] ★	HRR-BGK	Smagorinsky	Oui

pour étudier le confort au vent des piétons, l'intensité des rafales ou encore la dispersion de polluants dans des zones urbaines élargies (de 0,25 km^2 à 100 km^2) avec des résolutions spatiales de 0,5 m [Jacob et Sagaut, 2018; Lenz *et al.*, 2019], 1 m [Onodera *et al.*, 2013] et 2 m [Ahmad *et al.*, 2017; Mons *et al.*, 2017]. Parmi ces études, seules les simulations de Mons *et al.* [2017], Jacob et Sagaut [2018] et Lenz *et al.* [2019] ont été validées par comparaison à des mesures réalisées sur site, et ont pu témoigner d'une reproduction satisfaisante des valeurs moyennes et des fluctuations des vitesses et des concentrations de polluants localement.

Enfin, des simulations de dispersion de polluants dans une configuration de rue canyon [Merlier *et al.*, 2018] et plus largement d'un quartier de Paris [Merlier *et al.*, 2019b] ont été réalisées avec des géométries réduites, dans le but de comparer les résultats de simulation avec des mesures effectuées en soufflerie. Les résultats des simulations concernant les concentrations de polluants sont pour la plupart en accord avec les mesures, que ce soit avec ou sans la présence d'arbres à l'échelle de la rue, ou dans le cas d'une source localisée de polluants à l'échelle du quartier [Jacob *et al.*, 2021].

Les auteurs dont la référence est suivie du symbole ★ dans la Tab. 3.1 ont effectué leurs simulations avec le solveur *ProLB*. Cela montre l'étendue des applications qui ont été entreprises pour les études aérauliques urbaines avec ce solveur et ses modèles associés, systématiquement validées par comparaison à des mesures effectuées en soufflerie ou in-situ. Jusqu'à maintenant, ces études se sont limitées à des écoulements isothermes, sans prise en compte des aspects thermiques. Merlier *et al.* [2019b] ont toutefois intégré dans leurs simulations, par analogie thermique, un terme de flottabilité prenant en compte les effets de stratification

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

dus aux différences de concentrations de polluants agissant sur la masse volumique de l'air, avec succès.

Notons que quelques travaux concernant la simulation d'écoulements météorologiques laminaires ou turbulents avec *ProLB* ont également été entrepris [Feng *et al.*, 2019, 2021; Cheylan *et al.*, 2021; Wang *et al.*, 2022]. Les forces de flottabilité étant le moteur de ce type d'écoulements, les effets thermiques ont été pris en compte soit avec le modèle LBM faiblement compressible et l'approximation de Boussinesq présentés dans les sections précédentes [Feng *et al.*, 2019], soit à l'aide d'un modèle LBM pleinement compressible [Feng *et al.*, 2021; Cheylan *et al.*, 2021; Wang *et al.*, 2022]. À ce titre, le choix de *ProLB* dans le cadre de cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux initiés dans ce champ d'application par la collaboration entre le laboratoire CETHIL UMR5008 et le laboratoire M2P2 UMR7340.

Dans la suite de ce chapitre, nous nous proposons d'étendre la démarche de validation du solveur *ProLB* et de ses modèles associés (tels que décrits plus haut) aux simulations d'écoulements turbulents mixtes dans une configuration générique de rue canyon, prenant donc en compte les effets thermiques impactant l'écoulement par le fait des forces de flottabilité. Dans ce type d'écoulement, la convection naturelle induite thermiquement devient importante lorsque la vitesse du vent dans la couche limite urbaine est relativement faible, comme nous avons pu le montrer dans la Sec. 1.3.2.

3.4 Validation des simulations de convection mixte en rue canyon

3.4.1 Description des mesures de référence en soufflerie

Les simulations effectuées pour cette validation ont pour objectif de reproduire numériquement les conditions expérimentales étudiées par Marucci et Carpentieri [2019] au sein de la soufflerie météorologique *EnFlo* de l'université de Surrey, UK. Cette étude s'inscrit dans un programme ayant pour objectif l'amélioration des techniques pour reproduire des couches limites atmosphériques stratifiées (aussi bien stables qu'instables) à échelle réduite dans la soufflerie, avec un terrain fortement rugueux [Marucci *et al.*, 2018]. Suivant les résultats de ces premiers travaux, la campagne de mesures nous intéressant a été mise en place dans le but d'étudier l'impact de cette stratification sur les flux turbulents de chaleur et de polluants au sein d'une rue canyon isolée dans cette couche limite. Le procédé expérimental et les mesures effectuées sont synthétisés ci-après, les détails étant disponibles dans la publication évoquée. La soufflerie est caractérisée par une longueur effective de 20 m, une largeur de 3,5 m et une hauteur de 1,5 m.

La Fig. 3.9 présente deux photographies de l'installation expérimentale. Sur la photographie de gauche, le dispositif de mesure sur le sol nu est visible, et sur la photographie de droite le modèle de rue est installé. Une couche limite atmosphérique a été reproduite à l'échelle de la soufflerie à l'aide de sept cônes d'Irwin et d'éléments rectangulaires placés en quinconce sur le sol tout le long de la soufflerie durant la campagne expérimentale, afin de reproduire le caractère rugueux du sol. Ces éléments sont visibles sur la photographie de gauche de la Fig. 3.9. Leurs dimensions ne sont pas indiquées dans la publication.

Le modèle réduit de rue canyon est composé de deux blocs de section carrée et de grande

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

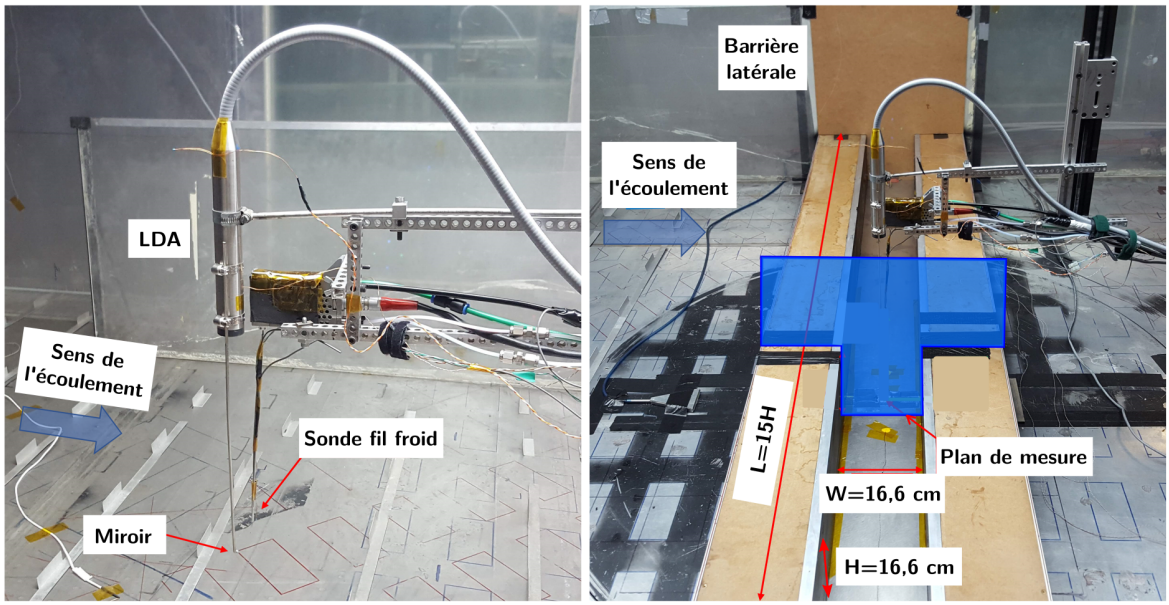


FIGURE 3.9 – Photographies annotées de l'installation expérimentale. À gauche, le dispositif de mesure est installé au dessus du sol nu de la soufflerie. À droite, le modèle de rue est installé. Les photographies sont issues des données fournies par Marucci et Carpentieri [2019].

longueur, disposés sur toute la largeur de la soufflerie l'un à la suite de l'autre. La géométrie ainsi reproduite est une rue canyon isolée au sein d'une couche limite atmosphérique, avec des bâtiments de hauteur $H = 16{,}6\,\text{cm}$ (environ 1/5 de l'épaisseur de la couche limite d'approche) et une rue de largeur $W = 16{,}6\,\text{cm}$, soit un rapport d'aspect $H/W = 1$. La longueur de la rue dans la direction transversale à l'écoulement est notée L, et le rapport L/H est de 15. Cette grande longueur ainsi que la présence de barrières latérales permettent d'assurer au mieux la bi-dimensionnalité de l'écoulement en minimisant les effets de bord du canyon sur les structures d'écoulement au centre de la rue, au niveau du plan de mesure. Le ratio de blocage, défini comme le rapport entre la section transversale de la rue $H \times L$ sur la section transversale de la soufflerie, est de 7,9 %. Les parois internes du canyon (façades et sol) peuvent être indépendamment chauffées jusqu'à 120 °C grâce à des plaques chauffantes électriques, ou bien refroidies à l'aide de circuits de refroidissement à eau. Ces dispositifs thermiques permettent d'imposer une température donnée à peu près uniforme sur chaque paroi, en fonction de la configuration thermique souhaitée.

118 points de mesure ont été répartis sur le plan de mesure central du canyon (représenté sur la Fig. 3.9), à la fois à l'intérieur du canyon et au dessus (jusqu'à une hauteur de $2H$). Les mesures de vitesse ont été réalisées à l'aide d'un anémomètre laser-Doppler à deux composantes, avec une fréquence d'acquisition de 100 Hz. Un petit miroir a été ajouté à 35 mm sur un côté afin de dévier les rayons laser et mesurer la composante verticale de la vitesse. Les fluctuations de température ont été échantillonnées à 1000 Hz à l'aide d'une sonde à fil froid calibrée à réponse rapide, placée 5 mm en aval de l'anémomètre. Une correction sur la composante verticale de la vitesse a été appliquée pour minimiser le biais observé dû à la présence du dispositif de mesure. Les mesures avec ces deux instruments sont réalisées simultanément, de sorte à pouvoir déterminer les covariances des vitesses et de la température. Pour chaque point de mesure, la durée d'enregistrement est de 2,5 min, ce qui correspond au parcours d'environ $590H$ à la vitesse de référence de l'écoulement d'approche. Les erreurs

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

standards sont évaluées pour chaque point de mesure. Enfin, la variabilité transversale des grandeurs d'intérêt dans la rue a été évaluée selon l'axe du canyon, dans une zone de $\pm 3H$ de part et d'autre du plan de mesure. Les auteurs rapportent des variations moyennes de $\pm\,18\,\%$ de la vitesse moyenne longitudinale à l'écoulement et de $\pm\,10\,\%$ de la vitesse moyenne verticale. La température moyenne était à peu près uniforme transversalement avec $\pm\,1\,\%$ de variabilité. Les variances des vitesses et de la température présentaient $\pm\,15\,\%$ de variabilité, et jusqu'à $\pm\,50\,\%$ pour les covariances des vitesses et $\pm\,30\,\%$ pour les covariances de la vitesse et de la température. Au global l'uniformité de ces grandeurs a été jugée satisfaisante par les auteurs. Toutefois, ces ordres de grandeur seront utiles pour mettre en perspective les résultats des simulations au regard des mesures.

3.4.2 Paramétrisation des simulations

3.4.2.1 Définition des cas d'étude

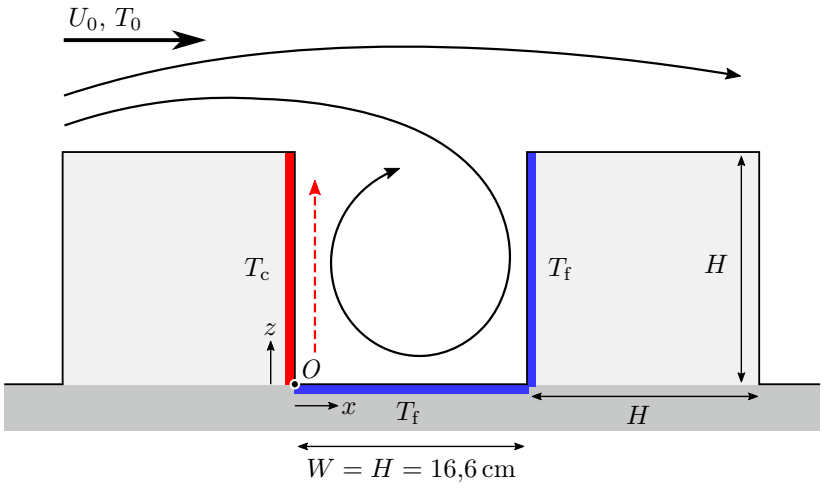
En se basant sur les diverses séries de mesures réalisées au cours de la campagne expérimentale décrite à la section précédente, deux cas tests correspondant à deux configurations de chauffe des parois différentes (représentées sur la Fig. 3.10) ont été sélectionnés pour être reproduits numériquement :

- Un cas où la paroi sous le vent est chauffée, abrégé « SV » et représenté sur la Fig. 3.10a,
- Un cas où la paroi opposée, face au vent, est chauffée, abrégé « FV » et représenté sur la Fig. 3.10b.

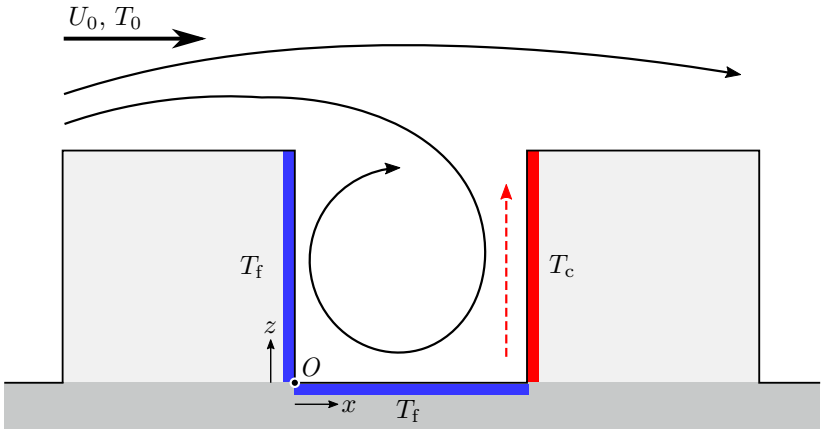
La configuration de ces deux cas tests et les paramètres associés ont été choisis de sorte à reproduire le plus fidèlement possible les conditions expérimentales. Les principaux paramètres pour les deux cas tests sont regroupés dans la Tab. 3.2. Les dimensions de la rue, considérée comme infiniment longue dans la direction y transversale à l'écoulement, sont identiques aux dimensions du modèle expérimental, soit $H = W = 16{,}6\,\mathrm{cm}$. La vitesse de référence, notée U_0, correspond à la valeur de la vitesse mesurée dans la couche limite d'approche à environ $2,5H$ au dessus de la rue. Elle est égale à $0{,}65\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ pour les deux cas étudiés. La température de référence T_0 correspond à la température de l'air mesurée en amont du canyon, uniforme sur toute la hauteur de la couche limite d'approche neutre thermiquement, et prise égale à celle de l'air soufflé soit $24\,^{\circ}\mathrm{C}$. Les propriétés thermiques de l'air sont supposées constantes et sont prises à la température T_0 et à la pression atmosphérique.

La température de la paroi chaude est notée T_c. Les autres parois du canyon, qui ne sont pas chauffées mais refroidies, sont maintenues à température constante T_f proche de la température de référence T_0. Les autres parois des deux blocs (y compris les toits) sont supposées être à la température T_0. Re_H est défini à partir de la vitesse de référence et de la viscosité de l'air à T_0. Il est égal à 7×10^3 pour les deux cas. Les auteurs de la campagne expérimentale ont réalisé une étude de sensibilité des structures d'écoulement au nombre de Reynolds dans le canyon pour une configuration isotherme, avec une gamme de vitesses allant de $0{,}5\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ à $1{,}25\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ ($Re_H = 5{,}4 \times 10^3$ à $Re_H = 1{,}3 \times 10^4$). Ils ont ainsi montré que les vitesses moyennes normalisées dans et au-dessus du canyon sont plutôt insensibles au Re_H dans cette gamme, tandis que l'énergie cinétique turbulente normalisée est réduite de quelques pourcents seulement dans le cas $U_0 = 0{,}65\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ par rapport au

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Cas SV (sous le vent)



(b) Cas FV (face au vent)

FIGURE 3.10 – Configuration des deux cas tests considérés. La flèche noire épaisse indique le sens de l'écoulement. Les flèches rouges indiquent la direction des forces de flottabilité induites proche de la paroi chauffée.

TABLE 3.2 – Paramètres des cas SV et FV, décrits sur la Fig. 3.10. Les valeurs ont été choisies au plus proche des conditions expérimentales.

Paramètre	SV (sous le vent)	FV (face au vent)
T_c (°C)	120,0	118,5
T_f (°C)	25,0	25,0
Ri_H (-)	1,245	1,226
U_0 ($\mathrm{m\,s^{-1}}$)	0,65	
Re_H (-)	7×10^3	
T_0 (°C)	24,0	

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

cas $U_0 = 1{,}25\,\mathrm{m\,s^{-1}}$. L'écoulement est donc considéré indépendant du Re_H pour une vitesse de référence de $0{,}65\,\mathrm{m\,s^{-1}}$ et au-delà. La température réduite θ est définie comme l'écart à la température de référence, soit $\theta = T - T_0$. Ri_H est calculé à partir de la vitesse de référence et de $\theta_c = T_c - T_0$ selon la relation $Ri_H = \dfrac{g\beta\theta_c H}{{U_0}^2}$. Dans les deux cas, Ri_H est légèrement supérieur à 1,2, ce qui présuppose un impact important des forces de flottabilité sur l'écoulement si l'on se base sur les observations de la Sec. 1.3.2 concernant les écoulements mixtes en rue canyon, et tout particulièrement à échelle réduite. Les forces de flottabilité, dirigées vers le haut au niveau de la paroi chauffée, sont représentées schématiquement par une flèche rouge discontinue sur la Fig. 3.10 pour chaque cas.

L'origine du repère est située dans le coin inférieur amont de la rue comme indiqué sur la Fig. 3.10. Les composantes longitudinale, transversale et verticale de la vitesse, selon les axes x, y et z du repère, sont notées u, v et w respectivement. Le profil de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{u}$ dans la couche limite d'approche, vérifié expérimentalement, correspond à un profil logarithmique typique d'une couche limite atmosphérique neutre de surface, d'épaisseur $5H$:

$$\overline{u}(z) = \frac{u^*}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{z_0}\right) \tag{3.41}$$

avec $\begin{cases} u^* & \text{la vitesse de friction, donnée par } u^*/U_0 = 0{,}065, \\ \kappa & \text{la constante de von Karman qui vaut } 0{,}41, \\ z_0 & \text{la longueur de rugosité aérodynamique, égale à } 1{,}6\,\mathrm{mm}. \end{cases}$

La rugosité z_0 est notamment due aux éléments rectangulaires placés sur le sol durant la campagne expérimentale, visibles sur la photographie de gauche de la Fig. 3.9.

3.4.2.2 Paramètres numériques du solveur

Le domaine de calcul est représenté sur la Fig. 3.11. Les deux blocs formant la rue canyon sont disposés perpendiculairement à l'écoulement sur toute la largeur du domaine. Cette dernière est prise suffisamment grande ($15H$) afin d'assurer au maximum la bi-dimensionnalité de l'écoulement dans le plan central $\{x, z\}$ du domaine, notamment dans le plan central de la rue représenté sur la Fig. 3.11. Le domaine s'étend sur $18H$ en amont du canyon et sur $20H$ en aval, et sa hauteur est de $10H$. Ces dimensions sont en accord avec les préconisations de Zheng *et al.* [2021], qui ont établi des recommandations concernant les simulations aérauliques de type LES dans ce type de configuration de rue canyon. Les auteurs recommandent une hauteur de $7{,}5H$ minimum afin de minimiser l'effet de blocage et ainsi éviter une éventuelle accélération artificielle de l'écoulement confiné entre le canyon et le haut du domaine. Ils recommandent également des longueurs en amont et en aval du canyon de $5H$ et $10H$ minimum respectivement. Concernant la largeur du domaine, il est recommandé d'effectuer une analyse de sensibilité des résultats à une expansion de cette largeur afin de s'assurer que la valeur retenue est suffisamment grande pour obtenir l'indépendance des résultats selon y dans le plan central, vérification qui a été faite pour nos simulations. En outre, les dimensions du domaine retenues sont également globalement en accord avec les recommandations de Franke *et al.* [2007] et Tominaga *et al.* [2008], plutôt orientées sur les simulations de type RANS mais applicables en partie aux simulations de type LES.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

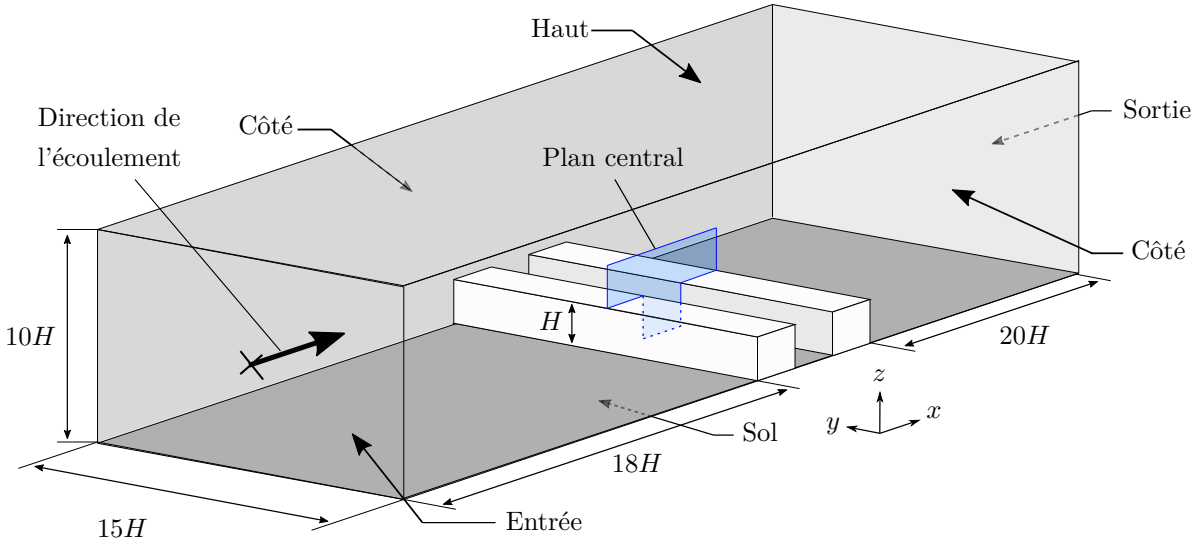


FIGURE 3.11 – Représentation du domaine de calcul et des frontières associées. Les distances représentées ne sont pas à l'échelle.

La Tab. 3.3 indique les conditions limites appliquées sur les frontières du domaine. En sortie, des gradients de vitesse et de température nuls sont imposés. Le haut et les côtés du domaine sont considérés comme des parois sans frottement (c'est à dire avec une contrainte de cisaillement nulle) et adiabatiques. En entrée, le profil vertical de la vitesse moyenne, donné par l'Eq. 3.41, et les profils d'énergie cinétique turbulente mesurés dans la soufflerie sans la présence du canyon sont imposés. Afin de générer la turbulence adéquate dans la couche limite d'approche, une méthode générant des tourbillons synthétiques en tout point de l'entrée du domaine, nommée Synthetic Eddy Method (SEM), est utilisée [Jarrin *et al.*, 2006; Pamiès *et al.*, 2009]. Elle nécessite de prescrire l'intensité de la turbulence et son contenu spectral souhaités, au travers de paramètres comme l'échelle intégrale caractéristique l (prise égale à $0{,}8H$ ici) et les tenseurs de Reynolds reproduits. Les éléments rugueux au sol ne pouvant pas être reproduits explicitement pour les simulations, une loi de paroi sur la vitesse, intégrant une rugosité physique équivalente à z_0, a été utilisée au niveau du sol en amont et en aval du canyon. La température en entrée est prise uniforme et égale à T_0. Sur le sol, une vitesse nulle et une température constante de T_0 sont imposées. Concernant la masse volumique, un gradient nul est imposé sur toutes les frontières ouvertes et les parois. L'ensemble des surfaces

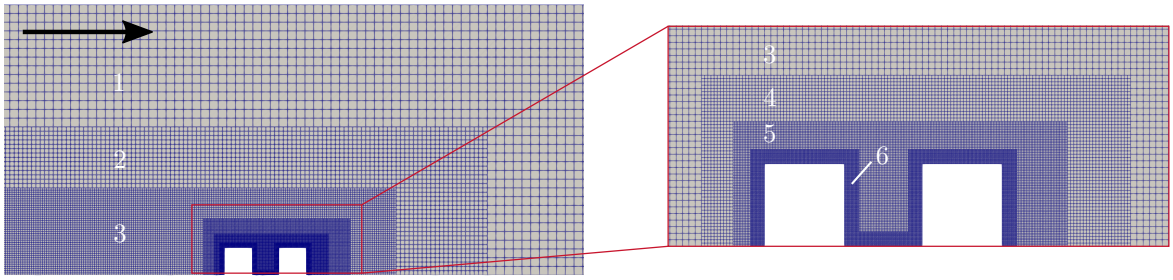
TABLE 3.3 – Conditions limites associées aux frontières du domaine définies sur la Fig. 3.11.

	Vitesse	Température
Entrée	Profil vertical moyen imposé + SEM	Fixe T_0
Sortie	Gradient nul	Flux nul
Côtés	Paroi sans frottement	Flux nul
Haut	Paroi sans frottement	Flux nul
Sol	Paroi à vitesse nulle	Fixe T_0

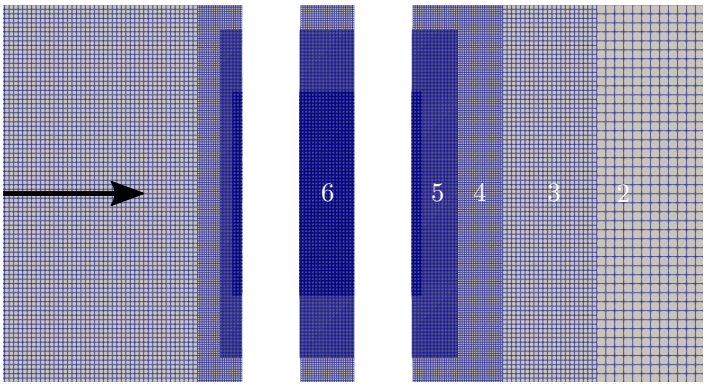
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

des parois de la rue canyon, à savoir le sol et toutes les faces des deux blocs, incluant les toits, sont considérées comme parfaitement lisses. Les lois de paroi dynamique et thermique présentées à la Sec. 3.3.3 sont appliquées au niveau de ces parois.

Le maillage LBM du domaine de calcul est représenté sur la Fig. 3.12. Il est composé de cinq zones imbriquées de raffinement progressif selon un facteur 2 (notées de 1 à 5 sur la Fig. 3.12), permettant d'avoir une résolution spatiale élevée au niveau du canyon et progressivement plus faible loin de ce dernier. Une sixième zone de raffinement est ajoutée le long des parois du canyon afin d'obtenir une résolution plus fine des couches limites proche-paroi. Contrairement aux zones 1 à 4, les zones de raffinement 5 et 6 ne sont appliquées que sur la partie centrale du domaine sur une largeur de $5{,}8H$ et $3{,}6H$ respectivement (visible sur la coupe horizontale de la Fig. 3.12b), et ce afin de limiter au maximum le nombre de nœuds de calcul et donc les coûts de calcul. Il a pu être vérifié que le fait d'élargir ces zones de raffinement a un effet négligeable sur l'ensemble des résultats dans le plan central. L'espacement le plus grand (dans la zone 1) est égal à 5,312 cm, soit un peu moins de $H/3$. L'espacement le plus petit $\Delta x_{\min}$ (dans la zone 6 proche des parois) est égal à 1,66 mm, soit $H/100$. Au total, $12{,}4 \times 10^6$ nœuds sont nécessaires pour mailler le domaine avec ce maillage. Comme expliqué à la Sec. 3.2.2, le pas de temps est contraint par la condition $Ma < 0{,}3$. Cependant, il a été remarqué que la prise en compte du terme de flottabilité dans le modèle HRR-BGK requiert plutôt $Ma < 0{,}1$, afin de limiter au maximum les erreurs numériques liées au choix de la température de référence de l'approximation de Boussinesq (Eq. 3.9). De cette manière, les résultats des simulations sont insensibles au choix de cette valeur de référence, qui est ici prise égale à T_0.



(a) Plan vertical longitudinal



(b) Plan horizontal (vue du dessous)

FIGURE 3.12 – Maillage LBM du domaine de calcul. Une partie du maillage en amont, en aval et sur les côtés du domaine a été rognée sur chaque vue. La flèche indique le sens de l'écoulement. Le maillage est uniforme sur toute la largeur du domaine pour les zones 1 à 4.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Le pas de temps Δt est donc fixé à $9{,}58 \times 10^{-5}$ s afin de respecter cette condition. Notons par ailleurs que l'approximation de Boussinesq est ici utilisée au-delà de ses limites d'application, énoncées à la Sec. 3.1.1, puisque $\theta_c = 96\,°\text{C} \gg 30\,°\text{C}$.

3.4.2.3 Traitement des résultats de simulation

Une fois le régime statistiquement stationnaire atteint, les statistiques temporelles pour obtenir les valeurs moyennes des grandeurs d'intérêt ainsi que leurs variances et covariances ont été réalisées sur une période de temps physique de 4,8 min, soit une durée correspondant à environ deux fois la période d'acquisition pour les mesures en soufflerie. La convergence de l'écoulement vers ce régime statistiquement stationnaire a été vérifiée à partir d'observations continues en différents points dans le canyon et dans la couche de cisaillement au dessus. Il est supposé atteint lorsque les moyennes et les variances de la vitesse et de la température calculées en ces points restent à peu près constantes au cours du temps. Les résultats obtenus sur le plan central du canyon (représenté sur la Fig. 3.11) sont présentés et analysés dans les sections suivantes. Ces résultats sont systématiquement normalisés en utilisant H, U_0, θ_c et T_0.

3.4.2.4 Reproduction de la couche limite d'approche

Afin de vérifier la capacité des simulations à reproduire les profils de vitesse moyenne et de ses fluctuations mesurés au cours de la campagne expérimentale dans la couche limite d'approche, une simulation a été effectuée avec le domaine de calcul présenté ci-avant, en retirant les deux bâtiments formant la rue canyon ainsi que les zones de raffinement 4 à 6 autour du canyon.

La Fig. 3.13 présente les profils de la vitesse longitudinale moyenne $\overline{u}$, des variances des composantes longitudinale et verticale $\overline{u'^2}$, $\overline{w'^2}$ et de leur covariance $-\overline{u'w'}$, simulés au niveau de l'emplacement de la rue canyon ($x = 0$). Le profil de vitesse moyenne est similaire au profil mesuré. La forme des profils des fluctuations de vitesse ainsi que leurs valeurs sont globalement en adéquation avec les profils mesurés. Pour $z/H < 0{,}5$ toutefois, les variances $\overline{u'^2}$ et $\overline{w'^2}$ sont surestimée et sous-estimée respectivement, tandis que la covariance $-\overline{u'w'}$ est légèrement sous-estimée. Ces écarts, probablement liés à un maillage de trop faible résolution proche du sol, sont acceptables au regard des incertitudes de mesure non négligeables proche du sol. De plus, la précision sur des hauteurs inférieures à H est moins importante que dans la zone où se forme une couche de cisaillement importante en présence du canyon ($1 < z/H < 1{,}5$). Or, les valeurs turbulentes simulées dans cette zone sont très proches des valeurs mesurées.

La longueur du domaine de $18H$ en amont de la rue, qui peut paraître excessivement grande au regard des recommandations générales, est en fait nécessaire pour permettre à la turbulence proche du sol (et notamment au cisaillement turbulent quantifié par $-\overline{u'w'}$) de se développer correctement avant d'atteindre la rue.

3.4.3 Analyse de sensibilité au maillage

Avant de réaliser la vérification des simulations dans les différents cas tests, une analyse de l'influence du maillage sur les résultats a été effectuée. Pour cela, des simulations du cas FV ont été réalisées avec le maillage fin présenté plus haut, ainsi que deux maillages de plus

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

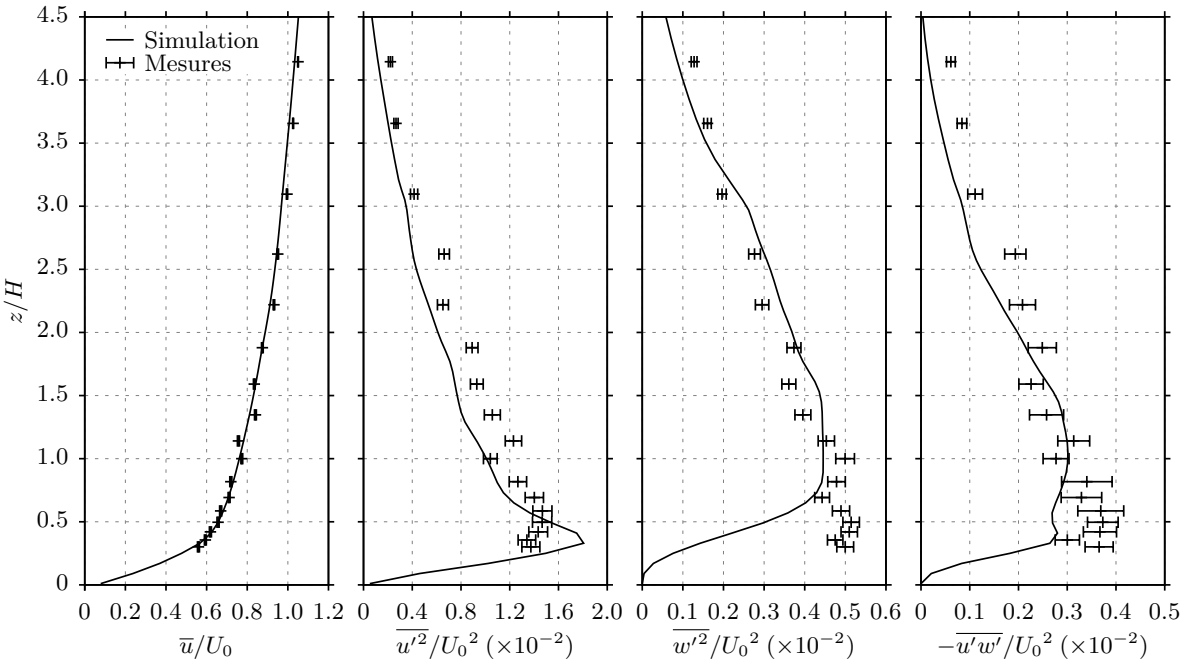


FIGURE 3.13 – Vitesse longitudinale moyenne, variance des vitesses longitudinale et verticale et leur covariance. simulées et mesurées dans la couche limite incidente. Les barres d'erreur correspondent aux écarts types de mesure.

faible résolution dans et autour de la rue canyon : un maillage moyen dépourvu de la zone de raffinement 6 la plus fine en proche-paroi, et un maillage grossier dépourvu également de la zone 5 (en se référant aux zones indiquées sur la Fig. 3.12). Les caractéristiques des trois maillages sont indiquées dans la Tab. 3.4. L'espacement $\Delta x_{\min}$ est successivement divisé par 2 du maillage grossier au maillage fin.

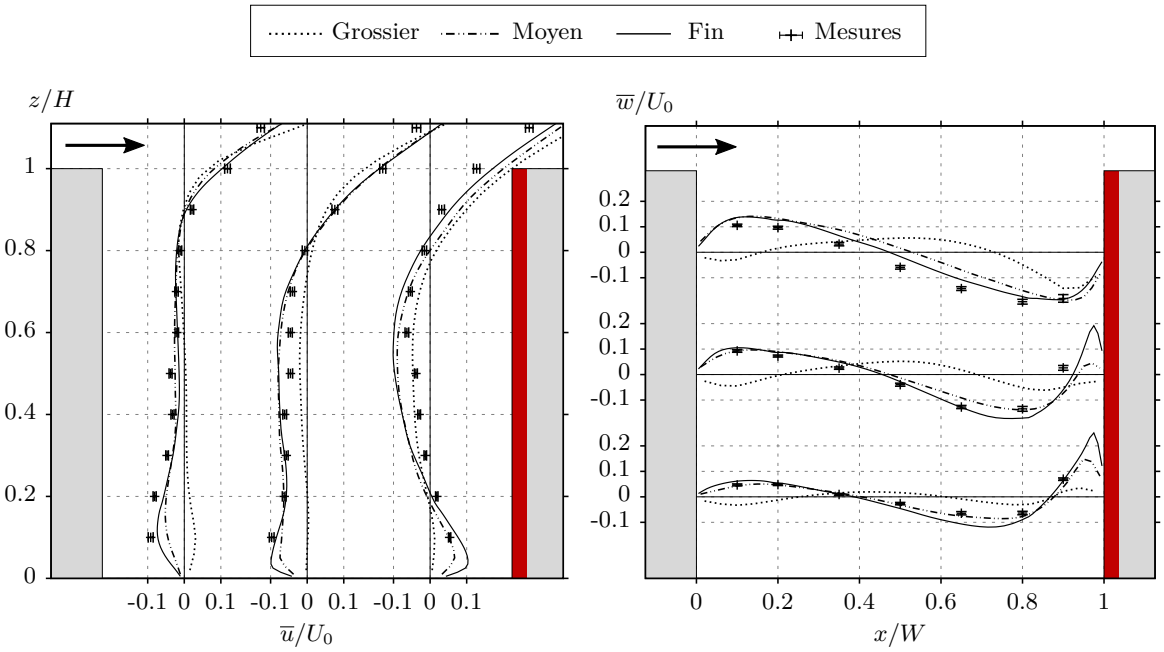
TABLE 3.4 – Caractéristiques des trois maillages de résolution différente utilisés pour l'analyse de sensibilité des résultats au maillage LBM.

Maillage	Niveaux de raffinement	$\Delta x_{\min}$ [mm]	Δt [s]	Nombre de nœuds	${y^+}_{\max}$
Grossier	3	6,64 ($H/25$)	$3{,}83 \times 10^{-4}$	$4{,}8 \times 10^6$	14,1
Moyen	4	3,32 ($H/50$)	$1{,}92 \times 10^{-4}$	$7{,}8 \times 10^6$	9,2
Fin	5	1,66 ($H/100$)	$9{,}58 \times 10^{-5}$	$12{,}3 \times 10^6$	6,0

La valeur moyenne maximale de y^+ obtenue au niveau des parois internes de la rue canyon, pour lesquelles sont appliquées les lois de paroi présentées à la Sec. 3.3.3, est donnée dans la Tab. 3.4 pour chaque maillage. À échelle réduite, Re_H est plutôt faible de sorte que pour toutes les simulations effectuées, les valeurs de y^+ sur les nœuds proches des parois sont plutôt faibles. De ce fait, l'utilisation de lois de parois ont ici un effet minime sur les solutions, notamment avec le maillage fin où la majorité des nœuds de référence des lois de paroi sont situés dans la sous-couche visqueuse ($y^+ \leq 5$).

La Fig. 3.14 présente les profils des vitesses longitudinale et verticale moyennes $\overline{u}$ et $\overline{w}$ dans le canyon, obtenus avec les trois maillages. Par comparaison aux mesures, il apparaît que le maillage moyen permet d'améliorer nettement la prédiction des vitesses moyennes partout

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



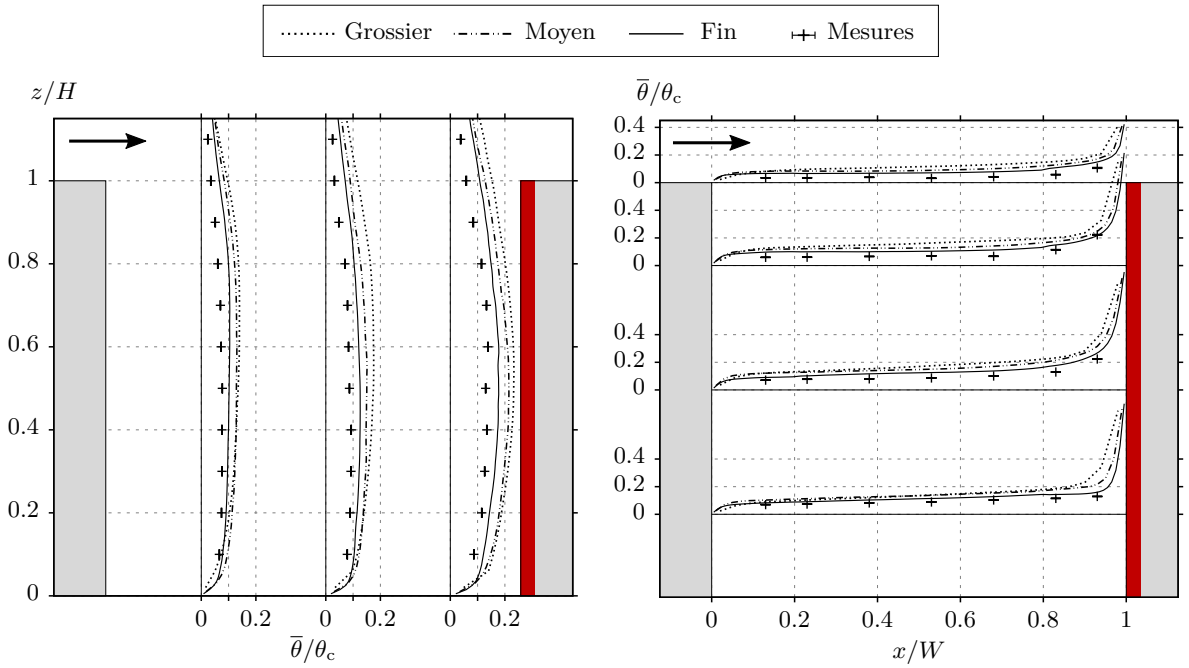
(a) Profils verticaux de $\overline{u}$ (b) Profils horizontaux de $\overline{w}$

FIGURE 3.14 – Profils de vitesse longitudinale $\overline{u}$ et verticale $\overline{w}$ moyennes à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage, pour le cas FV. Le sens du vent est indiqué par une flèche. Les barres d'erreur représentent les écart-types de mesure.

dans le canyon par rapport au maillage grossier, et tout particulièrement dans le tourbillon principal. Le maillage grossier ne permet pas de reproduire le tourbillon secondaire induit par les forces de flottabilité dans la partie inférieure droite du canyon près de la paroi chaude, qui se manifeste par des vitesses longitudinale et verticale de direction opposée à l'écoulement principal. Or, comme nous l'avons vu à la Sec. 1.3.2.3, cette recirculation secondaire contra-rotative est une caractéristique majeure et typique de l'écoulement mixte en rue canyon à échelle réduite dans cette configuration de chauffe. L'utilisation du maillage fin n'a un effet que marginal sur les vitesses moyennes au cœur de l'écoulement, bien qu'il permette d'avoir une résolution plus importante au sein des couches limites en proche-paroi, se manifestant par des vitesses plus élevées (notamment la vitesse verticale le long de la paroi verticale chauffée, visible sur la Fig. 3.14b).

Les températures moyennes sont globalement surestimées par les simulations au sein du canyon comme en témoigne la Fig. 3.15, et ce pour les trois maillages. Elles sont particulièrement élevées proche de la source de chaleur, à savoir la paroi chauffée, au regard des températures mesurées. Ce surplus de chaleur étant advecté par l'écoulement principal, les températures restent également trop élevées dans le cœur de la circulation, bien que les différences avec les valeurs mesurées s'amenuisent en s'éloignant de la paroi chauffée. Cependant, le raffinement progressif du maillage a pour effet une réduction de l'épaisseur de la couche limite thermique le long de la paroi chaude (Fig. 3.15b), qui semble à première vue s'approcher du comportement réel de cette couche limite tel qu'observé au travers des mesures. Cela s'accompagne d'une réduction du flux de chaleur convectif moyen estimé sur cette paroi. Du fait de cette amélioration de la simulation des couches limites thermiques par le raffinement de maillage, les différences entre températures simulées et mesurées s'amenuisent également.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Profils verticaux (b) Profils horizontaux

FIGURE 3.15 – Profils de température moyenne à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage, pour le cas FV. Le sens du vent est indiqué par la flèche. Les barres d'erreur, représentant les écart-types de mesure, sont affichées mais peu visibles compte tenu de l'échelle.

Deux indicateurs de performance, définis par Hanna et Chang [2012], sont sélectionnés pour évaluer les prédictions de la température par les simulations en comparaison aux températures mesurées. En notant θ_p et θ_m la température réduite prédite et mesurée respectivement en un même point, et en utilisant leur moyenne sur l'ensemble des points de mesure (118 au total) symbolisée par l'opérateur $\langle\cdot\rangle$, ces deux indicateurs sont :

- la racine de l'erreur quadratique moyenne normalisée $\sqrt{\text{EQMN}} = \sqrt{\dfrac{\left\langle(\theta_p - \theta_m)^2\right\rangle}{\langle\theta_p\rangle\,\langle\theta_p\rangle}}$,
- la fraction de θ_p se limitant à un facteur 2 de θ_m ($0{,}5 < \theta_p/\theta_m < 2$), notée FAC2.

La Tab. 3.5 regroupe les valeurs de ces indicateurs de performance pour chaque maillage. Ces indicateurs témoignent d'une amélioration constante des prédictions de la température à mesure que le maillage est raffiné. Cette conclusion renforce l'idée que l'utilisation du maillage fin permet d'obtenir des résultats significativement meilleurs qu'avec le maillage moyen sur le plan thermique, bien que son utilisation n'améliore pas sensiblement la dynamique moyenne de l'écoulement simulé par rapport au maillage moyen. En effet, la FAC2 est de 78 % pour le maillage fin, ce qui est plus acceptable que la FAC2 de 64 % obtenu avec le maillage moyen, au regard de la valeur cible de 100 %. De même, la dispersion des valeurs prédites par rapport aux valeurs mesurées, représentée par $\sqrt{\text{EQMN}}$, est significativement moins importante avec le maillage fin qu'avec le maillage moyen. Enfin, le passage du maillage moyen au maillage fin permet, d'après ces indicateurs, une amélioration comparable à celle obtenue en passant du maillage grossier au maillage moyen.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 3.5 – Valeurs des indicateurs de performance associés aux simulations effectuées avec les trois maillages différents.

Indicateur	Valeur cible	Maillage		
		Grossier	Moyen	Fin
$\sqrt{\text{EQMN}}$	0	0,80	0,60	0,38
FAC2	100 %	51 %	64 %	78 %

Conformément à l'ensemble des conclusions tirées de cette analyse de sensibilité au maillage, les simulations dont les résultats sont analysés dans la suite ont été effectuées avec le maillage fin, sur un total de 464 processeurs *Intel Xeon E5-2670* de fréquence 2,60 GHz du centre de calcul *P2CHPD* hébergé par l'Université Lyon 1 (Villeurbanne, France). Elles ont duré chacune 84 h de temps réel et consommé chacune environ 39 000 h CPU. L'utilisation d'un maillage encore plus fin n'a pas été envisagée en raison des besoins prohibitifs en ressources de calcul requis.

3.4.4 Analyse des résultats et validation des simulations

3.4.4.1 Structures moyennes de l'écoulement

La Fig. 3.16 présente les champs de vitesse moyenne dans et au-dessus du canyon pour les cas SV et FV. Dans le cas SV, la recirculation primaire unique, centrée dans le canyon et caractéristique de l'écoulement moyen dans une rue canyon, est correctement reproduite. L'écoulement dans ce cas est accéléré par les forces de flottabilité induites par le chauffage de la paroi sous le vent, et donc plus intense que dans le cas isotherme (conformément aux observations détaillées à la Sec. 1.3.2.3). Cet effet d'intensification est correctement simulé. Dans le cas FV, le tourbillon secondaire contra-rotatif sur la partie inférieure de la paroi chaude ainsi que l'atténuation globale des vitesses moyennes, qui sont les effets principaux de la flottabilité observés dans cette condition de chauffe comme évoqué à la Sec. 1.3.2.3, sont correctement reproduits par les simulations. Le centre du tourbillon principal est, dans ce cas, décalé vers le coin supérieur de la paroi sous le vent comme en témoignent les mesures. Ce décalage est bien reproduit par la simulation, bien que le tourbillon reste plus centré dans le canyon que le tourbillon mesuré. Les légers écarts observés entre les vitesses moyennes simulées et mesurées sont, dans les deux cas, négligeables si l'on prend en compte la variabilité transversale expérimentale évaluée à $\pm 18\,\%$ pour $\overline{u}$ et $\pm 10\,\%$ pour $\overline{v}$ (voir Sec. 3.4.1). Les incertitudes de mesure sont quant à elle très faibles : les erreurs relatives standard sont en moyenne de 3 % pour le cas SV et de 9,5 % pour le cas FV, avec des valeurs d'autant plus faibles que la vitesse est élevée.

Le détail des vitesses moyennes au niveau du toit, proche du coin sous le vent, est fourni sur les Fig. 3.16e et 3.16f pour le cas FV. La présence du bâtiment amont au sein de la couche limite d'approche induit une séparation de l'écoulement au niveau du coin supérieur amont du premier bâtiment. Une zone de faible pression est ainsi créée derrière ce coin le long du toit, induisant une circulation inverse bien visible sur la Fig. 3.16f. Les mesures semblent indiquer qu'en réalité cette zone de recirculation est limitée à la demi longueur amont du toit, limitant de ce fait son interaction avec l'air éjecté du canyon en haut de la paroi sous le vent. Dans le cas des simulations, une partie de cet air éjecté est entraînée en

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

amont du toit par cette recirculation, et la zone d'interaction est à l'origine de contraintes de cisaillement plus importantes que ce qui est observé avec les mesures. Par conséquent, ces différences de comportement de l'écoulement dans cette zone d'interactions représentent une cause possible des différences qui peuvent être relevées en comparant les mesures aux résultats des simulations ailleurs dans le canyon.

3.4.4.2 Production d'énergie cinétique turbulente

La vitesse transversale v n'ayant pas été mesurée au cours de la campagne expérimentale, l'énergie cinétique turbulente K est ici calculée en excluant les fluctuations de cette composante transversale, soit $K = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{w'^2}\right)$. Elle est représentée sur la Fig. 3.17 pour les cas SV et FV. Dans les deux configurations de chauffe, les valeurs les plus grandes sont observées dans la couche de cisaillement (dans la zone $1{,}0 \leq z/H \leq 1{,}5$), conformément aux tendances classiques d'écoulement observées en canopée urbaine, évoquées à la Sec. 1.3.1. Dans cette zone, l'énergie cinétique turbulente simulée est cependant trop importante en comparaison aux valeurs mesurées. Au niveau du toit du bâtiment amont, K est en effet presque deux fois trop importante pour les simulations des cas SV et FV. L'origine de cette surestimation de K peut s'expliquer par un surplus de production dans cette zone du fait de contraintes de cisaillement simulées plus importantes, dues à l'interaction entre l'éjection du canyon et la zone de recirculation comme expliqué à la section précédente (Fig. 3.16f). L'énergie cinétique turbulente produite dans cette zone étant transportée en aval dans le canyon, K a tendance à être également surestimée par les simulations en aval de l'écoulement et dans le canyon, mais de manière moins marquée que dans la couche de cisaillement. Malgré ces différences, la distribution spatiale et les gradients de K sont comparables à ceux observés en soufflerie dans les deux cas. Dans le cas FV, la production importante de K le long de la paroi face au vent, due à l'impact entre l'air froid entrant dans le canyon et l'air plus chaud remontant par flottabilité le long de cette paroi, est correctement reproduite avec la simulation. La production conséquente de K dans cette zone d'impact est une caractéristique majeure des écoulements mixtes dans le cas FV, mise en évidence dans d'autres études expérimentales de configuration semblable (Sec. 1.3.2.3).

Bien que les différences de K dans la couche de cisaillement découlent de dynamiques d'écoulement réellement différentes entre les simulations et les expériences en amont du canyon, les écarts de K observés entre les prédictions et les mesures dans le canyon sont à relativiser au regard des incertitudes de mesure (les erreurs relatives standard sont comprises entre 4 % et 10 % en tout point) ainsi que de la variabilité transversale expérimentale évaluée à ± 15 % (voir Sec. 3.4.1).

3.4.4.3 Champs de température moyens

Les champs de température moyens sont présentés sur la Fig. 3.18. Les mesures de cette température présentent une grande précision, les erreurs relatives standard de mesure dans le canyon étant très faibles pour les deux cas (3 % maximum dans le cas FV et 1 % maximum dans le cas SV) et la variabilité transversale expérimentale évaluée à ± 1 % seulement (voir Sec. 3.4.1). Globalement, les parois chaudes sont à l'origine des hautes températures confinées proche de ces parois, l'air chauffé étant ensuite advecté dans le canyon selon le sens de l'écoulement moyen puis éjecté hors de la canopée, formant un panache thermique qui s'étend au-dessus du bâtiment aval. Le renouvellement de l'air de la canopée dans le cas SV étant

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

plus important du fait des vitesses plus élevées dans la rue, les températures moyennes sont globalement plus faibles au sein du canyon que dans le cas FV.

Comme expliqué à la Sec. 3.4.3 dédiée à l'analyse de sensibilité au maillage, les températures dans le canyon sont globalement surestimées par les simulations du fait d'une surestimation des flux de chaleur convectifs aux parois, liée à la reproduction approximative des couches limites thermiques instables le long des parois chauffées. Dans le cas SV, les températures moyennes au cœur de l'écoulement sont à peu près du même niveau que celles mesurées, mais elles sont surestimées proche de la partie supérieure de la paroi chauffée (et très probablement au sein de la couche limite thermique le long de cette paroi, où la température n'a pas été mesurée). Dans le cas FV, l'évacuation de la chaleur vers l'extérieur de la rue est atténué du fait des vitesses globalement plus faibles. En outre, la paroi chauffée dans ce cas se situe au niveau de l'injection d'air dans la rue, contrairement au cas SV où la paroi chauffée est située directement en amont de la zone d'éjection de cet air, la chaleur étant ainsi directement évacuée hors de la rue. Le surplus de chaleur accumulé dans la rue dans le cas FV, résultant de cette combinaison de phénomènes, peut ainsi expliquer les différences de température plus importantes observées dans ce cas entre les valeurs prédites et mesurées. Les températures simulées témoignent également d'une propagation plus étendue de la chaleur en amont de l'écoulement le long du toit du bâtiment amont, par rapport à ce qu'indiquent les mesures. Ce phénomène est sans doute amplifié par la présence de l'écoulement inverse produit dans la zone de basse pression induite par la séparation de l'écoulement, visible sur la Fig. 3.16f et discuté précédemment, qui favorise l'advection de température plus loin en amont du toit.

D'après les conclusions de l'étude de convergence des solutions réalisée à la Sec. 3.4.3, un raffinement progressif du maillage devrait favoriser la convergence des flux convectifs simulés vers les valeurs réelles, et ainsi améliorer considérablement la prédiction des champs de température moyens. Cependant, le coût de calcul que demanderait un raffinement supplémentaire du maillage est prohibitif pour notre application. Au-delà des différences constatées, le comportement thermique moyen dans les deux cas est correctement simulé et suffisamment précis pour reproduire fidèlement les forces de flottabilité impactant les structures d'écoulement, qui sont sensiblement différentes dans les deux cas.

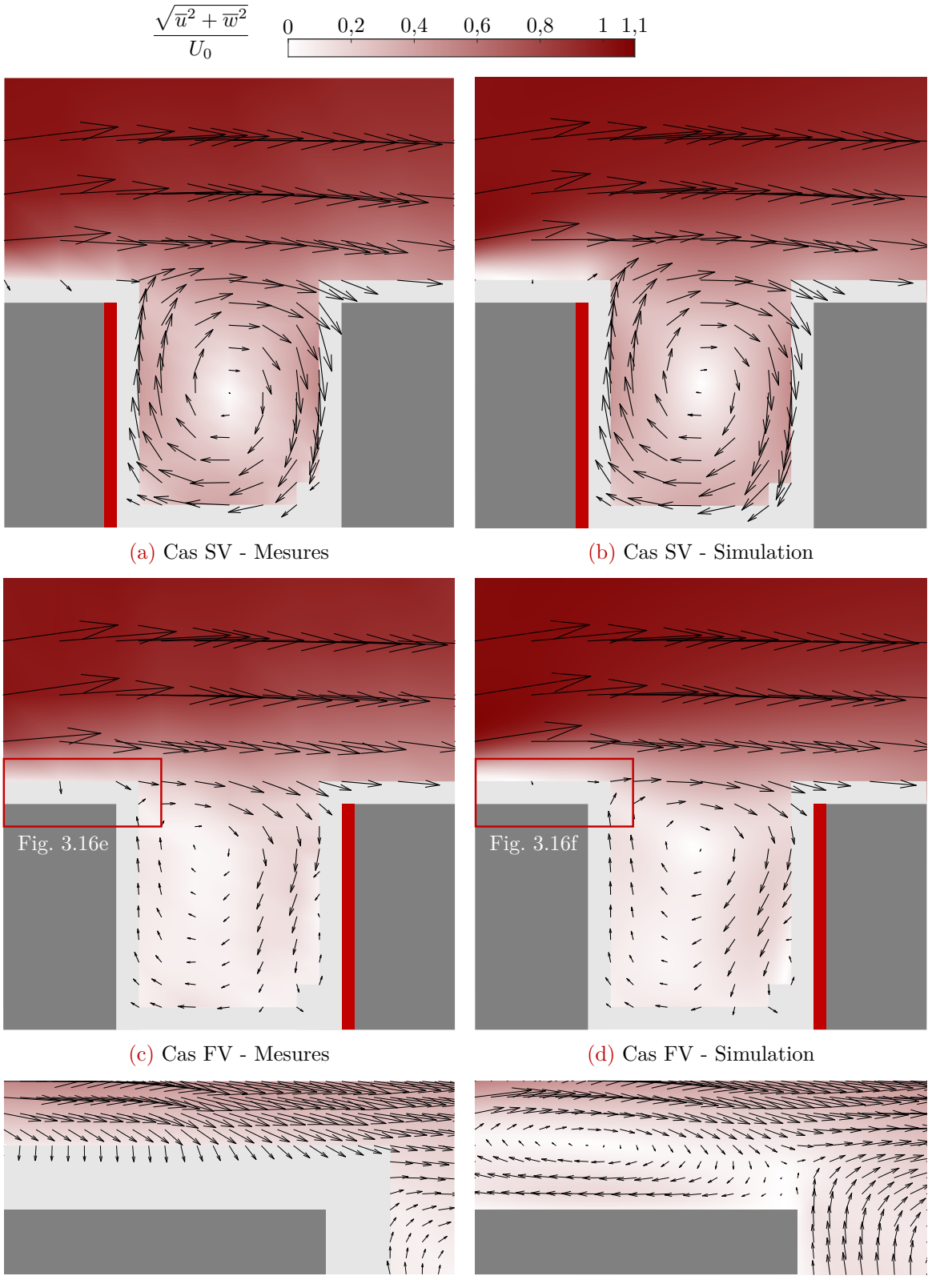
3.4.4.4 Évaluation des flux de chaleur

Le flux de chaleur vertical total moyen $\overline{w\theta}$ se calcule en tout point en sommant la contribution du flux vertical de l'écoulement moyen $\overline{w}\,\overline{\theta}$ et celle du flux de chaleur turbulent vertical moyen $\overline{w'\theta'}$:

$$\overline{w\theta} = \overline{w}\,\overline{\theta} + \overline{w'\theta'} \tag{3.42}$$

Ces flux de chaleur sont particulièrement intéressants pour caractériser la composante sensible Q_{H} du bilan énergétique de la canopée urbaine, en donnant un aperçu de la capacité de l'écoulement à évacuer la chaleur transmise des parois du bâti à l'air dans la canopée vers les couches atmosphériques supérieures. Les structures moyennes et turbulentes de l'écoulement influencent directement l'intensité de ces transferts de chaleur dans et au-dessus de la canopée.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Cas SV - Mesures

(b) Cas SV - Simulation

(c) Cas FV - Mesures

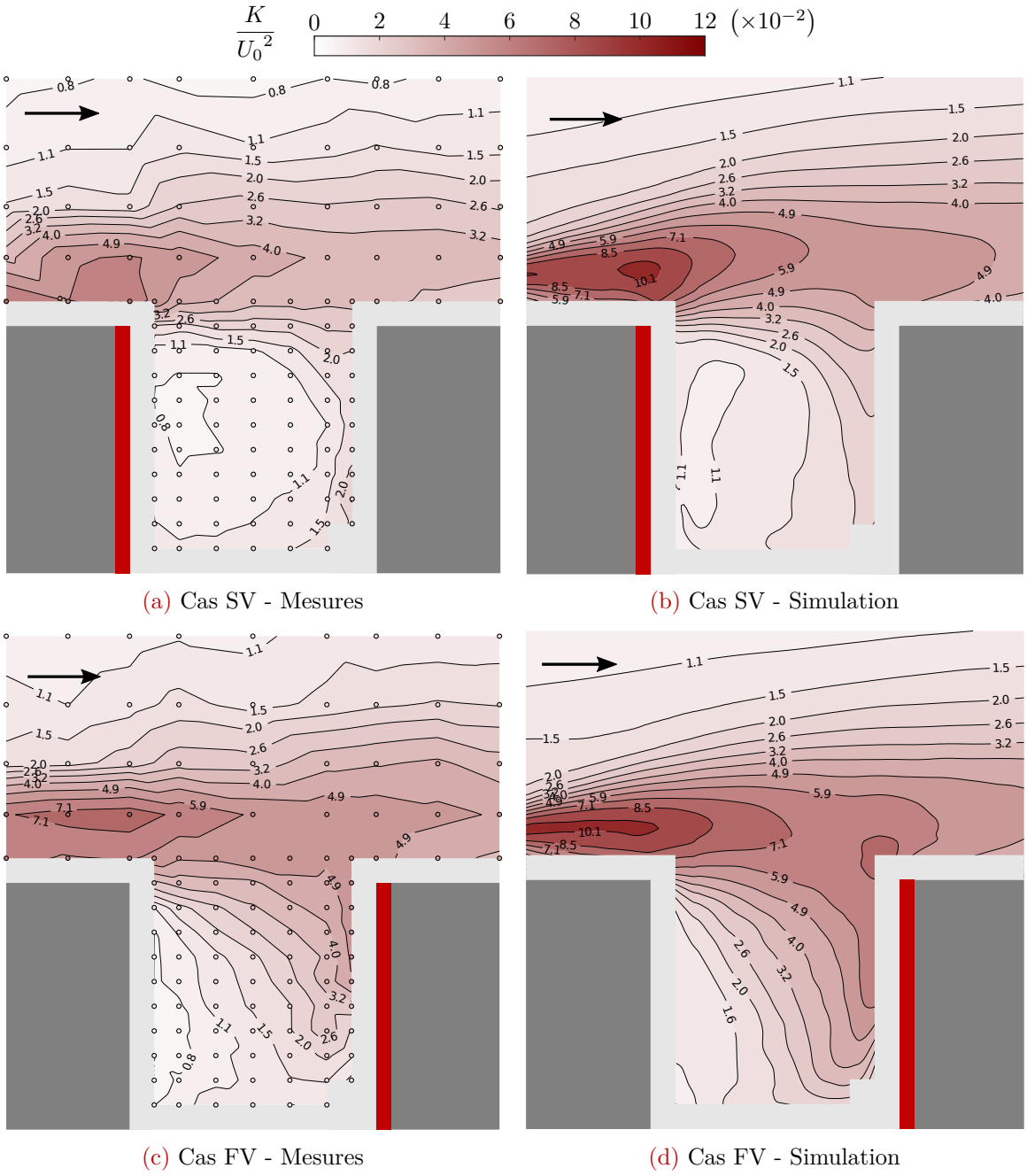
(d) Cas FV - Simulation

(e) Cas FV - Mesures - Détail

(f) Cas FV - Simulation - Détail

FIGURE 3.16 – Vitesses moyennes normalisées et leurs vecteurs dans le plan central du canyon. La taille des vecteurs est proportionnelle à la vitesse. Les erreurs relatives standard de mesure dans le canyon sont en moyenne de 3 % pour le cas SV et de 9,5 % dans le cas FV, avec des valeurs d'autant plus faibles que la vitesse est élevée.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Cas SV - Mesures

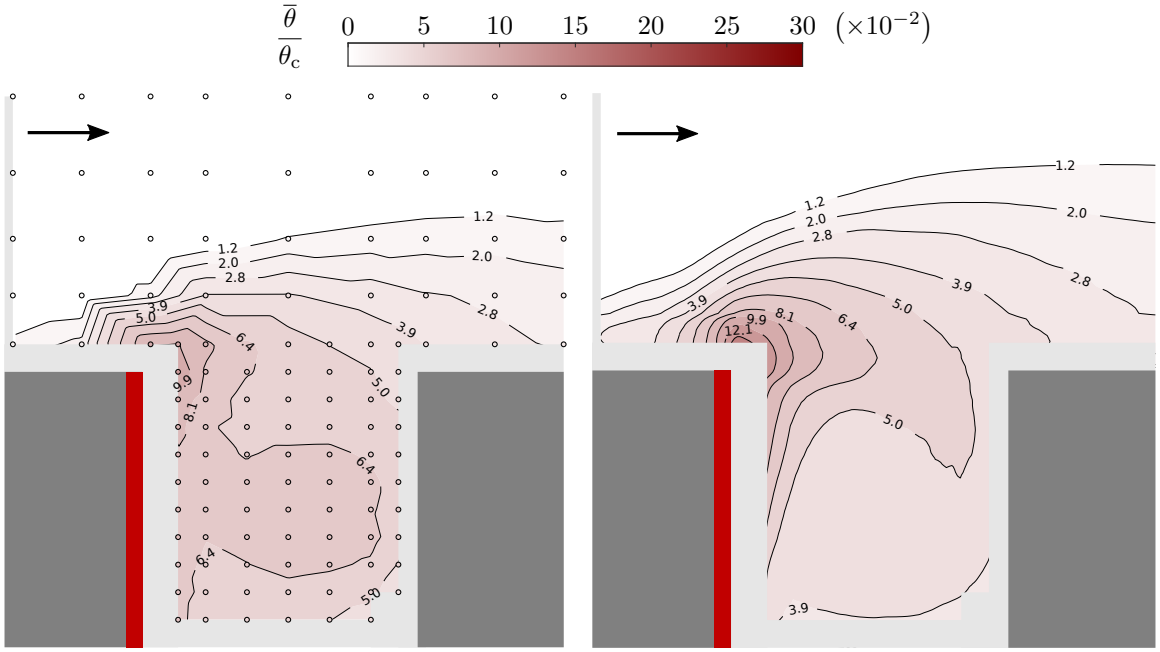
(b) Cas SV - Simulation

(c) Cas FV - Mesures

(d) Cas FV - Simulation

FIGURE 3.17 – Contours de l'énergie cinétique turbulente K normalisée dans le plan central du canyon. L'énergie cinétique turbulente de sous-maille, modélisée, n'est pas prise en compte. Les lignes de contour sont incrémentées de façon logarithmique, de manière à mettre en avant les valeurs de K dans le canyon qui sont plus faibles que dans la couche de cisaillement. Le sens du vent est indiqué par la flèche. Les erreurs relatives standard de mesure sont comprises entre 4 % et 10 % en tout point.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Cas SV - Mesures

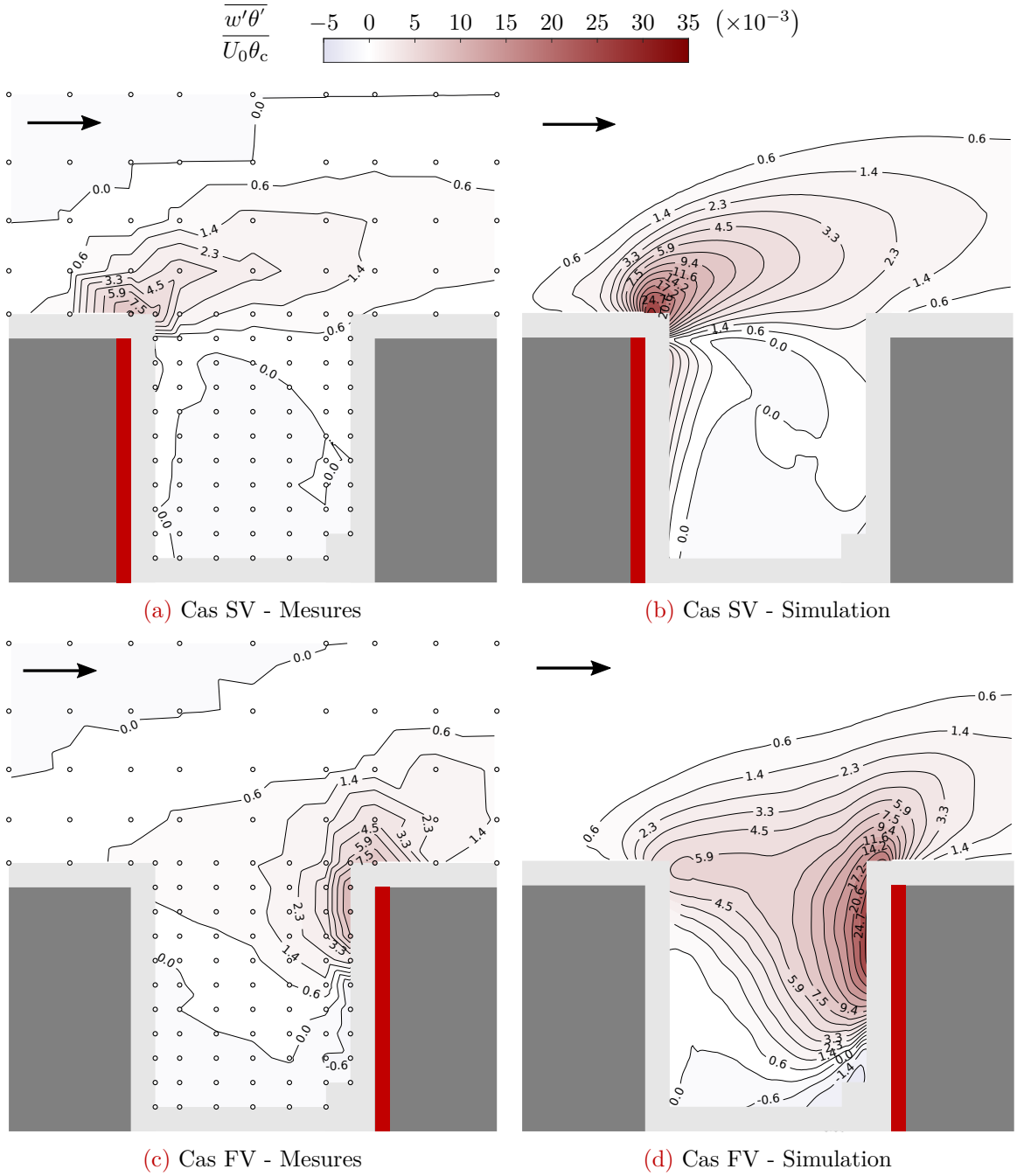
(b) Cas SV - Simulation

(c) Cas FV - Mesures

(d) Cas FV - Simulation

FIGURE 3.18 – Contours de la température moyenne θ normalisée dans le plan central du canyon. Les lignes de contour sont incrémentées de façon logarithmique, de manière à mettre en avant les valeurs de θ dans le canyon et ne pas concentrer les contours trop proche des parois chauffées. Le sens du vent est indiqué par la flèche. Les erreurs relatives standard de mesure dans le canyon sont de 3 % maximum dans le cas FV et 1 % maximum dans le cas SV.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Cas SV - Mesures

(b) Cas SV - Simulation

(c) Cas FV - Mesures

(d) Cas FV - Simulation

FIGURE 3.19 – Contours du flux de chaleur turbulent normalisé dans le plan central du canyon. Le flux de chaleur turbulent de sous-maille, modélisé, n'est pas pris en compte. Les lignes de contour sont incrémentées de façon linéaire. Le sens du vent est indiqué par la flèche. Les erreurs relatives standard de mesure en tout point sont en moyenne de 7 % pour le cas SV (maximum 11 %) et de 12 % dans le cas FV (maximum 18 %).

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

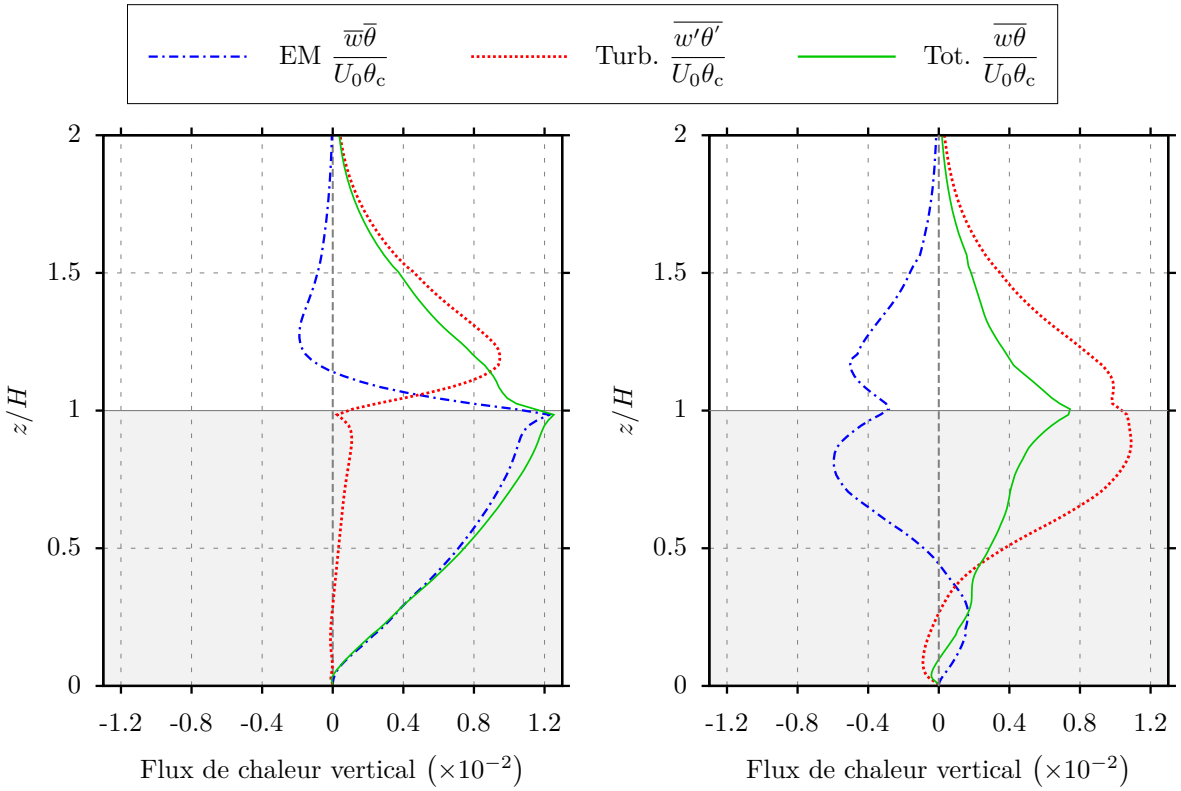
Les flux de chaleur turbulents verticaux moyens sont représentés sur la Fig. 3.19. Dans le cas SV, la simulation comme les mesures montrent que ce flux turbulent reste localisé dans la couche de cisaillement où l'énergie cinétique turbulente est la plus importante, et notamment au niveau de la zone d'éjection de cette chaleur au sommet de la paroi chauffée. Bien qu'en partie masqué sur la Fig. 3.19b, le flux turbulent est également positif le long de la paroi chauffée dans le canyon et croissant avec la hauteur. Dans le cas FV, le flux de chaleur turbulent se concentre sur la partie supérieure de la paroi chauffée qui, comme nous l'avons vu plus haut, est une zone de forte production d'énergie cinétique turbulente.

Bien que la localisation et la distribution de ce flux de chaleur turbulent vertical concordent plutôt bien avec les mesures, les valeurs simulées sont en revanche trop élevées par rapport aux valeurs mesurées, et ce pour les deux cas SV et FV. Globalement, ces valeurs simulées correspondent à plus du double des valeurs mesurées, et peuvent être jusqu'à quatre fois supérieures dans les zones où le flux turbulent est le plus important. Ainsi, même en prenant en compte les erreurs relatives standard de mesure qui sont en moyenne de 7 % pour le cas SV et de 12 % dans le cas FV, ainsi que la variabilité transversale expérimentale évaluée à $\pm 30\,\%$ (voir Sec. 3.4.1), les valeurs de ce flux turbulent prédites par les simulations en tout point apparaissent surestimées de manière significative (d'un facteur 2 à un facteur 4). D'après l'observation des fluctuations moyennes de température simulées (qui ne sont pas présentées ici), il apparaît que ces dernières sont fortement surestimées par rapport aux fluctuations mesurées, ce qui explique très certainement la surestimation des flux de chaleur turbulents verticaux dans les deux cas, en plus du fait que les fluctuations de vitesse (représentées par K) sont elles aussi surestimées, tout particulièrement dans la couche de cisaillement comme nous l'avons vu à la Sec. 3.4.4.2.

La Fig. 3.20 donne les profils verticaux des différents flux de chaleur verticaux simulés, moyennés selon x. Dans les deux cas, le flux total moyen augmente avec l'altitude dans la rue du fait de la chaleur transmise à l'air par convection au niveau des parois chauffées, jusqu'en haut de la rue (au niveau de l'interface $z/H = 1$ entre la rue et la couche atmosphérique au-dessus) où le flux est maximal. Le flux total moyen décroît ensuite avec l'altitude au-dessus de la rue, la chaleur étant transportée horizontalement en aval du canyon. La quantité de chaleur évacuée est presque deux fois plus importante dans le cas SV que dans le cas FV. En effet, dans le cas SV les transferts convectifs sont favorisés par l'intensification de l'écoulement moyen (décrite à la Sec. 3.4.4.1) et la chaleur est directement éjectée de la rue, l'air ne pouvant se refroidir au contact des autres parois à température ambiante comme dans le cas FV. Dans ce dernier cas, les vitesses d'air moyennes dans la rue sont atténuées par rapport au cas SV par les forces de flottabilité, limitant ainsi les transferts convectifs. Ces observations montrent à quel point la flottabilité peut influencer les transferts de chaleur sensible. En conditions de convection forcée pure (sans effets des forces de flottabilité sur l'écoulement), les coefficients d'échange convectifs moyens sur les parois chauffées sont jusqu'à deux fois plus faibles dans le cas SV que dans le cas FV (voir Sec. 1.3.2.1). Or, nous voyons que dans la configuration d'écoulement mixte présentée ici, la tendance est inversée.

Dans le cas FV, le flux de chaleur turbulent domine le transport vertical de chaleur total dans la moitié supérieure du canyon ($0{,}5 < z/H < 1$), comme en témoigne la Fig. 3.20b. La production importante de turbulence sur la partie supérieure de la paroi chauffée (liée aux forces de flottabilité) permet d'évacuer une partie de la chaleur en dehors du canyon par transport turbulent vertical ascendant. Ainsi, ce transport turbulent positif s'oppose dans

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Cas SV (b) Cas FV

FIGURE 3.20 – Profils verticaux des flux de chaleur verticaux moyens normalisés, simulés pour les cas SV et FV : de l'écoulement moyen (EM) $\overline{w}\overline{\theta}$, turbulent $\overline{w'\theta'}$ et total $\overline{w\theta}$ (somme des deux précédents). Pour tout z, la valeur de flux donnée correspond au flux intégré selon x (sur $0 < x/W < 1$ pour $z/H < 1$ et sur toute la longueur du domaine pour $z/H > 1$) et rapporté à l'unité de surface de la rue afin d'assurer la continuité des valeurs à l'interface $z/H = 1$.

cette zone au flux moyen ($\overline{w}\overline{\theta}$) négatif généré par l'advection moyenne de la chaleur depuis la paroi chauffée jusqu'aux autres parois plus froides, qui absorbent une partie de cette chaleur. Sur la partie inférieure du canyon, le flux dominant lié à l'écoulement moyen ($\overline{w}\overline{\theta}$) est positif en raison du tourbillon secondaire contra-rotatif mis en évidence à la Sec. 3.4.4.1, induisant un courant ascendant le long de la paroi chaude. Dans le cas SV, le flux de chaleur vertical total dans la rue est principalement lié à l'advection de chaleur par l'écoulement moyen ($\overline{w}\overline{\theta}$), le flux turbulent étant en comparaison négligeable d'après la Fig. 3.20a (pour rappel, le niveau d'énergie cinétique turbulente dans la rue est plus faible que dans le cas FV). Ainsi, dans ce cas, la surestimation des flux de chaleur turbulents par les simulations est moins problématique que dans le cas FV. Toutefois, bien que les vitesses moyennes soient correctement estimées par les simulations, le flux de chaleur total moyen sera surestimé par rapport aux mesures en raison de la surestimation des températures moyennes par les simulations (voir Sec. 3.4.4.3). Dans la couche de cisaillement au-dessus de la rue, le flux turbulent domine le transport de chaleur dans les deux cas, ce qui démontre que la surestimation de ce flux par les simulations dans le cas FV comme dans le cas SV peut être problématique, notamment pour évaluer précisément la composante sensible Q_H du bilan énergétique global de la canopée.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Conclusions du chapitre

Dans ce chapitre, le solveur aéraulique basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau et implémenté au sein du logiciel *ProLB* a été présenté. Au travers d'un bref historique présentant les différentes applications de méthodes LBM aux écoulement urbains isothermes, nous avons pu mettre en avant le potentiel de *ProLB* pour les simulations des écoulements mixtes en canopée urbaine, où les effets de la flottabilité sur les structures d'écoulement sont importants.

Des simulations dans une configuration de rue canyon à échelle réduite ont été réalisées avec ce solveur, reproduisant des écoulements de convection mixte caractérisés au cours d'une campagne de mesures expérimentale effectuée en soufflerie. Les simulations se sont révélées particulièrement précises et fidèles pour reproduire les structures moyennes d'écoulement caractéristiques influencées par les forces de flottabilité lorsque les parois sous le vent ou face au vent respectivement sont chauffées, ainsi que les niveaux de turbulence au sein du canyon et dans la couche de cisaillement au-dessus. D'un point de vue thermique, le solveur *ProLB* et les modèles associés, qui ont été décrits dans la première partie de ce chapitre, sont capables de simuler le comportement thermique global avec fidélité dans les deux cas SV et FV, en donnant des champs de température et de flux de chaleur dont la distribution spatiale et les gradients sont comparables aux champs mesurés. Les solutions fournies par les simulations présentent toutefois une tendance à la surestimation des transports de chaleur, qui se manifeste par des valeurs moyennes de température trop élevées dans le canyon et dans la zone de fort cisaillement au-dessus de la canopée, de même que des flux de chaleur turbulents trop importants. Il peut être supposé que la surestimation des flux convectifs aux parois, liée à la dynamique des couches limites thermiques simulées, est au moins en partie à l'origine de ces différences constatées par comparaison aux mesures. Toutefois, il est difficile d'évaluer avec précision les sources d'erreur liées au modèle CFD sans autre information sur les phénomènes réels ayant lieu proche-paroi, qui n'ont pas été caractérisés expérimentalement.

En dépit de ces réserves, nous pouvons noter que les effets des forces de flottabilité sont correctement estimés malgré le recours à l'approximation de Boussinesq en dehors de ses limites de validité. Cela conforte d'autant plus fortement sur la robustesse du solveur *ProLB* pour les simulations d'écoulements de convection mixte urbaine à échelle réelle et dans des conditions réalistes, où les différences de température entre les surfaces et l'air sont réduites par rapport aux conditions thermiques en soufflerie à échelle réduite.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Chapitre 4

Couplage des solveurs et cas d'étude micro-météorologique

Sommaire

Introduction 140
4.1 Modélisation de la dynamique thermique des parois 140
4.1.1 Rôle clé des températures de surface du bâti 140
4.1.2 Résolution de l'équation de la chaleur dans les parois 141
4.1.3 Avancement temporel et bilan surfacique 143
4.2 Principe du couplage des solveurs 143
4.2.1 Enjeux du couplage au regard des objectifs 143
4.2.2 Approches de couplage pour les études microclimatiques urbaines 144
4.2.2.1 Échelles de temps caractéristiques 144
4.2.2.2 Stratégies de couplage adaptées 145
4.2.2.3 Cas particulier de la LES 147
4.2.3 Principe de couplage retenu 148
4.2.3.1 Interfaçage numérique 149
4.2.3.2 Algorithme de résolution temporelle 151
4.3 Validation du couplage en cavité 3D différentiellement chauffée remplie d'un mélange de gaz participant 152
4.3.1 Description de la configuration 152
4.3.2 Paramètres numériques 154
4.3.3 Validation 156
4.3.4 Conclusions de l'étude 159
4.4 Étude de l'influence des interactions IRT/atmosphère dans une rue canyon 160
4.4.1 Configuration d'étude et méthodologie 161
4.4.1.1 Description de la configuration d'étude 161
4.4.1.2 Procédure de simulations 164
4.4.2 Description des simulations et analyse des résultats 165
4.4.2.1 Étape 1 : Initialisation thermique de la scène 165
4.4.2.2 Étape 2−1 : Analyse de sensibilité au maillage à l'instant de référence 168
4.4.2.3 Étape 2−2 : Effets de la flottabilité sur l'écoulement 171
4.4.2.4 Étape 2−3 : Analyse des effets des interactions IRT/atmosphère sur l'écoulement 176
4.4.2.5 Étape 3 : Simulations couplées dynamiques 181
4.4.2.6 Discussion des résultats 190
4.4.2.7 Pistes d'amélioration 192
Conclusions du chapitre 195

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Introduction

Ce chapitre final se concentre sur la mise en place de simulations micro-météorologiques détaillées, dans une configuration de rue canyon semblable à celles qui ont servi au cas d'étude radiatif du Chap. 2 et au cas de validation aéraulique du Chap. 3, mais à échelle réelle et avec des conditions thermo-radiatives plus réalistes. Ces simulations seront effectuées à partir d'un solveur micro-météorologique basé sur le couplage entre le solveur radiatif présenté au Chap. 2 d'une part, et le solveur aéraulique *ProLB* présenté au Chap. 3 d'autre part, auxquels est adjoint un compartiment de modélisation de la dynamique thermique des parois du bâti et de l'évolution temporelle des températures de surface.

Dans un premier temps, le principe et la méthodologie de couplage seront présentés, en justifiant notamment les choix d'interfaçage numérique et de synchronisation temporelle de ces solveurs au regard de l'application visée. Avant d'appliquer ce solveur couplé, le couplage sera validé au travers de simulations de convection naturelle en cavité différentiellement chauffée. Dans la dernière partie du chapitre, les objectifs de thèse seront abordés au travers des simulations micro-météorologiques. Nous chercherons en effet, avec ces simulations, à déterminer le degré d'importance de l'impact des interactions entre rayonnement Infrarouge Thermique Terrestre (IRT) et atmosphère urbaine sur les structures moyennes et turbulentes de l'écoulement, ainsi que sur le bilan énergétique de la rue et l'évolution temporelle des conditions micro-météorologiques dans la rue, en période de rafraîchissement sous des conditions météorologiques réalistes.

4.1 Modélisation de la dynamique thermique des parois

4.1.1 Rôle clé des températures de surface du bâti

En milieu urbain, les échanges radiatifs et convectifs, ainsi que la quantité de chaleur stockée dans le bâti, dépendent fortement des températures des surfaces extérieures du bâti. Nous avons vu en effet au Chap. 1 que la température de surface est une grandeur clé des interactions micro-météorologiques dans la canopée urbaine, étroitement liée au phénomène d'Îlot de Chaleur Urbain (ICU) et conditionnant par là-même les microclimats urbains. Elle dépend notamment de la composition des parois du bâti, des propriétés thermiques et radiatives de surface ou encore de la morphologie du bâti et son environnement.

L'évaluation des températures de surface nécessite de modéliser la dynamique thermique des parois, en lien avec les conditions thermiques intérieures, et d'établir un bilan de chaleur au niveau de ces surfaces qui va dépendre entre autres des sollicitations convectives et radiatives. D'un point de vue temporel, une légère évolution de la dynamique d'un de ces phénomènes peut impliquer une modification substantielle de la dynamique des autres phénomènes thermiques au travers des bilans de chaleur surfaciques et des températures de surface. En ce sens, la température de surface extérieure est une variable charnière de la modélisation micro-météorologique.

Si l'on s'en réfère aux observations faites pour le cas d'étude du Chap. 2 (entre autres), la différence de température entre les surfaces extérieures du bâti et l'air dans la canopée est le principal facteur déterminant l'atténuation du rayonnement IRT émis par ces surfaces dans l'air. De même, une surface de température importante peut modifier sous certaines

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

conditions l'écoulement dans la rue, comme nous l'avons expliqué à la Sec. 1.3.2 et démontré avec le cas de validation du Chap. 3. La modélisation de la distribution spatiale des températures de surface et de leur évolution dans le temps est donc une nécessité, dès lors que l'on s'intéresse à la dynamique micro-météorologique de la zone urbaine étudiée, par exemple sous des conditions météorologiques qui varient dans le temps.

Afin d'intégrer la dynamique thermique des parois dans nos simulations couplées et, ce faisant, modéliser la variation du stockage de chaleur dans le tissu urbain, un modèle simplifié de transfert de chaleur en paroi solide a été développé. Le solveur résultant, appelé solveur solide, est présenté dans les sections suivantes.

4.1.2 Résolution de l'équation de la chaleur dans les parois

Les flux de chaleur dans les parois des bâtiments revêtent un caractère tri-dimensionnel et souvent très hétérogène spatialement. La modélisation précise du comportement thermique des bâtiments sort néanmoins du cadre de cette thèse, et nous avons donc préféré nous limiter à une modélisation simplifiée de ces transferts. En effet, seules les températures des surfaces extérieures ainsi que l'estimation des flux de chaleur stocké ou déstocké dans ces parois nous intéressent, la manière dont cette chaleur se répartit dans les bâtiments nous important peu. Nous pouvons donc nous contenter de modéliser de manière plutôt grossière cette dynamique de stockage en première approche.

Comme expliqué à la Sec. 2.1.4, le domaine radiatif est en partie borné par les surfaces extérieures des parois du bâti, sur lesquelles sont appliquées des conditions limites radiatives. Dans le solveur radiatif, ces surfaces sont discrétisées en concordance avec les cellules du maillage radiatif, les faces des cellules radiatives adjacentes aux parois définissant en effet des facettes surfaciques, chacune présentant une température de surface extérieure $T_{\mathrm{s,ext}}$ et des propriétés radiatives uniformes. Ces mêmes facettes radiatives sont utilisées pour modéliser la conduction de chaleur dans les parois. Le maillage surfacique du solveur radiatif et celui du solveur solide sont donc identiques, formant un ensemble de facettes solides communes. Pour simplifier le modèle, la conduction thermique est supposée uni-directionnelle dans la direction normale à chaque facette. Les ponts thermiques éventuels ainsi que les gradients de température subsistant dans les autres directions au sein de la paroi ne sont donc pas pris en compte. Le flux de chaleur stocké ou déstocké dans une paroi solide par conduction est alors déterminé en résolvant l'équation de conduction de la chaleur 1D sur toute l'épaisseur de la paroi. Pour cela, chaque facette du domaine est associée à un schéma conductif qui dépend de la composition de la paroi à laquelle elle appartient.

Le principe de discrétisation de la paroi est illustré sur la Fig. 4.1. Chaque paroi est constituée de L couches successives d'indices $l = 1, \cdots, L$ de l'extérieur vers l'intérieur, chaque couche d'épaisseur e_l [m] présentant des propriétés thermiques homogènes que sont la masse volumique ρ_l $\left[\mathrm{kg\,m^{-3}}\right]$, la conductivité thermique k_l $\left[\mathrm{W\,m^{-1}\,K^{-1}}\right]$ et la capacité thermique massique c_l $\left[\mathrm{J\,kg^{-1}\,K^{-1}}\right]$ du matériau la composant. La capacité thermique volumique du matériau est $C_l = \rho_l c_l$ $\left[\mathrm{J\,m^{-3}\,K^{-1}}\right]$. Chaque couche d'indice l est discrétisée selon un nombre P_l de sous-couches centrées sur les nœuds d'indices $p = 1, \cdots, P_l$, chaque sous-couche ayant une épaisseur $\Delta x_{l,p}$ [m]. Ces sous-couches sont uniformément raffinées selon un facteur r_l de l'intérieur vers l'extérieur de la paroi. Cela permet de concentrer les nœuds de calcul proches de la surface extérieure, où les gradients de température et donc la diffusion de chaleur

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

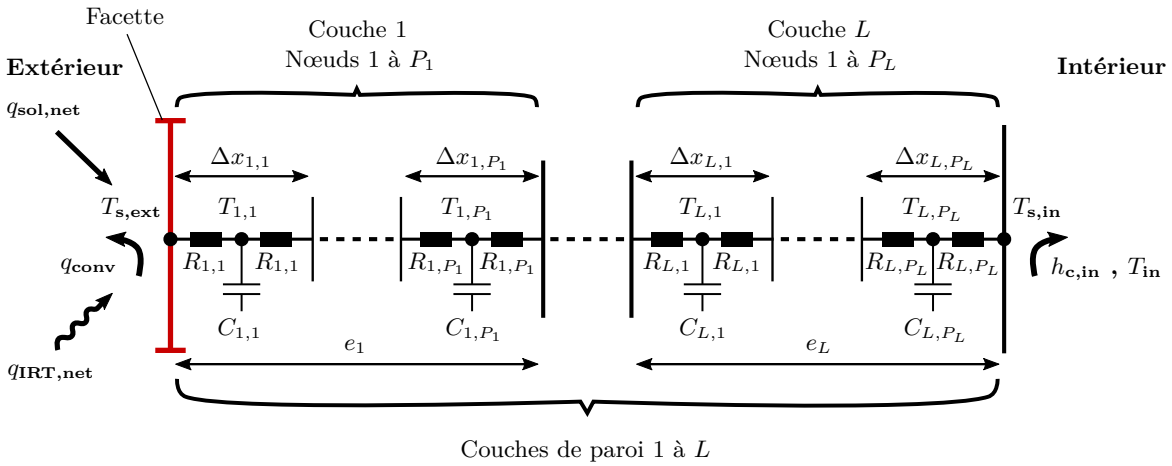


FIGURE 4.1 – Schéma de principe de la discrétisation 1D d'une paroi solide soumise à des sollicitations thermiques extérieures (flux convectif q_{conv}, flux solaire net $q_{\text{sol,net}}$ et flux IRT net $q_{\text{IRT,net}}$) et intérieures (flux global échangé avec l'ambiance intérieure à T_{in} représenté par un coefficient d'échange global $h_{\text{c,in}}$). Les résistances et les capacités équivalentes sont représentées selon une analogie électrique.

seront plus importants du fait des sollicitations extérieures (solaires, IRT et convectives), prédominantes dans l'apport de chaleur à la paroi. La dynamique temporelle de ces sollicitations peut en outre être très fluctuante, par exemple avec des apports solaires pouvant varier brusquement d'un pas de temps à l'autre du fait des ombrages.

L'équation discrétisée dans l'espace suivant la méthode des volumes finis et gouvernant l'évolution de la température sur le nœud p de la couche l s'écrit :

$$C_l \Delta x_{l,p} \frac{\partial T_{l,p}}{\partial t} = K^-_{l,p}\left(T^-_{l,p} - T_{l,p}\right) + K^+_{l,p}\left(T^+_{l,p} - T_{l,p}\right) \tag{4.1}$$

où $K^-_{l,p}, K^+_{l,p}$ et $T^-_{l,p}, T^+_{l,p}$ sont les conductances thermiques $\left[\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}\right]$ et les températures amont et aval du nœud (de l'extérieur vers l'intérieur). En adoptant les notations de la Fig. 4.1, ces grandeurs s'expriment de la manière suivante :

$$\left\{K^-_{l,p}, T^-_{l,p}\right\} = \begin{cases} \left\{\dfrac{1}{R_{1,1}}, T_{\text{s,ext}}\right\} & l = 1\ ,\ p = 1 \\ \left\{\dfrac{1}{R_{l,1} + R_{l-1,P_{l-1}}}, T_{l-1,P_{l-1}}\right\} & l = 2, \cdots, L\ ,\ p = 1 \\ \left\{\dfrac{1}{R_{l,p} + R_{l,p-1}}, T_{l,p-1}\right\} & l = 1, \cdots, L\ ,\ p = 2, \cdots, P_l \end{cases} \tag{4.2}$$

$$\left\{K^+_{l,p}, T^+_{l,p}\right\} = \begin{cases} \left\{\dfrac{1}{R_{L,P_L}}, T_{\text{s,in}}\right\} & l = L\ ,\ p = P_L \\ \left\{\dfrac{1}{R_{l,P_l} + R_{l+1,1}}, T_{l+1,1}\right\} & l = 1, \cdots, L-1\ ,\ p = P_l \\ \left\{\dfrac{1}{R_{l,p} + R_{l,p+1}}, T_{l,p+1}\right\} & l = 1, \cdots, L\ ,\ p = 1, \cdots, P_l - 1 \end{cases} \tag{4.3}$$

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

où $R_{l,p} = \dfrac{\Delta x_{l,p}}{2k_l}$ est la résistance thermique $\left[\mathrm{m^2\,K\,W^{-1}}\right]$ associée au nœud, avec $\Delta x_{l,p} = e_l \dfrac{(r_l)^{p-1}}{\sum_{p=1}^{P_l}(r_l)^{p-1}}$. $T_{\mathrm{s,in}}$ désigne la température sur le nœud de surface intérieure.

4.1.3 Avancement temporel et bilan surfacique

L'avancement en temps de l'Eq. 4.1 se fait avec un schéma d'Euler explicite, ce qui rend la solution totalement explicite en temps. En fixant le pas de temps Δt [s], les températures au temps $t + \Delta t$ sont donc calculées à partir des températures au temps t. Une fois les nouvelles températures calculées sur tous les nœuds au temps $t+\Delta t$, un bilan des flux est réalisé sur les nœuds de surface extérieur et intérieur afin de déterminer les nouvelles températures $T_{\mathrm{s,ext}}$ et $T_{\mathrm{s,in}}$ au temps $t + \Delta t$. Les échanges thermiques sur les surfaces intérieures sont modélisés de manière simplifiée, avec un coefficient d'échange intérieur global $h_{\mathrm{c,int}}$ $\left[\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}\right]$ et en considérant une ambiance intérieure de température T_{in} uniforme. La surface extérieure est quant à elle soumise à un flux convectif q_{conv}, un flux radiatif solaire net $q_{\mathrm{sol,net}}$ et un flux radiatif IRT net $q_{\mathrm{IRT,net}}$, d'unité $\left[\mathrm{W\,m^{-2}}\right]$. Les bilans intérieur et extérieur s'écrivent alors :

$$T_{\mathrm{s,in}}^{t+\Delta t} = \frac{\left(h_{\mathrm{c,in}} T_{\mathrm{in}} + \dfrac{1}{R_{L,P_L}} T_{L,P_L}^{t+\Delta t}\right)}{\dfrac{1}{R_{L,P_L}} + h_{\mathrm{c,in}}} \tag{4.4}$$

$$T_{\mathrm{s,ext}}^{t+\Delta t} = \frac{q_{\mathrm{conv}} + q_{\mathrm{sol,net}} + q_{\mathrm{IRT,net}}}{K_{1,1}} + T_{1,1}^{t+\Delta t} \tag{4.5}$$

Le critère de stabilité des schémas numériques pour chaque nœud p de la couche l est donné par la condition [Blomberg, 1996] :

$$\Delta t < \frac{C_l \Delta x_{l,p}}{K_{l,p}^{-} + K_{l,p}^{+}} \tag{4.6}$$

4.2 Principe du couplage des solveurs

4.2.1 Enjeux du couplage au regard des objectifs

Le couplage de deux solveurs (ou plus) implique le raccordement de différents compartiments de calcul traitant chacun d'un aspect physique du problème étudié. Chaque compartiment calcule des variables propres qui lui sont associées, en considérant un certain nombre de variables d'entrée nécessaires à ces calculs. Lors d'un couplage multi-physiques, il est donc nécessaire de faire communiquer les compartiments entre eux afin que les variables communes à ces différents compartiments soient échangées en continu. Le principe de couplage des compartiments est étroitement lié au type de problème traité et à la configuration étudiée. Dans le domaine de la physique du bâtiment ou de l'étude des microclimats urbains, de nombreux travaux se sont déjà penchés sur la question du couplage entre simulation de la dynamique thermique du bâti (à partir de modèles de transfert de chaleur plus ou moins simplifiés) et simulation plus ou moins détaillée des ambiances climatiques intérieures et/ou extérieures.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Nous avons pu évoquer à la Sec. 1.1.6 l'importance de la prise en compte des spécificités climatiques de l'environnement d'un bâtiment, afin d'estimer correctement ses besoins énergétiques en chauffage et refroidissement ainsi que le confort intérieur, d'autant plus dans un contexte urbain avec des conditions de surchauffe estivale de plus en plus prégnantes. Dans cette optique, des études couplant modèle de bâtiment et modèle microclimatique urbain ont pu être réalisées. Une revue de ces différents travaux a notamment été effectuée par Lauzet *et al.* [2019] et Rodler *et al.* [2021]. Dans le cadre des études climatiques urbaines, l'élaboration de modèles micro-météorologiques nécessite l'utilisation de différents compartiments physiques (aéraulique, radiatif, solide, hydrique, etc), souvent développés par étapes, le couplage entre ces différents compartiments étant constamment adapté de manière à pouvoir effectuer des analyses dynamiques robustes. Le développement de tels modèles couplés a été décrit dans les travaux de Athamena *et al.* [2018], Girard *et al.* [2018], Kubilay *et al.* [2018] et Schrijvers *et al.* [2019] entre autres.

Le solveur micro-météorologique répondant aux objectifs de cette thèse se classe dans la catégorie des modèles de micro-échelle détaillés haute résolution en géométrie explicite, ayant recours à la Computational Fluid Dynamics (CFD). Néanmoins, les solveurs existants de cette catégorie, tels que *ENVI-met* ou *SOLENE-Microclimat* (présentés à la Sec. 1.1.3), ne sont pas à même de répondre aux exigences des objectifs fixés. En effet, ils sont basés sur des approches Reynolds-Averaged Navier-Stokes (RANS) et non Large Eddy Simulation (LES) pour résoudre les écoulements d'air. De plus, au regard des solveurs radiatifs qu'ils intègrent, ils ne peuvent pas prendre en compte les interactions entre rayonnement IRT et atmosphère au sein de la canopée urbaine, qui représentent le point clé de la problématique de cette thèse. C'est pourquoi un nouveau solveur micro-météorologique a été développé, en se basant sur le couplage du solveur radiatif urbain présenté au Chap. 2 et du solveur Lattice Boltzmann Method (LBM)-LES *ProLB* présenté au Chap. 3. Bien que ce solveur puisse en théorie être appliqué à l'échelle d'un quartier (avec toutefois des géométries de bâtiments simplifiées), les ressources de calcul qu'il mobilise restreignent à l'heure actuelle son application à l'échelle de la rue, sans quoi il faudrait dégrader significativement la résolution spatiale du maillage et donc la précision des simulations. Les aspects liés à la végétation ou encore aux transferts de chaleur latents ne sont pas abordés dans le cadre de cette thèse, c'est pourquoi nous nous focaliserons uniquement sur le couplage entre compartiments solide, aéraulique et radiatif.

Dans les sections suivantes, nous introduisons les approches de couplage possibles dans le cadre des études microclimatiques urbaines, pour ensuite présenter le principe de couplage retenu pour nos travaux, et plus spécifiquement l'interfaçage des solveurs ainsi que le principe d'avancement temporel du solveur couplé.

4.2.2 Approches de couplage pour les études microclimatiques urbaines

4.2.2.1 Échelles de temps caractéristiques

Dans un modèle urbain couplé, les échelles temporelles des différents compartiments diffèrent de plusieurs ordres de grandeur, étant donnés les temps caractéristiques des phénomènes physiques qu'ils simulent :

- L'échelle de temps caractéristique aéraulique, qui découle notamment des échelles spatio-temporelles de la turbulence, est très petite devant les échelles de temps des autres phénomènes (à l'exception des transferts radiatifs qui sont instantanés). Si un

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

modèle CFD est utilisé, l'approche RANS permet de s'affranchir de la résolution temporelle de l'écoulement en fournissant des solutions stationnaires dont l'aspect turbulent est entièrement modélisé. La dynamique de l'écoulement dépend alors de l'évolution des conditions limites conditionnées par la dynamique météorologique. Avec des approches dynamiques en temps (de type LES par exemple), le pas de temps du solveur aéraulique est directement contraint par cette échelle de temps caractéristique [1]. Le pas de temps d'une simulation LES dans un environnement urbain est de l'ordre de quelques millisecondes.

- Le pas de temps requis pour simuler le comportement thermique des bâtiments, même avec des oscillations rapides de température, est plutôt de l'ordre de quelques minutes à quelques heures en fonction du niveau de précision recherché [Tabares-Velasco, 2013].

- Concernant le transfert radiatif solaire et IRT, les échelles de temps caractéristiques ne sont pas liées à la physique intrinsèque de ces transferts (considérés comme instantanés), mais plutôt à la dynamique des conditions météorologiques ambiantes (brusques variations d'intensité du rayonnement solaire sur l'enveloppe du bâti dues au passage des nuages et aux ombrages des bâtiments, conditions atmosphériques changeantes pour le flux IRT, etc).

Lors de simulations couplées impliquant l'utilisation d'un solveur CFD, les ressources de calcul mobilisées par ce dernier seront généralement conséquentes devant celles nécessaires aux autres solveurs. Pour les simulations urbaines dynamiques, la nécessité de prendre en compte la variabilité temporelle des conditions météorologiques (conjuguée à la limitation du pas de temps admissible pour les simulations LES) font de l'aéraulique le compartiment limitant en termes de coûts de calcul au regard de la résolution spatiale du maillage CFD nécessaire. Ainsi, si une simulation du comportement thermique d'un bâtiment peut prendre quelques secondes pour une analyse des besoins annuels en énergie par zone avec des ressources de calcul limitées, une simulation CFD de type LES peut prendre quelques heures à quelques jours de calcul pour simuler une période de temps physique de quelques heures tout en mobilisant des ressources de calcul conséquentes.

4.2.2.2 Stratégies de couplage adaptées

Un des aspects critiques pour la construction de solveurs couplés pour les études microclimatiques urbaines réside dans le choix d'une stratégie de couplage adaptée entre les différents compartiments de calcul utilisés, et ce afin d'assurer la consistance de l'avancement temporel des simulations couplées. Dans la plupart des approches de simulation utilisées par les modèles microclimatiques existant listés à la Sec. 1.1.3, seul le compartiment solide présente un modèle dynamique en temps, ce qui est indispensable pour tenir compte de l'inertie thermique du tissu urbain. Les autres compartiments sont dits statiques, c'est à dire que les variables simulées ne dépendent pas du temps (les champs calculés sont stationnaires), mais seulement des conditions limites associées aux conditions météorologiques d'entrée à l'instant simulé. Il peut s'agir par exemple de modèles aérauliques simplifiés ou basés sur de la CFD de type RANS pour le compartiment aéraulique. Le couplage du compartiment

1. Ces contraintes sont notamment liées au régime d'écoulement pour lequel le modèle est applicable, et donc dépendantes du nombre de Mach de l'écoulement. Pour le solveur LBM de *ProLB*, ces contraintes ont été exposées à la Sec. 3.2.2.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

solide avec les compartiments aéraulique et radiatif consiste alors à synchroniser les solveurs à intervalle de temps simulé régulier en réalisant la communication de données aux interfaces au cours d'itérations dites « de couplage ». Durant ces itérations de couplage, les champs aérauliques et/ou radiatifs sont mis à jour à partir des conditions météorologiques d'entrée à l'instant donné. L'échange de données concerne exclusivement les surfaces extérieures du bâti où les données liées à la convection sont échangées entre les compartiments aéraulique et solide, et les données liées aux transferts radiatifs sont échangées entre les compartiments radiatif et solide. Concernant la synchronisation temporelle, plusieurs stratégies (illustrées sur la Fig. 4.2) peuvent être employées [Bouyer *et al.*, 2011; Lauzet *et al.*, 2019] :

Chaînage Le chaînage des solveurs représente un couplage partiel, puisque les sorties des compartiments statiques calculant les conditions microclimatiques extérieures servent à alimenter le compartiment solide, sans rétroaction de ce dernier sur les autres compartiments. Ainsi, l'échange se fait à sens unique, à intervalle régulier. Cette stratégie n'est pas de mise si les températures de surface calculées par le compartiment solide sont supposées avoir un impact réel sur les forces de flottabilité ou les flux de chaleur sensible par exemple, déterminés par le compartiment aéraulique. En zone urbaine, il est également indispensable de communiquer les températures de surface au compartiment IRT pour simuler les échanges radiatifs de manière fiable.

Le couplage fort Appelée « strong coupling » [Farhat *et al.*, 1998], « full dynamic coupling » [Zhai *et al.*, 2002] ou encore « onion approach » [Hensen, 1999] en anglais, cette stratégie consiste à faire des aller-retours entre compartiments de manière répétée à chaque itération de couplage. Ainsi, à une itération donnée, le compartiment solide fournit ses données aux autres compartiments, qui mettent à jour leurs champs de variables avant de communiquer les données en retour au compartiment solide. Ce dernier re-calcule alors une solution corrigée à partir de ces nouvelles valeurs, avant de communiquer les nouvelles données aux autres compartiments, et ainsi de suite jusqu'à convergence des solutions pour chaque compartiment. Par exemple, au cours d'une itération de couplage, les solveurs peuvent effectuer ces aller-retours jusqu'à convergence du bilan des flux surfaciques (Eq. 4.5). Le fait d'assurer cette convergence des solutions à chaque itération de couplage fait du couplage fort le plus précis et le plus consistant pour les simulations dynamiques. Cependant, les aller-retours entre compartiments, nécessaires à la convergence, ont pour effet de décupler les coûts de calcul de ces simulations, et reste donc prohibitif dans la plupart des situations, à fortiori lorsque les méthodes de calcul utilisées sont déjà très intenses numériquement (comme c'est le cas lorsqu'un solveur CFD est utilisé pour l'aéraulique par exemple). Cette approche peut également être sujette à des problèmes de convergence et de stabilité du fait des différences dans la physique et la résolution numérique intrinsèques à chaque compartiment.

Le couplage faible Afin d'éviter les contraintes liées principalement aux besoins excessifs en ressources de calcul imposées par le couplage fort, le mécanisme d'aller-retours jusqu'à convergence des solutions des différents compartiments durant les itérations de couplage peut être évité. Pour cela, la communication des variables d'un compartiment à l'autre se fait une seule fois à chaque itération de couplage, et se déroule de manière séquentielle : le compartiment solide (ou inversement le compartiment statique) reçoit les données calculées par l'autre compartiment à l'itération précédente, avant de mettre à jour ses champs de variables à partir de ces dernières et communiquer à son tour les nouvelles données à l'autre

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

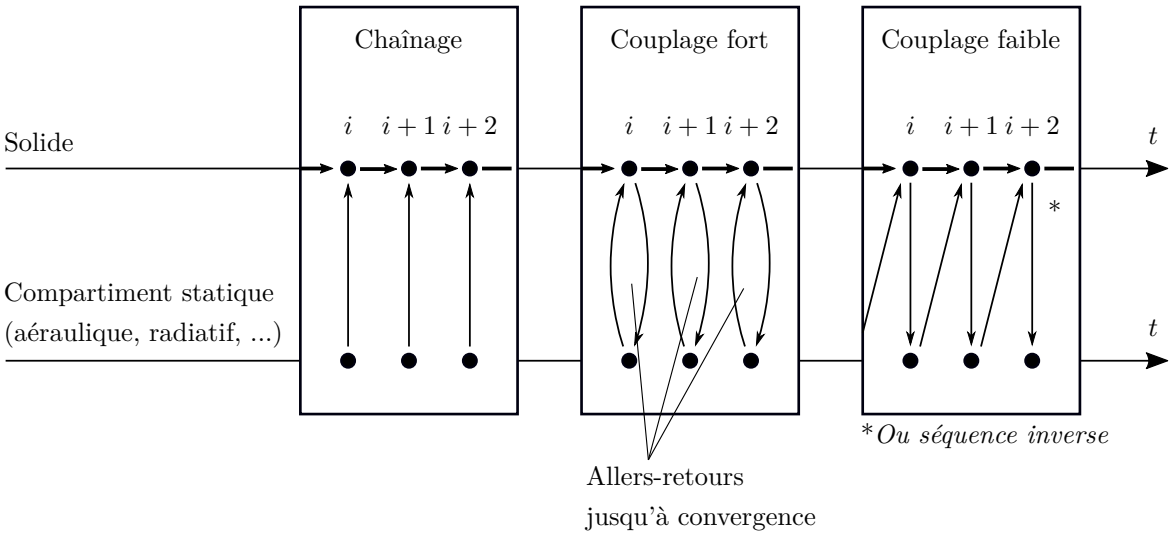


FIGURE 4.2 – Stratégies de synchronisation temporelle entre le comportement solide et les autres compartiments statiques d'un solveur micro-météorologique, par chaînage, couplage faible ou couplage fort. Les variables sont échangées entre les compartiments lors des itérations de couplage i, $i+1$, $i+2$, etc.

compartiment. Il s'agit du couplage faible, aussi appelé « loose coupling » [Farhat *et al.*, 1998], « quasi-dynamic coupling » [Zhai *et al.*, 2002] ou encore « ping-pong approach » [Hensen, 1999] en anglais. Avec ce type de couplage, l'intégrité de la dynamique temporelle d'ensemble n'est pas entièrement respectée comme avec le couplage fort. Cette dynamique peut être erronée lors des périodes où les conditions limites varient fortement (par exemple lors des variations brusques d'irradiance solaire sur les parois). La seule solution est alors de réduire le pas de temps lors de ces périodes pour améliorer les prédictions.

4.2.2.3 Cas particulier de la LES

Comme exposé au Chap. 3, le solveur *ProLB* se base sur une méthode LBM pour réaliser des simulations CFD de type LES. La résolution est donc temporelle par nature, et le compartiment aéraulique est dynamique et non pas statique. L'utilisation d'un solveur CFD dynamique et non pas statique est rare dans les études urbaines. Par exemple, l'ensemble des modèles microclimatiques urbains présentés à la Sec. 1.1.3 utilisent des modèles aérauliques paramétriques, zonaux ou bien CFD stationnaire de type RANS, avec des couplages en chaînage ou faibles. Le cas particulier du couplage entre compartiment solide et compartiment aéraulique dynamique nécessite donc d'être développé un peu plus en détails.

Les stratégies de couplage entre solveur solide et solveur aéraulique dynamiques en temps ont plutôt été étudiées dans le cadre des simulations aérothermiques pour des applications en turbomachines, présentant des interactions fluide/solide fortes, et nécessitant donc une résolution fine de l'écoulement turbulent avec une approche LES, ainsi que des transferts de chaleur dans les parois de la chambre de combustion [Duchaine *et al.*, 2009]. Récemment, Gresse [2023] a également proposé une méthodologie de couplage entre le solveur *ProLB* (effectuant des simulations LES) et un outil de simulation énergétique du bâtiment dynamique et tridimensionnelle, dans le but d'étudier les environnements thermiques intérieurs dynamiques et non-uniformes. Pour ce type de simulations, les stratégies de couplage expo-

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

sées à la section précédente sont applicables. Toutefois, le pas de temps du solveur CFD est largement inférieur au pas de temps du solveur solide, c'est pourquoi l'échange de données ne peut pas s'effectuer à chaque itération CFD, sous peine de détériorer grandement l'efficacité des simulations. La solution consiste à faire parcourir un certain nombre d'itérations propres à chaque solveur de manière indépendante au cours d'une certaine période donnée entre chaque itération de couplage, définissant ainsi des cycles de couplage comme illustré sur la Fig. 4.3, où un couplage faible est utilisé. Dans le cas où les solveurs seraient exécutés en parallèle, la synchronisation temporelle serait optimale si, au cours d'un cycle de couplage, le temps de calcul requis par chaque solveur pour parcourir ce cycle était équivalent. Cela nécessite alors soit d'adapter les pas de temps en conséquence, soit d'allouer plus ou moins de ressources de calcul à l'un ou l'autre solveur. La première solution est impossible car, comme nous l'avons évoqué à la Sec. 4.2.2.1, les pas de temps caractéristiques de ces compartiments sont contraints et très différents (le pas de temps caractéristique CFD est de plusieurs ordres de grandeur inférieur au pas de temps caractéristique solide). La synchronisation en temps physique implique donc le calcul d'un très grand nombre de pas de temps CFD au sein d'un cycle de couplage. Comme les ressources de calcul nécessaires au solveur CFD sont très supérieures à celles nécessaires au compartiment solide, le solveur CFD reste nécessairement le facteur limitant du couplage, puisqu'il mobilisera la majorité des ressources de calcul et contraindra les autres solveurs à l'état d'attente des données échangées pendant une grande partie de la simulation. La seule possibilité pour optimiser la synchronisation temporelle étant alors d'allouer le maximum de ressources possibles au solveur CFD sans dépasser la limite de dégradation de l'efficacité de la parallélisation des calculs.

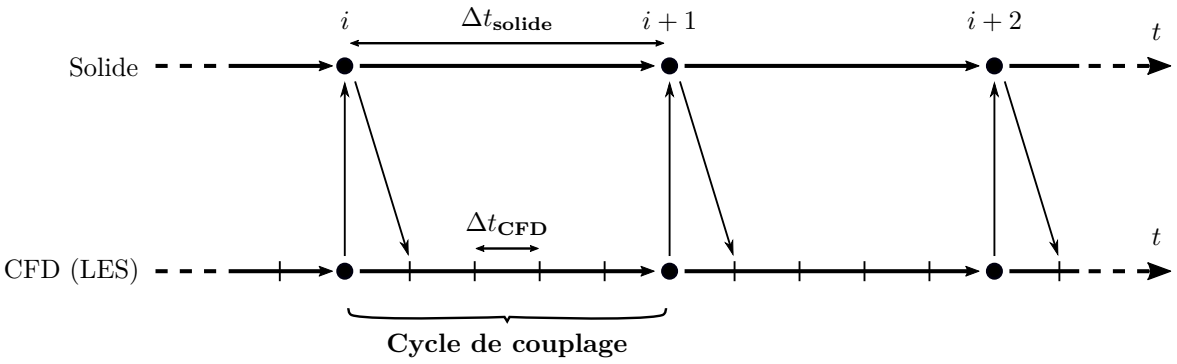


FIGURE 4.3 – Synchronisation temporelle entre le comportement solide (pas de temps Δt_{solide}) et le compartiment CFD (pas de temps Δt_{CFD}) avec cycles de couplage. Un couplage faible est représenté. Les variables sont échangées entre les compartiments lors des itérations de couplage i, $i+1$, $i+2$, etc.

4.2.3 Principe de couplage retenu

Dans cette section, le principe du couplage temporel dynamique retenu pour les simulations micro-météorologiques couplées que nous effectuerons dans la suite est présenté. L'interfaçage numérique entre les différents solveurs est également détaillé.

Les compartiments radiatif et aéraulique sont constitués respectivement du solveur radiatif IRT urbain présenté au Chap. 2 et du solveur *ProLB* présenté au Chap. 3. Le modèle de dynamique de paroi présenté à la Sec. 4.1 constitue le compartiment solide. Ce dernier a été

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

entièrement intégré à l'environnement de calcul du solveur IRT urbain développé au cours de cette thèse, de manière à pouvoir effectuer au besoin des simulations thermo-radiatives indépendamment de *ProLB*, l'aéraulique étant alors paramétrisée de manière simplifiée. L'application résultante a été dénommée *TRABOULE - Thermal and Radiative Application for Built OUtdoor Local Environments*.

4.2.3.1 Interfaçage numérique

L'interfaçage entre les compartiments radiatif, aéraulique et solide constitue le raccord entre les différents domaines de calcul assignés aux différents solveurs, dans le but d'assurer la consistance des interactions thermiques entre ces domaines. Numériquement, ces interactions prennent la forme d'échanges de données entre les compartiments, qui s'accompagnent de traitements spécifiques de raccordement entre maillages. Dans notre cas, les échanges de données s'opèrent au niveau surfacique d'une part (interactions aéraulique/solide/rayonnement), et au niveau volumique d'autre part (interactions rayonnement/aéraulique).

Échange surfacique Au niveau surfacique, les températures des surfaces extérieures $T_{\mathrm{s,ext}}$ (abrégé en T_{s} dans la suite) calculées sur les facettes surfaciques du modèle thermique de paroi sont assignées en tant que conditions limites pour le calcul des températures d'air avec *ProLB*. Chaque nœud limite du maillage LBM prend ainsi en compte la température de surface de la facette correspondante, comme illustré sur la Fig. 4.4, conformément au principe de calcul de la loi de paroi thermique dans *ProLB* qui a été présenté à la Sec. 3.3.3.2. Cette même figure illustre le transfert des flux convectifs q_{conv} calculés par *ProLB* à partir de la loi de paroi thermique, au compartiment solide qui utilise ces flux pour établir les bilans de chaleur surfaciques (Eq. 4.5). Un flux convectif propre étant obtenu sur chaque nœud LBM limite, le flux convectif uniforme appliqué par facette (flux convectif équivalent noté $\overline{q_{\mathrm{conv}}}$) est calculé en faisant la moyenne des flux convectifs de chaque nœud LBM limite associé à la facette (par projection normale du nœud sur la surface), moyenne pondérée par la distance du nœud au centre de la facette.

Les flux IRT $q_{\mathrm{IRT,net}}$ calculés par le solveur radiatif, uniformes sur chaque facette surfacique du domaine, sont directement utilisés par le compartiment solide pour les bilans de chaleur surfaciques (Eq. 4.5), les facettes étant communes aux deux solveurs. Réciproquement, les températures des surfaces extérieures calculées par le compartiment solide sur chaque facette sont directement utilisées comme conditions limites du solveur radiatif.

Échange volumique Au niveau volumique, c'est à dire au sein de l'atmosphère urbaine contenue dans le domaine de calcul radiatif, la température d'air T_{air} au centre d'une cellule radiative est obtenue par interpolation linéaire des températures d'air calculées avec *ProLB* sur les nœuds LBM situés à l'intérieur du volume ΔV de la cellule radiative. La température obtenue est ensuite considérée uniforme dans la cellule radiative, conformément aux hypothèses de la Finite Volume Method (FVM) radiative, et est utilisée pour calculer le terme d'émission IRT dans cette cellule. Réciproquement, les puissances radiatives volumiques ($-\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{q}_{\mathrm{r}}$) calculées par le solveur radiatif lorsque l'atmosphère urbaine est participante, uniformes dans chaque cellule radiative, sont interpolées linéairement sur chaque nœud LBM en se référant à la distance aux centres des cellules radiatives qui entourent le nœud. Ces puissances agissent comme un terme source ou puits volumique de chaleur dans

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

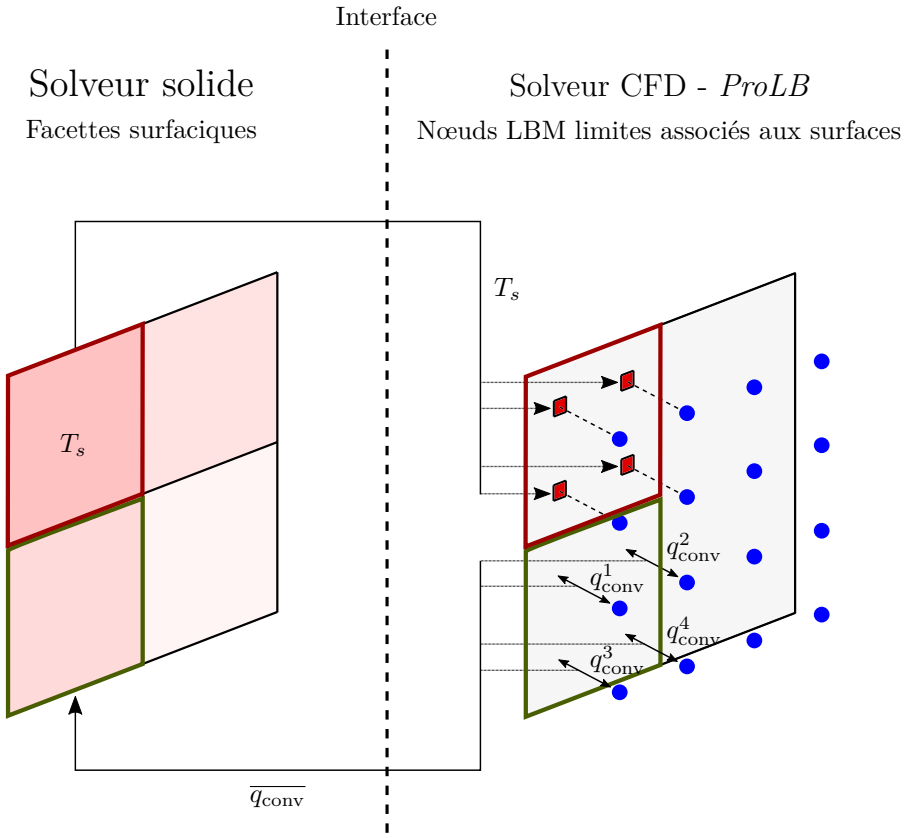


FIGURE 4.4 – Principe d'échange des variables surfaciques (températures de surface T_s et flux convectifs q_{conv}) à l'interface entre le solveur solide et *ProLB*, au regard de la dépendance spatiale entre les facettes surfaciques et les nœuds LBM limites (en bleu).

l'air sur chaque nœud LBM, pris en compte dans l'équation de la chaleur discrétisée (source S_q dans l'Eq. 3.30).

Afin d'éviter tout recours à une extrapolation des températures d'air pour les cellules en bordure du domaine radiatif ou, réciproquement, des puissances radiatives volumiques sur les nœuds en bordure du domaine LBM, deux conditions sur les maillages s'imposent :

- La résolution du maillage LBM au niveau des bordures du domaine radiatif doit être plus fine que la résolution du maillage radiatif, afin que l'ensemble des centres des cellules radiatives en bordure soient tous complètement entourés de nœuds LBM. Cette condition est généralement vérifiée, étant donné que la résolution LBM doit être suffisamment fine en proche-paroi pour résoudre correctement les couches limites.

- Les nœuds LBM de référence, utilisés pour calculer les variables sur les nœuds LBM limites proches des parois avec les lois de paroi, doivent être complètement entourés de centres de cellules radiatives (ou bien situés sur un de ces centres). Cette condition, plus délicate à respecter, a systématiquement été vérifiée pour les applications qui seront présentées dans la suite de ce chapitre.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

4.2.3.2 Algorithme de résolution temporelle

Le schéma de synchronisation temporelle des simulations couplées est présenté sur la Fig. 4.5. Une stratégie de couplage faible est adoptée entre tous les compartiments. Le pas de temps LBM Δt_{LBM} étant le plus petit, il constitue le pas de temps primaire des simulations couplées. Ainsi, entre deux itérations de couplage entre solide et aéraulique, le cycle de couplage surfacique comprend un nombre f_{s} d'itérations LBM, qui représente la fréquence de couplage surfacique. De même, entre deux itérations de couplage entre IRT et aéraulique, le cycle de couplage IRT comprend un nombre f_{IRT} d'itérations LBM, qui représente la fréquence de couplage IRT. La seule contrainte imposée sur la synchronisation des solveurs est que les échanges entre les trois compartiments aient systématiquement lieu simultanément (lors de la même itération de couplage), ce qui revient à contraindre f_{IRT} à un multiple de f_{s}.

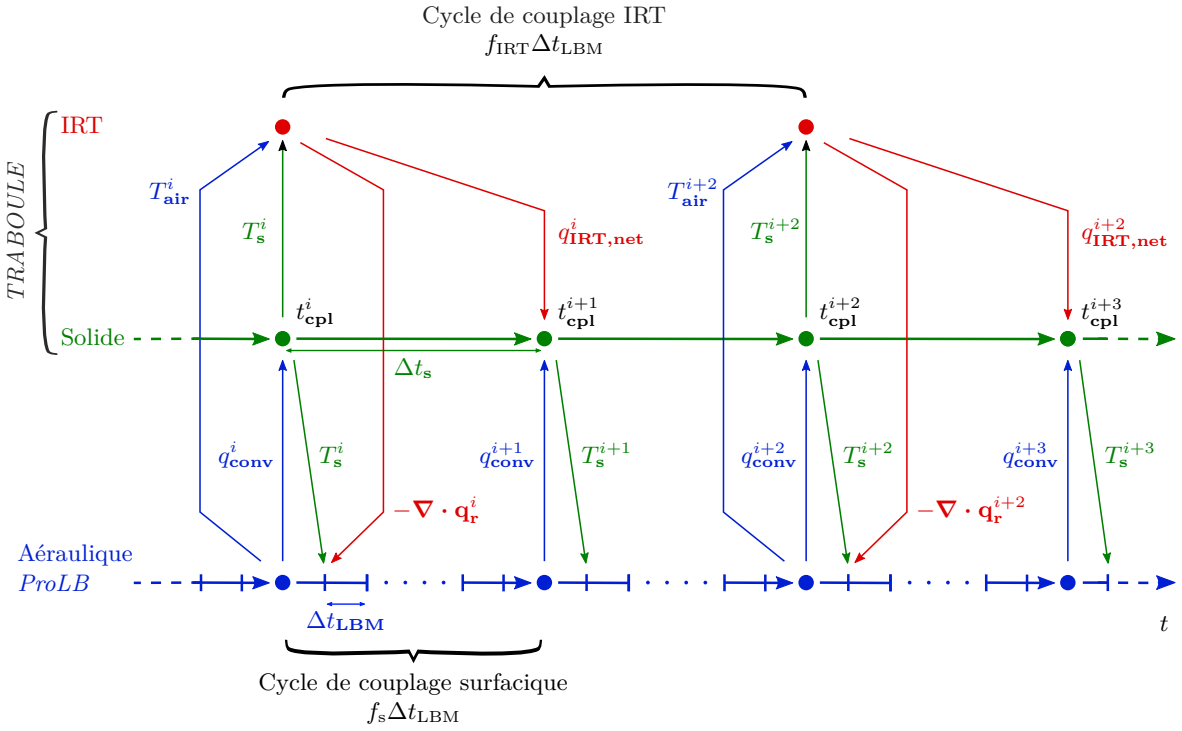


FIGURE 4.5 – Schéma de principe de la synchronisation temporelle entre *TRABOULE* et *ProLB*. Les flèches pointant d'un compartiment à l'autre indiquent les données communiquées entre les compartiments de calcul aux différentes itérations de couplage, survenant aux temps t_{cpl} : les flux IRT $q_{\mathrm{IRT,net}}$ et les puissances radiatives volumiques $-\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{q}_{\mathrm{r}}$ calculées par le solveur IRT, les températures des surfaces extérieures T_{s} calculées par le solveur solide et les températures d'air T_{air} et les flux convectifs q_{conv} calculés par *ProLB*. Les données d'entrée (comme les données météorologiques par exemple), servant au calcul des variables, alimentent les différents compartiments à chacune de leurs itérations de calcul. Ces données varient au cours du temps et ne sont pas représentées.

Les vitesses et températures d'air simulées avec *ProLB* étant fortement fluctuantes du fait de la turbulence, les données communiquées par *ProLB* aux autres compartiments peuvent être moyennées sur un certain nombre de pas de temps précédant les itérations de couplage. De cette manière, à chaque itération de couplage, les champs de température et les flux convectifs communiqués sont « lissés », ce qui est particulièrement pertinent au regard des

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

différences de temps caractéristiques entre les phénomènes aérauliques d'une part et les phénomènes conductifs et radiatifs d'autre part. En effet, les données aérauliques instantanées (non moyennées) ne sont pas représentatives de la longue période de temps correspondant au cycle de couplage précédent l'itération de couplage, les champs instantanés revêtant un caractère turbulent et donc chaotique.

D'un point de vue matériel, *TRABOULE* et *ProLB* se voient assigner chacun un ensemble de processeurs. Ces ensembles sont distincts et indépendants. De cette manière, les simulations thermo-radiatives et LBM peuvent s'exécuter en parallèle. L'interface numérique entre les deux solveurs consiste en une communication externe des données échangées entre les deux programmes, par écriture et lecture dans des fichiers stockés dans un espace mémoire accessible en écriture et en lecture par les processeurs concernés.

Le solveur global résultant de la combinaison de *TRABOULE* et *ProLB* est ainsi capable de simuler les variables micro-météorologiques liées aux écoulements d'air et au transfert radiatif en milieu urbain, et ce de manière dynamique, dans une configuration urbaine explicite (cartésienne) et à haute résolution spatiale. De ce fait, ce solveur global rentre dans la catégorie des solveurs micro-météorologiques urbains détaillés et haute résolution en géométrie explicite (voir Sec. 1.1.3), et par là même, répond bien au cahier des charges du deuxième objectif de thèse (énoncé à la Sec. 1.4.2).

4.3 Validation du couplage en cavité 3D différentiellement chauffée remplie d'un mélange de gaz participant

Dans cette section, le solveur couplé est appliqué à une configuration académique dans le but de valider le fonctionnement et la consistance de l'interfaçage des solveurs selon les principes de couplage présentés dans les sections précédentes. Il s'agit d'une cavité cubique différentiellement chauffée et remplie d'un mélange de gaz composé en partie de vapeur d'eau et de CO_2, tous deux participants dans le domaine IRT. Les simulations couplées concernent la reproduction de l'écoulement laminaire induit par le chauffage différentiel des parois, ainsi que de l'action des interactions IRT/gaz sur cet écoulement. Cette section s'appuie sur la publication [Schmitt *et al.*, 2022] présentée en conférence, qui a fait suite aux travaux décrits dans le présent manuscrit.

4.3.1 Description de la configuration

La cavité cubique de dimensions $L^3 = 1\,\mathrm{m}^3$ est représentée sur la Fig. 4.6. Elle est soumise à la gravité terrestre et remplie d'un mélange de gaz à la pression atmosphérique, composé en grande partie de gaz transparent au rayonnement IRT ainsi que de vapeur d'eau et de CO_2 avec des fractions molaires de 2 % et 0,1 % respectivement. Ce mélange se rapproche de l'air dans des conditions normales au niveau de la surface terrestre, tout en restant plus absorbant (pour rappel, les fractions molaires de vapeur d'eau et de CO_2 dans l'air telles que définies pour les cas d'étude urbains du Chap. 2 étaient de 1,88 % et 0,042 % respectivement). Les deux parois verticales opposées, situées à $x = 0$ (appelée paroi chaude) et à $x = L$ (appelée paroi froide), sont maintenues aux températures constantes T_c et T_f respectivement. La température moyenne $T_0 = \frac{1}{2}(T_\mathrm{c} + T_\mathrm{f})$ est égale à 300 K, et la différence de température $\Delta T = T_\mathrm{c} - T_\mathrm{f}$ est de 0,0109 K. Les parois chaude et froide sont supposées noires, tandis que les autres parois de la cavité sont adiabatiques et réfléchissent la totalité du rayonnement

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

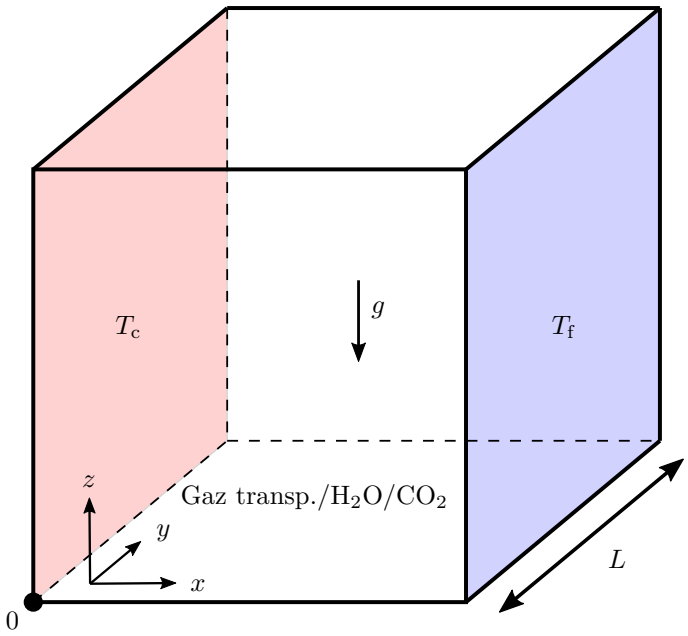


FIGURE 4.6 – Schéma de la cavité différentiellement chauffée utilisée pour la validation du couplage.

incident de manière isotrope (leur émissivité est nulle). Les propriétés thermiques du mélange de gaz sont considérées constantes et égales à celles de l'air à la température T_0 et à la pression atmosphérique. Dans ces conditions, le nombre de Rayleigh, défini comme $Ra = \dfrac{g\beta\Delta T L^3}{Pr^2\, a^2}$, est égal à 10^6. Cette valeur est inférieure d'un ordre de grandeur à la valeur critique à partir de laquelle l'écoulement de convection naturelle devient instable dans cette configuration sans rayonnement [Labrosse *et al.*, 1997]. L'écoulement induit par la différence de températures entre les parois est donc laminaire dans les conditions d'étude, et les solutions obtenues seront stationnaires.

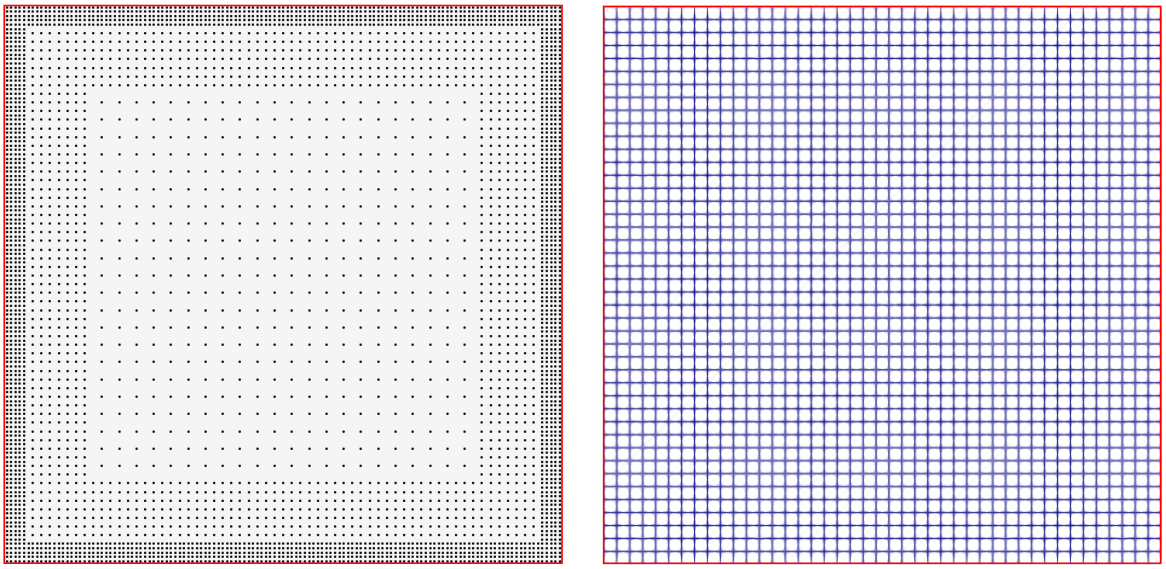
Cette configuration a été étudiée numériquement à l'aide de simulations de type Direct Numerical Simulation (DNS) par Soucasse *et al.* [2012], dans le but d'analyser les effets des transferts radiatifs de surface à surface et des interactions rayonnement/gaz sur l'écoulement, fournissant par là-même des résultats de référence. Les auteurs de cette étude ont réalisé leurs simulations à partir d'un solveur CFD basé sur une méthode de Chebyshev pseudo-spectrale avec l'approximation de Boussinesq, couplé à un solveur radiatif utilisant une méthode de lancer de rayons déterministe. Tous deux ont été validés par confrontation à des solutions de référence, les solutions de haute résolution fournies étant précises et fiables pour ce type de problèmes.

Deux cas distincts sont considérés en fonction de la prise en compte ou non de l'absorption du rayonnement IRT par le mélange de gaz. Le premier cas est dit « transparent » (les transferts IRT se faisant alors uniquement de surface à surface puisque le mélange de gaz est considéré transparent) tandis que le deuxième cas est dit « participant ». Dans le cas transparent, l'écoulement et les températures de surface ne sont pas affectés par le rayonnement puisque d'une part la puissance radiative volumique est nulle partout dans la cavité, et d'autre part les parois adiabatiques n'absorbent pas de rayonnement.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

4.3.2 Paramètres numériques

L'écoulement étant laminaire, le solveur LBM est utilisé sans modèle de turbulence et les lois de paroi implémentées dans *ProLB* et présentées à la Sec. 3.3.3 ne sont pas appliquées. Le maillage LBM est raffiné proche des parois afin de s'assurer qu'il y ait un nombre suffisant de nœuds situés dans les couches limites dynamique et thermique, et ce pour reproduire au mieux ces couches limites. La Fig. 4.7a fournit un aperçu du maillage LBM, constitué de 586 543 nœuds (approximativement 84^3) structurés en trois zones de raffinement. L'espacement le plus grand et l'espacement le plus petit sont respectivement de 31 mm ($L/32$) et 7,75 mm ($L/129$). Des conditions de vitesse nulle sont appliquées sur l'ensemble des parois. Des conditions de flux de chaleur convectif nul sont appliquées sur les parois adiabatiques (le flux net radiatif étant lui-même nul puisque l'émissivité est nulle). Le maillage spatial FVM uniforme du solveur radiatif, représenté sur la Fig. 4.7b, est composé de 79 507 (43^3) cellules. Les facettes surfaciques du solveur solide correspondent aux faces des cellules radiatives sur les bordures du domaine.



(a) Nœuds LBM (b) Maillage spatial FVM radiatif

FIGURE 4.7 – Maillages LBM et radiatif (FVM) du domaine de calcul, sur un plan central de la cavité.

Un total de 16 gaz gris est utilisé pour modéliser l'absorption du mélange de gaz. Les coefficients d'absorption ainsi que les poids associés pour ces 16 gaz gris sont donnés dans la Tab. 4.1. Ces paramètres de gaz gris ont été calculés par les auteurs de la publication de référence, en utilisant une méthode ADF (très proche de la méthode SLW présentée à la Sec. 2.2.2) à partir de l'ALBDF du mélange de gaz à la température T_0. Ces poids sont également affectés aux parois chaude et froide puisque leurs températures sont très proches de T_0. Les auteurs ont montré que 16 gaz gris suffisaient à reproduire parfaitement l'émissivité équivalente de colonnes de ce mélange de gaz de longueurs comprises entre 10^{-4} m et 10 m en comparaison aux résultats de calculs Line-by-line à haute résolution spectrale.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 4.1 – Coefficients d'absorption κ_j et poids a_j des 16 gaz gris utilisés pour modéliser l'absorption du rayonnement IRT par le mélange de gaz.

κ_j $[\mathrm{m}^{-1}]$	a_j
$5{,}25 \times 10^{-6}$	$4{,}01 \times 10^{-1}$
$9{,}82 \times 10^{-4}$	$4{,}34 \times 10^{-2}$
$2{,}47 \times 10^{-3}$	$7{,}07 \times 10^{-2}$
$6{,}19 \times 10^{-3}$	$6{,}90 \times 10^{-2}$
$1{,}56 \times 10^{-2}$	$7{,}91 \times 10^{-2}$
$3{,}91 \times 10^{-2}$	$8{,}66 \times 10^{-2}$
$9{,}82 \times 10^{-2}$	$8{,}23 \times 10^{-2}$
$2{,}47 \times 10^{-1}$	$6{,}35 \times 10^{-2}$
$6{,}19 \times 10^{-1}$	$4{,}35 \times 10^{-2}$
$1{,}56$	$2{,}92 \times 10^{-2}$
$3{,}91$	$1{,}64 \times 10^{-2}$
$9{,}82$	$9{,}85 \times 10^{-3}$
$2{,}47 \times 10^{1}$	$3{,}95 \times 10^{-3}$
$6{,}19 \times 10^{1}$	$1{,}19 \times 10^{-3}$
$1{,}56 \times 10^{2}$	$6{,}10 \times 10^{-4}$
$3{,}91 \times 10^{2}$	$1{,}65 \times 10^{-4}$

Afin de vérifier que la résolution des maillages est suffisante pour le problème considéré, une analyse de sensibilité à ces maillages a été effectuée en suivant les étapes suivantes :

1. Deux simulations CFD ont été réalisées dans le cas transparent, sans couplage avec le solveur radiatif (le rayonnement n'ayant pas d'impact sur l'écoulement dans ce cas) : une simulation avec le maillage 84^3 visible sur la Fig. 4.7a, et une simulation avec un maillage plus fin composé de 1 703 793 nœuds (approximativement 120^3), construit en divisant les espacements du maillage 84^3 par 1,43. Chaque surface de la cavité est divisée en 43^2 facettes carrées. Les écarts relatifs sur la vitesse maximale et sur le flux convectif moyen sur la paroi chaude obtenus avec le maillage 84^3 sont de 3,98 % et 1,28 % respectivement, en comparaison aux valeurs obtenues avec le maillage 120^3. Ces écarts étant considérés suffisamment faibles, le maillage 84^3 a été sélectionné pour la validation.
2. Les champs stationnaires de température au sein du gaz et sur les surfaces de la cavité, obtenus à l'étape précédente avec le maillage sélectionné, sont utilisés pour calculer les puissances radiatives volumiques correspondantes au sein du gaz, ainsi que les flux radiatifs nets aux parois. Plusieurs simulations radiatives sont réalisées, avec le maillage spatial 43^3 visible sur la Fig. 4.7b, ainsi qu'avec un maillage plus fin composé de 65^3 cellules. Pour chaque maillage, les simulations sont effectuées avec un nombre d'angles de contrôle (directions radiatives) de 48 et 80 respectivement. L'écart absolu normalisé moyen sur les puissances radiatives volumiques, estimées aux positions des nœuds LBM, et l'écart relatif sur le flux radiatif net moyen sur la paroi chaude, calculés par rapport aux solutions obtenues avec le maillage 65^3 et 80 directions, sont donnés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

dans la Tab. 4.2. L'écart absolu normalisé moyen sur les puissances volumiques diminue lorsque le maillage spatial est raffiné. Il reste toutefois inférieur à 1,5 avec le maillage 43^3, ce qui est faible comparé à la valeur maximum de cette puissance volumique dans la cavité (environ 10^2). Du fait de l'effet de rayon, l'écart relatif sur le flux net moyen sur la paroi chaude est plus important avec le maillage 65^3. Avec le maillage 43^3, il reste limité avec 48 directions. Pour ces raisons, le maillage FVM de 43^3 cellules avec 48 directions est sélectionné pour la validation, ce qui permet d'atteindre un niveau de précision élevé tout en limitant les coûts de calcul et les besoins en mémoire vive du solveur radiatif.

TABLE 4.2 – Analyse de sensibilité au maillage FVM radiatif dans la cavité. Les écarts sont calculés par rapport aux solutions obtenues avec le maillage 65^3 et 80 directions. Les écarts absolus sont normalisés et donc sans dimension.

Résolution spatiale	Nombre de directions	Éc. rel. sur le flux net moyen	Éc. abs. moy. sur les puissances
43^3	48	0,91 %	1,47
	80	0,48 %	1,47
65^3	48	1,49 %	0,23

La dynamique temporelle du solveur couplé a peu d'importance ici, car la solution au problème est stationnaire. L'avancement temporel consiste donc uniquement à atteindre la convergence de la solution à partir d'un état initial donné. La simulation du cas transparent a été lancée à partir d'un état statique et isotherme à T_0, et la solution stationnaire obtenue a ensuite été utilisée comme état initial pour lancer la simulation du cas participant. Le pas de temps est fixé à 44,8 ms, ce qui permet de respecter la condition $Ma < 0{,}1$ partout dans la cavité. Les fréquences de couplage surfacique et IRT sont de 100 et 2000 respectivement. Il a pu être observé qu'augmenter encore ces fréquences de couplage ne permet pas d'accélérer la convergence. Les solutions sont supposées avoir convergé lorsque la différence entre deux valeurs successives de la vitesse, la température et la puissance radiative volumique à différents endroits dans la cavité reste inférieure à la variation du septième chiffre significatif de la valeur maximale dans tout le domaine. La convergence des flux convectifs et des flux radiatifs nets sur les parois chaude et froide est également vérifiée.

Les calculs LBM ont été réalisés sur un total de 25 processeurs *Intel Xeon E5-2670* de fréquence 2,60 GHz, sur un serveur de calcul interne au laboratoire. Les calculs radiatifs sont également parallélisés sur le même type de processeurs. Les simulations ont consommé 85 h CPU et 40 h CPU pour les cas transparent et participant respectivement (sans compter l'étape de pré-traitement), les temps réels de calcul étant de 3,3 h et 1,5 h respectivement. 95 % de ces durées concernent les calculs LBM. À titre de comparaison, les simulations de référence ont nécessité 36 h CPU et 300 h CPU (sur processeur équivalent) respectivement d'après les auteurs de l'étude.

4.3.3 Validation

Les solutions stationnaires obtenues en suivant le protocole décrit à la section précédente sont comparées aux solutions fournies par les auteurs de l'étude de référence [Soucasse *et al.*,

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2012] afin de valider le couplage.

La Fig. 4.8 montre les profils de la puissance radiative volumique au sein du mélange de gaz dans le cas participant (sur les nœuds LBM), le long de la ligne horizontale médiane $y/L = z/L = 0{,}5$. Le mélange de gaz absorbe plus de rayonnement IRT qu'il n'en émet entre $x/L = 0{,}05$ et $x/L = 0{,}5$, et inversement dans la région symétrique entre $x/L = 0{,}5$ et $x/L = 0{,}95$, conformément à la localisation des parois chaude et froide. Les puissances radiatives volumiques résultantes ont donc tendance à renforcer les forces de flottabilité au sein de la cavité, mais également à homogénéiser les températures au sein du mélange de gaz. Très proche de la paroi chaude, le mélange de gaz émet plus de rayonnement IRT qu'il n'en absorbe du fait des températures plus élevées induites par le transfert de chaleur de la paroi au gaz (à l'origine d'une couche limite thermique le long de cette paroi). Le phénomène inverse est observé proche de la paroi froide. Les valeurs des puissances simulées sont similaires aux valeurs de référence. En particulier, les inversions des puissances radiatives volumiques en proche-paroi sont correctement reproduites.

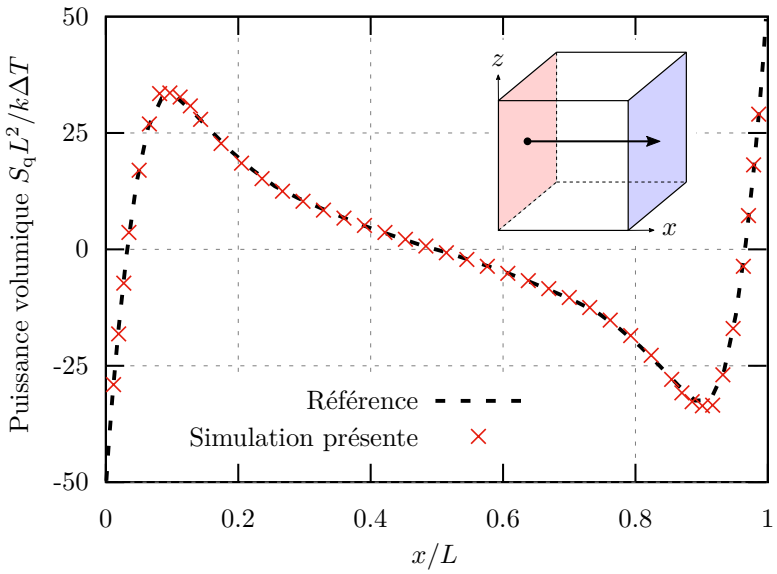
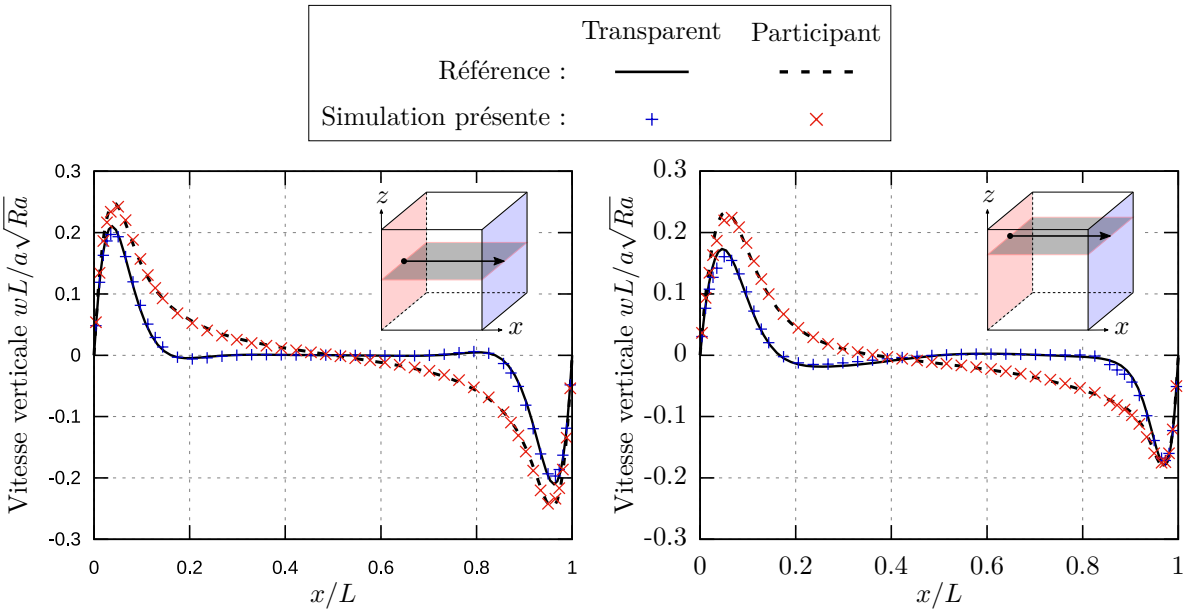


FIGURE 4.8 – Profils de puissance volumique normalisée le long de la ligne $y/L = z/L = 0{,}5$ de la cavité dans le cas participant.

Les profils de vitesse verticale w, moyennés selon y, sur les plans horizontaux $z/L = 0{,}5$ et $z/L = 0{,}75$ sont donnés sur la Fig. 4.9. Les vitesses sont correctement reproduites, tout particulièrement au sein des couches limites dynamiques verticales, où la vitesse est maximale. L'intensification de l'écoulement due aux interactions IRT/gaz dans cette configuration d'étude est clairement visible sur la Fig. 4.9. Dans le cas participant, les vitesses verticales sont en effet plus importantes que dans le cas transparent. Cette différence de vitesse s'accroît d'amont en aval de ces couches limites. L'accélération de la circulation s'accompagne d'une hausse de l'énergie cinétique totale de l'écoulement (non montré ici). En plus de cet effet d'intensification, les interactions IRT/gaz engendrent un épaississement des couches limites dynamiques.

La Fig. 4.10 présente les profils de température, moyennés selon y, sur les plans médians de la cavité. Ces profils concordent parfaitement avec les profils de référence dans chaque cas. Les

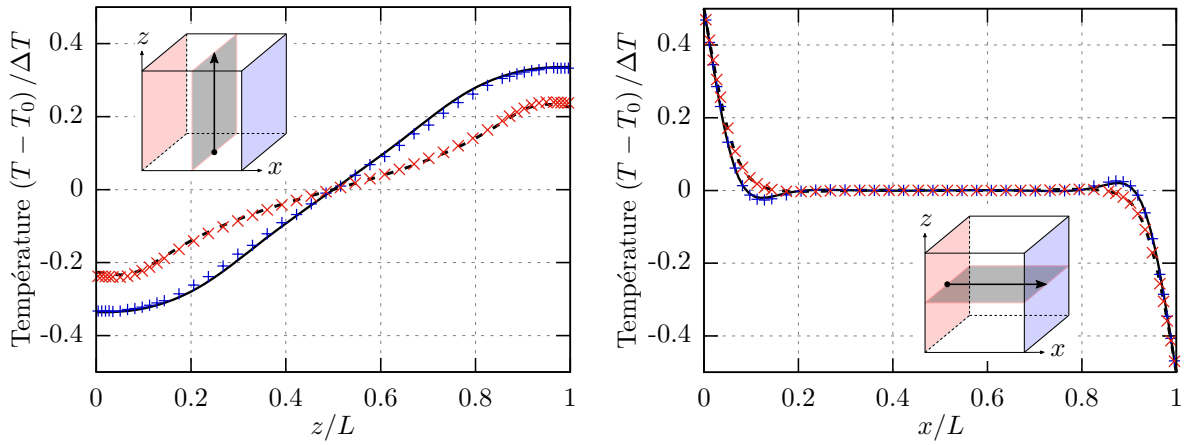
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Plan $z/L = 0{,}5$ (b) Plan $z/L = 0{,}75$

FIGURE 4.9 – Profils de vitesse verticale normalisée sur les plans horizontaux $z/L = 0{,}5$ et $z/L = 0{,}75$ de la cavité. Les résultats sont moyennés selon y.

couches limites thermiques proche des parois chaude et froide (Fig. 4.10b) sont correctement reproduites. Au cœur de la circulation, les gradients de température sont plus lisses dans le cas participant que dans le cas transparent, ce qui est la conséquence directe de l'homogénéisation des températures due aux interactions IRT/gaz. Sur la Fig. 4.10a, de légères différences peuvent être observées sur les bords de la cavité entre les valeurs de référence et les valeurs simulées dans le cas participant. Elles sont probablement dues à l'utilisation d'un maillage plus grossier proche des parois pour nos simulations, en comparaison au maillage utilisé par les auteurs des simulations de référence.



(a) Plan $x/L = 0{,}5$ (b) Plan $z/L = 0{,}5$

FIGURE 4.10 – Profils de température normalisée sur les plans médians de la cavité. Les résultats sont moyennés selon y. Même légende que la Fig. 4.9.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Les profils de flux convectif le long de la paroi chaude (noté q_c) est donné sur la Fig. 4.11. Ce flux a été calculé à partir du gradient de température à la paroi, approximé par différence finie d'ordre 1. Les gradients de température étant atténués du fait des interactions IRT/gaz, l'écoulement approchant la paroi chaude sur la partie basse de la cavité est moins froid dans le cas participant (c'est notamment visible sur la Fig. 4.10a pour $z/L < 0{,}5$). De ce fait, les transferts convectifs sont réduits sur la moitié inférieure de la paroi chaude ($z/L < 0{,}5$) dans le cas participant. Le même comportement est observé par symétrie sur la paroi froide. La forme générale des profils du flux convectif est correctement estimée pour les deux cas avec les simulations couplées, malgré quelques écarts proche de la paroi du bas ($z/L = 0$) et sur la moitié supérieure de la paroi chaude ($0{,}5 < z/L < 1$). Ces écarts sont liés à un manque de précision dans le calcul des gradients de température proche des arêtes et des coins de la cavité, en lien avec le traitement des conditions limites en température au niveau des intersections de surfaces implémenté dans *ProLB*. Ces faiblesses de traitement sont sans conséquence sur la prédiction des caractéristiques globales de l'écoulement comme nous avons pu le voir.

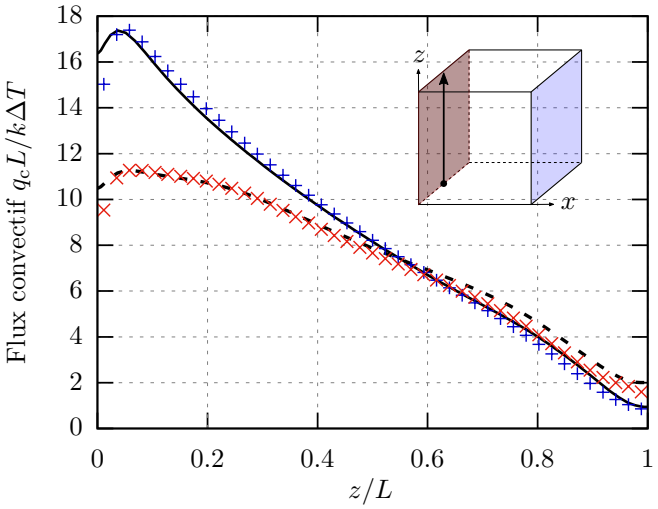


FIGURE 4.11 – Profils de flux convectif normalisé sur la paroi chaude de la cavité. Les résultats sont moyennés selon y. Même légende que la Fig. 4.9.

4.3.4 Conclusions de l'étude

La présente étude montre que méthodes d'interfaçage du solveur couplé, présentés en début de ce chapitre, sont adaptés à la simulation d'écoulements naturels soumis à des forces de flottabilité et des interactions entre rayonnement IRT et gaz, du moins pour la configuration étudiée (une cavité différentiellement chauffée). L'interfaçage volumique entre températures et puissances radiatives au sein du gaz est particulièrement précis et robuste, en témoigne l'excellent accord entre les résultats des simulations couplées et les profils de référence concernant les vitesses et les températures dans le cas participant. Les effets marqués des interactions IRT/gaz (intensification de l'écoulement et homogénéisation des champs de température) sont reproduits avec fidélité partout dans la cavité. Au niveau des parois de la cavité, l'interfaçage surfacique permet de reproduire correctement les bilans de chaleur reliant température de surface, flux convectif et flux radiatif, notamment sur les parois adiabatiques où les champs de température de surface sont constamment recalculés par communications successives entre le compartiment solide et *ProLB*, jusqu'à convergence de la solution.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Ces interfaçages surfacique et volumique sont d'autant plus robustes et consistants que la résolution du maillage radiatif est faible en proche-paroi (la résolution surfacique l'étant également), comparé à la résolution du maillage LBM. En outre, pour ce cas d'étude, le couplage entre *TRABOULE* et *ProLB* permet d'obtenir des solutions particulièrement précises avec une résolution de maillage modérée (en comparaison aux solutions de référence qui ont été obtenues avec des maillages CFD et radiatif plus fins, notamment proche des parois).

Il est important de noter que l'aspect temporel du couplage des solveurs n'a que très peu d'importance pour ce cas d'étude, puisque la résolution temporelle est utilisée uniquement pour atteindre un état stationnaire. La validation effectuée ne concerne donc pas l'algorithme de résolution temporelle, dont la fiabilité reste étroitement liée à l'application visée.

4.4 Étude de l'influence des interactions IRT/atmosphère dans une rue canyon

Cette dernière partie du chapitre a pour but de donner des éléments de réponse aux deux objectifs de thèse énoncés à la Sec. 1.4.2, à savoir étudier conjointement l'importance des effets des interactions IRT/atmosphère sur les écoulements de convection mixte à l'échelle de la canopée urbaine et sur les bilans radiatifs. Il s'agira notamment d'estimer si l'impact de ces interactions sur la flottabilité, et donc sur les structures moyennes et turbulentes de l'écoulement, est significatif ou non à micro-échelle. De même, la modification du bilan énergétique de la canopée par ces interactions et leur impact sur le rafraîchissement de la canopée seront analysés quantitativement. Le cas d'étude mis en place dans ce but, présenté ci-après, constitue donc à la fois une synthèse et un prolongement des développements présentés aux Chap. 2 et Chap. 3. Ces développements ont concerné d'une part l'élaboration d'un solveur IRT en milieu urbain capable de prendre en compte les interactions IRT/atmosphère urbaine (Chap. 2), et d'autre part la réalisation de simulations de convection mixte en rue canyon avec le solveur *ProLB*, validées par confrontation à des mesures effectuées en soufflerie (Chap. 3). Au-delà de l'intérêt des résultats en eux-mêmes, cette présente application vise à proposer une description la plus complète possible de la méthodologie d'analyse des interactions IRT/atmosphère, applicable aux simulations micro-météorologiques couplées détaillées en configuration urbaine.

L'idée générale de ce cas d'étude final est de mettre en place des simulations micro-météorologiques couplées en repartant de la configuration de rue canyon isolée de longueur infinie, étudiée au travers des cas de validation présentés au Chap. 3, mais en ramenant la géométrie de la rue d'une échelle réduite à une échelle plus réaliste. Des simulations convectives seront alors réalisées avec une paramétrisation similaire, en prenant en compte les effets de la flottabilité, et des simulations IRT seront effectuées en parallèle en prenant soin d'activer ou non les interactions IRT/atmosphère permises par le couplage des solveurs. La configuration d'étude a été entièrement conçue en s'appuyant sur des données météorologiques ambiantes proches de celles constatées en période estivale en latitude moyenne, bien que cela soit difficile à respecter entièrement du fait des contraintes intrinsèques aux nombreux modèles et paramètres utilisés.

> Les simplifications et hypothèses faites pour les simulations seront systématiquement discutées dans des encadrés comme celui-ci, qui ponctueront les sections qui suivent.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

4.4.1 Configuration d'étude et méthodologie

4.4.1.1 Description de la configuration d'étude

La géométrie de la rue canyon, isolée au sein d'une couche limite atmosphérique, est décrite sur la Fig. 4.12. Les bâtiments de section carrée ont une hauteur $H = 12\,\mathrm{m}$, soit l'équivalent d'un immeuble à 4 niveaux. La rue a une largeur $W = H = 12\,\mathrm{m}$, soit un rapport d'aspect du canyon $H/W = 1$. Le canyon est considéré infiniment long ($L \gg H$). L'axe du canyon est orienté nord-sud, ainsi la partie supérieure de la façade Est, face au vent (FV), est chauffée par le soleil en fin d'après-midi.

La rue étant isolée, les conditions micro-météorologiques régnant en son sein ne seront pas représentatives de conditions en zone urbaine, où le bâti s'étend sur une aire importante alentour. Ainsi, il n'est pas question ici d'étudier la situation d'une rue située en milieu urbain dense (en centre-ville par exemple), la morphologie urbaine périphérique ne pouvant pas être prise en compte explicitement dans les simulations, et les effets de cette morphologie sur l'écoulement d'approche étant difficilement paramétrisables.

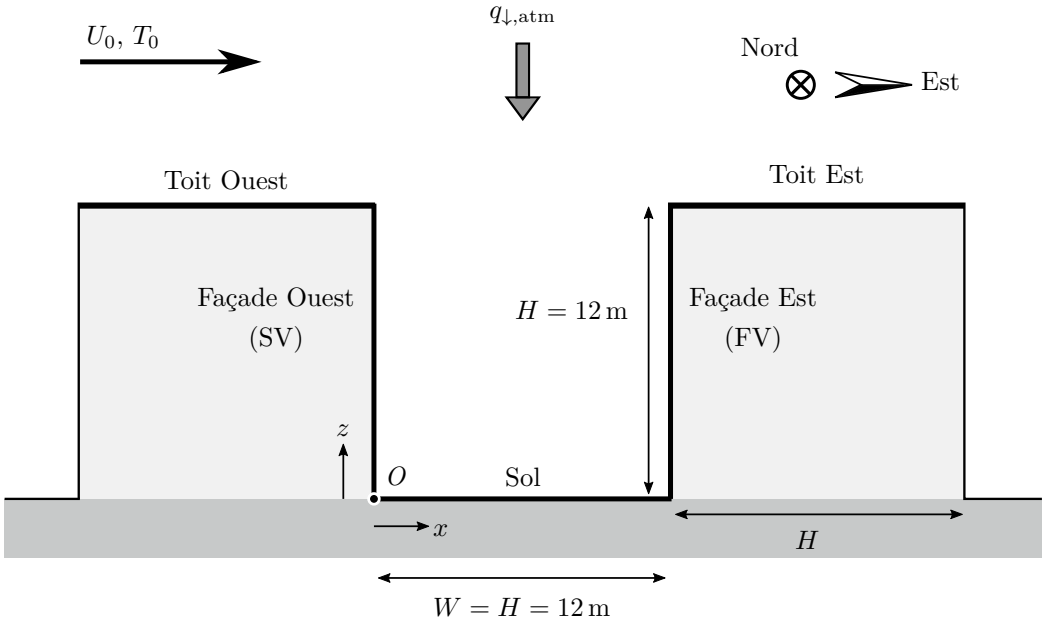


FIGURE 4.12 – Configuration de la rue canyon étudiée. La flèche noire horizontale indique le sens de l'écoulement.

La Tab. 4.3 regroupe la composition et les propriétés thermiques et optiques des parois des bâtiments et du sol. L'enveloppe des bâtiments est supposée constituée d'une couche de béton plein de 30 cm d'épaisseur, non enduit sur sa face externe, et d'une couche d'isolant de 5 cm d'épaisseur côté intérieur. Le sol de la rue s'apparente à une chaussée simple, constituée d'une couche superficielle d'enrobé bitumineux de 5 cm d'épaisseur sur une couche d'assise de 35 cm d'épaisseur, le tout reposant sur le sol d'origine formant la couche souterraine. Les valeurs d'albédo ρ_{sol} et d'émissivité $\varepsilon_{\mathrm{IRT}}$ des surfaces extérieures ont été choisies au plus proche de valeurs caractéristiques en milieu urbain (voir Sec. 1.2.2.3, et notamment la Tab. 1.4). Ces surfaces extérieures sont en outre supposées émettre le rayonnement IRT de manière isotrope et réfléchir le rayonnement solaire et IRT de manière diffuse et isotrope.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 4.3 – Composition et propriétés des parois des bâtiments et du sol de la rue. Les couches composant les parois sont listées de l'extérieur vers l'intérieur. L'épaisseur e_l des couches ainsi que leurs propriétés thermiques (masse volumique ρ_l, capacité massique c_l et conductivité k_l) conditionnent la dynamique de la chaleur dans les parois (voir Sec. 4.1.2). ρ_{sol} est l'albédo de surface, et ε_{IRT} l'émissivité globale de surface.

Paroi	Couches	e_l [cm]	ρ_l $[\text{kg m}^{-3}]$	c_l $\left[\text{J kg}^{-1}\,\text{K}^{-1}\right]$	k_l $[\text{W m}^{-1}\,\text{K}^{-1}]$	ρ_{sol} [–]	ε_{IRT} [–]
Façade Ouest Façade Est Toits	Béton plein	30	2100	1000	1,7	0,4	0,9
	Isolant	5	50	1200	0,03	-	-
Sol (chaussée)	Enrobé	5	2400	880	0,7	0,15	0,9
	Grave non traitée	35	1660	960	1,8	-	-
	Couche souterraine	-	1900	800	0,5	-	-

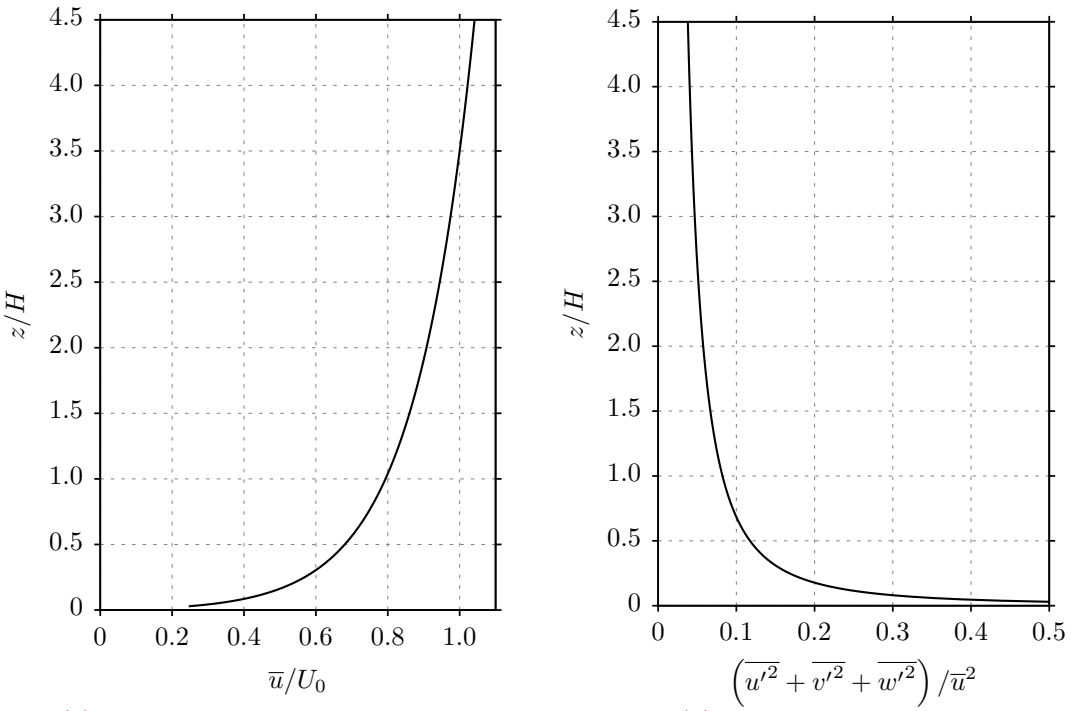
La constitution du bâti est ici simplifiée au regard de l'hétérogénéité des matériaux et de la complexité de conception des enveloppes des bâtiments qui peut exister en zone urbaine. Ce choix est fait car nous nous intéressons spécifiquement aux conditions extérieures, sans prêter attention aux phénomènes thermiques du bâti et aux conditions intérieures. Ces derniers nécessitent donc d'être simplifiés au maximum tout en gardant une certaine vraisemblance d'ensemble. En outre, nous pouvons supposer que des variations dans la composition des parois (hors propriétés de surface) n'auront qu'un impact limité sur l'évolution des températures de surface sur un intervalle de temps d'étude de quelques heures au maximum.

L'origine du repère est située dans le coin inférieur amont de la rue, comme indiqué sur la Fig. 4.12. Les composantes longitudinale, transversale et verticale de la vitesse, selon les axes x, y et z du repère, sont notées u, v et w respectivement. L'écoulement est perpendiculaire à l'axe de la rue, dirigé d'ouest en est. La façade Ouest est ainsi située sous le vent (SV), tandis que la façade Est est située face au vent (FV). La vitesse de référence U_0 dans la couche atmosphérique d'approche est égale à $0{,}8\,\text{m s}^{-1}$ à $2{,}5H$ au-dessus de la rue. Cette valeur est représentative de conditions de vent plutôt faible, favorables donc à la surchauffe urbaine comme expliqué au Chap. 1 .

La direction et la vitesse moyenne du vent ambiant sont supposées constantes, elles ne varient donc pas dans le temps. Ce choix découle de contraintes numériques intrinsèques au solveur *ProLB*, et notamment liées à la gestion des conditions limites et de la synthèse de turbulence en entrée du domaine. Dans la réalité, ces deux grandeurs sont très fluctuantes sur des échelles de temps de la minute à quelques heures (échelles caractéristiques des simulations qui vont suivre). Concernant les conditions d'étude à vent constant, ce dernier peut être assimilé à une brise légère mais constante, favorisée par exemple par un régime anticyclonique.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La couche limite atmosphérique d'approche est supposée de stabilité neutre, présentant un profil logarithmique de vitesse longitudinale moyenne (Eq. 3.41) dont la vitesse de friction u^* est donnée par $u^*/U_0 = 0{,}068$. La rugosité aérodynamique homogène z_0 du sol est prise égale à 0,1 m pour ce profil, ce qui correspond à un terrain modérément ouvert avec des obstacles occasionnels ou des cultures basses [Wieringa, 1992]. Le profil logarithmique est donné sur la Fig. 4.13a. La température de référence T_0 correspond à la température en amont du canyon, uniforme sur toute la hauteur de la couche limite atmosphérique neutre. L'intensité de la turbulence (au travers des fluctuations des composantes de la vitesse) dans la couche limite est déterminée selon les valeurs typiques prescrites par Stull [1988] et Richards et Hoxey [1993]. Le profil d'intensité turbulente résultante est donné sur la Fig. 4.13b. Re_H est égal à $6{,}1 \times 10^5$ en prenant la vitesse de référence U_0 et la viscosité de l'air à T_0.



(a) Vitesse longitudinale moyenne (b) Intensité turbulente

FIGURE 4.13 – Profils de la vitesse longitudinale moyenne et de l'intensité turbulente dans la couche limite d'approche.

Durant la journée et une partie de la soirée (voire toute la nuit en zone urbaine), la couche limite atmosphérique convective est habituellement plutôt instable (surtout en présence d'un ciel clair permettant au rayonnement solaire de chauffer les surfaces terrestres), favorisant les échanges turbulents de la surface vers l'atmosphère. Or, le fait de considérer que la couche limite d'approche est neutre permet de faciliter la modélisation numérique avec *ProLB*. De plus, à l'échelle de la rue, nous avons préféré limiter la couche limite atmosphérique à une représentation la plus standard possible (couche de surface neutre), afin de faciliter au maximum l'interprétation des résultats en limitant les impacts de la stabilité de la couche limite qui peuvent être multiples. La standardisation de l'ICU à l'échelle de cette rue canyon (différence de température entre l'intérieur de la rue et l'extérieur) est également rendue plus facile ainsi.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Le ciel est supposé clair et dégagé, conditions caractéristiques, ici aussi, d'un régime anticyclonique. Les luminances IRT atmosphériques descendantes sont supposées isotropes. $q_{\downarrow,\mathrm{atm}}$ est le flux IRT descendant horizontal correspondant.

> La pertinence de l'approximation des luminances atmosphériques isotropes, dans ce type de configuration urbaine, a été discutée à la Sec. 2.2.3.4.

4.4.1.2 Procédure de simulations

Les simulations micro-météorologiques couplées sont situées dans le temps en fixant un instant de référence, qui est choisi pour représenter une fin de journée, peu après le coucher du soleil, représentative d'un mois d'été en France, soit 19:30 UTC (19:44 en temps solaire local) à la date du 11 juillet 2022. Une fois cet instant de référence choisi, la procédure mise en place pour obtenir les résultats les plus rigoureux au regard de l'application visée comporte trois étapes, faisant appel à plusieurs simulations distinctes. Ces étapes, représentées sur la Fig. 4.14, sont :

1. Initialisation thermique de la scène,
2. Simulations à l'instant de référence (statistiquement stationnaires) dans le but (i) d'effectuer une analyse de sensibilité au maillage LBM, (ii) d'analyser les effets de la flottabilité sur l'écoulement et (iii) d'analyser les effets des interactions IRT/atmosphère sur l'écoulement mixte,
3. Simulations couplées dynamiques sur une période d'une heure de temps physique à partir de l'instant de référence, dans le but d'analyser les effets des interactions IRT/atmosphère sur le refroidissement des parois et de la canopée.

Ces trois étapes sont effectuées avec la même configuration, décrite à la section précédente. Les sections qui suivent détaillent ces étapes de calcul et les différentes analyses des résultats des simulations correspondantes.

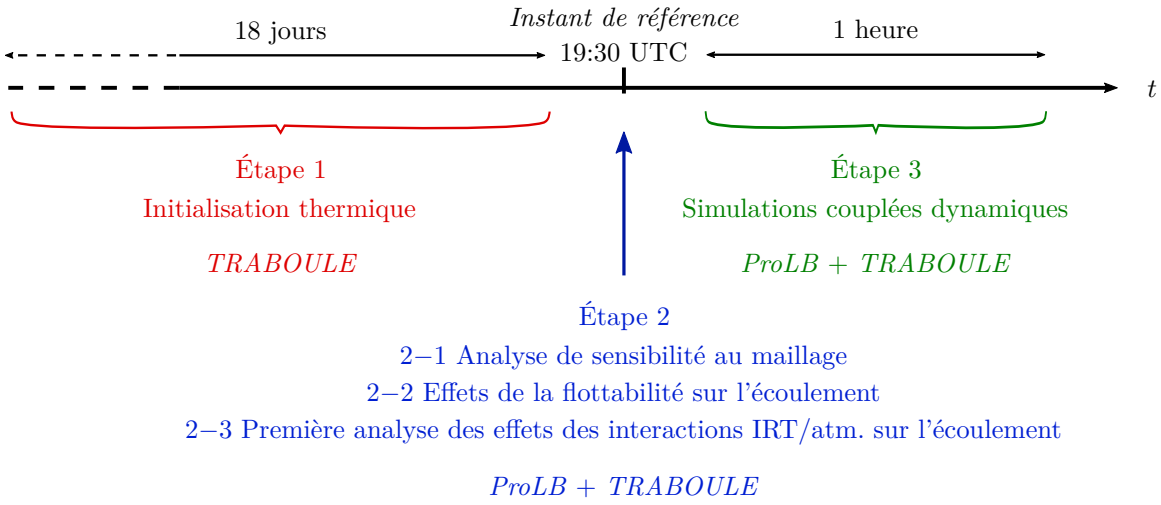


FIGURE 4.14 – Procédure de simulations, comprenant trois étapes effectuées avec la même configuration décrite à la Sec. 4.4.1.1. L'instant de référence est 19:30 UTC à la date du 11 juillet 2022.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

4.4.2 Description des simulations et analyse des résultats

4.4.2.1 Étape 1 : Initialisation thermique de la scène

Afin d'effectuer les simulations micro-météorologiques avec des températures de surface réalistes, les températures de paroi nécessitent d'être initialisées au préalable, et ce pour s'assurer que la dynamique thermique des parois soit correctement reproduite. Dans ce but, une première simulation thermique de la scène a été effectuée avec le solveur *TRABOULE* uniquement. Pour cela, des calculs thermo-radiatifs dynamiques ont été lancés sur 18 jours consécutifs précédant l'instant de référence, alimentés par des données météorologiques horaires acquises au cours des mois de juin et juillet 2022 à la station météorologique de Bron (périphérie de Lyon, France) pour la température d'air au niveau du sol et le flux solaire global horizontal, et de Dijon, France pour le flux IRT atmosphérique descendant horizontal qui n'a pas été mesuré à la station de Bron. Ces deux stations sont toutes deux situées à peu près à la même longitude en France, Dijon étant située à 175 km au nord de Bron. Ces données météorologiques sont données sur la Fig. 4.15, durant les 11 jours précédant l'instant de référence. Durant cette période, les conditions météorologiques à ces stations étaient très proches des conditions moyennes rencontrées au cours de ces deux mois, favorisées par la présence d'un anticyclone persistant sur tout le territoire. Ces conditions ont d'ailleurs permis l'installation d'un épisode caniculaire sur le territoire à partir de mi-juillet.

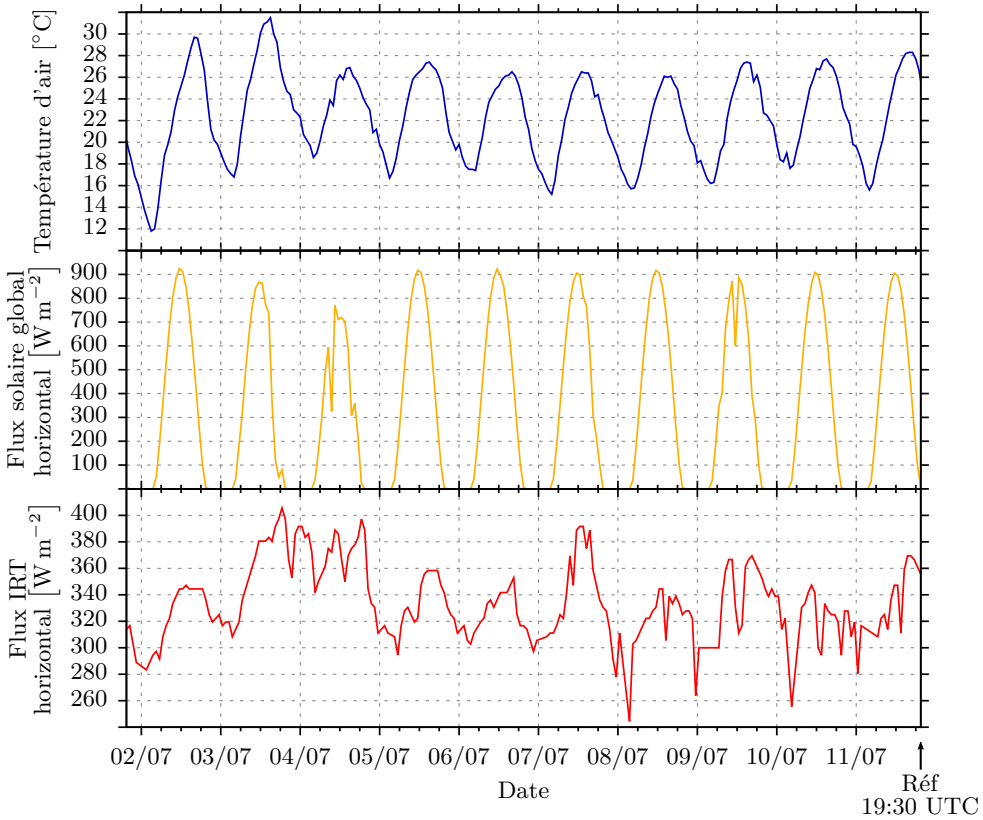


FIGURE 4.15 – Données météorologiques utilisées en conditions limites pour l'initialisation thermique de la scène urbaine, durant les 11 jours précédant l'instant de référence : la température d'air au niveau du sol (graphe du haut) et le flux solaire global horizontal (graphe du milieu), mesurés à Bron, et le flux IRT atmosphérique descendant horizontal (graphe du bas), mesuré à Dijon. Les 7 jours antérieurs à la période affichée (compris dans la période d'initialisation) ne sont pas montrés sur ces graphes.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Nous avons retenu des conditions météorologiques estivales proches des normales de saison, et non les conditions durant l'épisode caniculaire, afin d'éviter une surchauffe des parois potentiellement plus importante que l'anomalie de température d'air par rapport aux normales. Comme nous l'avons vu, plus les différences de température entre les surfaces extérieures et l'atmosphère urbaine seront grandes, et plus l'atténuation de rayonnement IRT dans la canopée sera importante. Or, l'objectif est dans un premier temps d'étudier les effets des interactions IRT/atmosphère dans des conditions normales en essayant de ne pas les surestimer outre mesure.

Le flux convectif aux parois durant la période d'initialisation est approximé à partir de la température d'air mesurée (considérée homogène dans toute la scène) et d'un coefficient d'échange convectif de $5\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$, valeur plutôt basse caractéristique d'un vent ambiant faible. La température à l'intérieur des bâtiments est supposée constante et prise égale à la moyenne de la température d'air extérieure sur la période d'initialisation. Le coefficient d'échange convectif intérieur est pris égal à $5\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$. Il est supposé que les échanges radiatifs entre les parois intérieures sont à l'équilibre, le bilan radiatif des surfaces intérieures étant nul en tout point. La température du sol à 2 m de profondeur est supposée constante et prise égale à la moyenne de la température d'air extérieure sur la semaine précédant l'instant de référence. Cette hypothèse est notamment motivée par les travaux de Popiel *et al.* [2001], qui indiquent une profondeur de pénétration hebdomadaire de la température de l'ordre de 2 m dans le sol d'un parking pavé de briques situé dans la ville de Poznan, Pologne.

Le solveur FVM radiatif est utilisé pour résoudre les flux radiatifs IRT. Le volume entre les parois et les surfaces extérieures sont discrétisées avec des cellules radiatives et des facettes surfaciques de 0,3 m (soit $H/40$), et 1088 angles de contrôles (directions de propagation) sont utilisés. D'après l'analyse de sensibilité au maillage FVM effectuée dans une configuration similaire (Sec. 2.3.2), cette résolution de maillage FVM est suffisamment fine pour limiter au maximum les erreurs liées à l'effet de rayon. Pour l'ensemble des calculs, l'atmosphère est considérée comme transparente. Des conditions périodiques sont appliquées selon l'axe y de la rue canyon (qui, pour rappel, est supposée infiniment longue). Les flux solaires diffus (comprenant le rayonnement diffus provenant du ciel ainsi que les multi-réflexions entre les parois de la rue) sont également résolus avec le solveur FVM radiatif, en utilisant le même maillage que pour le rayonnement IRT. L'atmosphère est également considérée comme transparente dans ce cas. La part diffuse du flux solaire global horizontal est déterminée à chaque instant à partir d'un modèle de décomposition du flux solaire global horizontal [Reindl *et al.*, 1990], qui prend en entrée la position du soleil sur la voûte céleste. La rue canyon étudiée est pour cela supposée située au niveau de la station météorologique de Bron. Le flux solaire direct incident sur chaque facette du domaine est calculé géométriquement, en prenant en compte les masques formés par les autres facettes. Ce principe de calcul des flux solaires direct et diffus dans la rue canyon a été préalablement appliqué dans une configuration similaire, ce qui a permis de démontrer la précision des calculs solaires par comparaison à des simulations de référence de type Monte Carlo [Gresse *et al.*, 2023].

Le solveur solide est utilisé pour calculer à chaque instant les températures de surface et à l'intérieur des parois et du sol, de manière à établir la dynamique de stockage de chaleur tout au long de cette période d'initialisation. Pour cela, les couches de béton et d'isolant des façades et des toits sont discrétisées en utilisant respectivement 5 et 3 sous-couches, raffinées selon un facteur $r_l = 1{,}2$. Les couches du sol sont discrétisées en utilisant 5 sous-couches

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

pour chaque couche, également raffinées selon un facteur 1,2. Les températures de paroi et de surface sont initialement uniformes et égales à 20 °C. Le pas de temps du solveur solide est fixé à 30 s et les flux IRT et solaires surfaciques sont mis à jour toutes les 5 min. Les données météorologiques sont interpolées linéairement pour les pas de temps infra-horaires.

Il a été vérifié que la période d'initialisation est suffisamment longue pour que les températures de surface et internes aux parois à l'instant de référence ne dépendent plus de la température initiale. De plus, le fait d'augmenter la fréquence de calcul des flux IRT et solaires, de diminuer le pas de temps solide ou encore d'augmenter la résolution spatiale du solveur solide a un impact négligeable sur l'évolution des températures de surface (les différences ne dépassent pas les quelques centièmes de degrés). Ces différences sont notables surtout lors des instants où les sollicitations thermiques sur les surfaces extérieures varient brusquement, par exemple lorsque le flux solaire direct devient subitement nul sur une facette ombragée. Ces différences sont très vite amorties dans le temps, et lorsque le soleil se couche, le refroidissement des surfaces ne dépend plus de ces paramètres.

Les champs de température sur les surfaces extérieures obtenus à l'instant de référence (19:30 UTC) sont donnés sur la Fig. 4.16. La moitié supérieure de la façade Est, directement face au soleil peu avant 19:30 UTC, présente la surface la plus chaude, avec en moyenne 33 °C (soit 7,3 °C au-dessus de $T_0 = 25{,}7$ °C à cet instant de la journée) et une température atteignant 37 °C (soit 11,3 °C au-dessus de T_0) proche du coin supérieur. La température diminue progressivement avec la profondeur dans le canyon, avec une valeur de 30 °C (soit 4,3 °C au-dessus de T_0) en bas de la façade. Sur la façade Ouest, la température est à peu près homogène, de 30 °C (soit 4,3 °C au-dessus de T_0). La température sur le sol augmente légèrement de 30 °C à 31,2 °C de l'extrémité Ouest à l'extrémité Est (soit de 4,3 °C à 5,5 °C au-dessus de T_0). Enfin, sur les toits la température est homogène et égale à 31,4 °C (soit

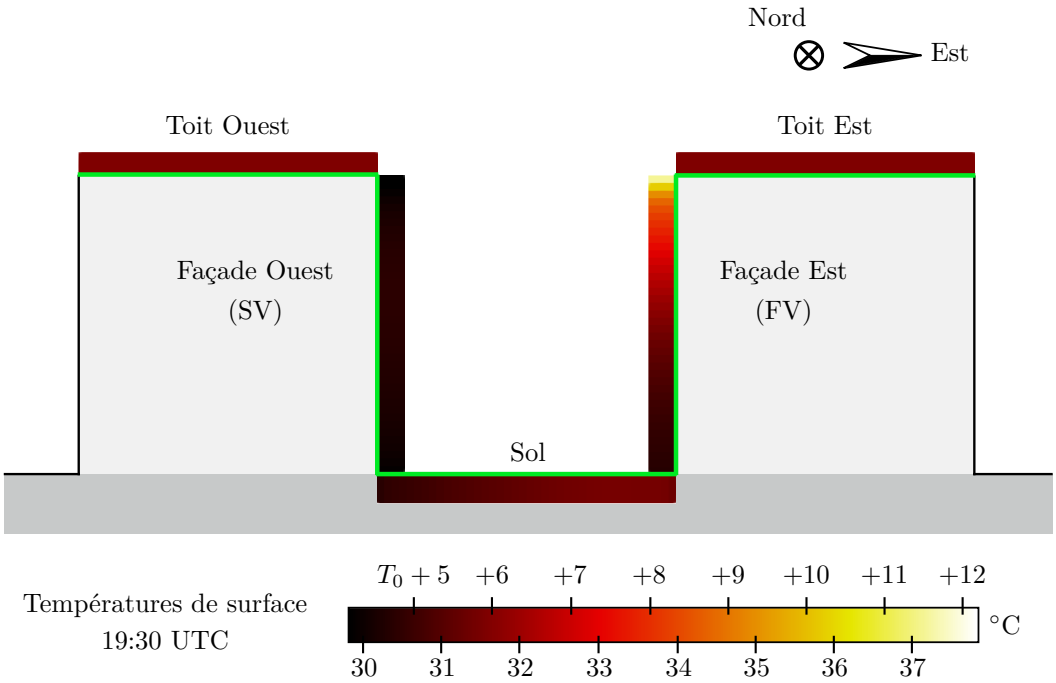


FIGURE 4.16 – Températures des surfaces extérieures calculées à 19:30 UTC le 11 juillet 2022.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

5,8 °C au-dessus de T_0). En somme, l'essentiel des surfaces présente des températures supérieures de 4 °C à 6 °C à la température d'air de référence T_0, sauf en haut de la façade Est où la température de surface est jusqu'à 11,3 °C au-dessus de T_0. La différence entre les températures de surface et d'air étant le principal déterminant de l'intensité des interactions IRT/atmosphère, nous pouvons nous attendre avec cette configuration thermique à des effets de ces interactions sur les flux IRT, certes moins marqués que ceux observés avec la configuration thermique du Chap. 3 (les différences entre les températures de surface et la température d'air ne sont pas aussi grandes avec la configuration présente), mais tout de même conséquents. De plus, en se basant sur la température moyenne des façades et du sol calculée à l'instant de référence, Ri_H est approximativement égal à 3,2, ce qui signifie que le régime d'écoulement serait plutôt contrôlé par la flottabilité dans ces conditions. Par exemple, cette valeur de Ri_H est supérieure aux valeurs déterminées pour les études d'écoulements mixtes à échelle réduite évoquées aux Sec. 1.3.2.3 et 1.3.2.5.

4.4.2.2 Étape 2–1 : Analyse de sensibilité au maillage à l'instant de référence

La deuxième étape consiste, dans un premier temps, à effectuer des simulations LES avec *ProLB* dans la configuration d'étude afin de réaliser une étude de sensibilité au maillage et ainsi déterminer une résolution adéquate du maillage LBM pour la suite de l'étude. Cette analyse de sensibilité s'effectue donc sans prendre en compte l'aspect radiatif et les interactions IRT/atmosphère en découlant, mais en prenant en compte les forces de flottabilité induites par les différences de température au sein de la scène.

La distribution des températures de surface obtenue à l'étape précédente pour l'instant de référence est ici appliquée sur les façades, le sol et les toits. Les autres parois de la scène sont supposées adiabatiques. T_0 est prise égal à la température d'air mesurée à cet instant, soit 25,7 °C. L'objectif de chaque simulation est d'obtenir une solution correspondant à un régime d'écoulement statistiquement stationnaire à l'instant de référence. Les paramètres numériques du solveur *ProLB* sont similaires à ceux présentés à la Sec. 3.4.2.2, utilisés pour le cas de validation à échelle réduite avec ce même solveur. En particulier, les dimensions relatives du domaine de calcul (Fig. 3.11), les conditions limites appliquées sur les frontières du domaine (Tab. 3.3) et la configuration du maillage (Fig. 3.12) sont identiques. Seule la distance en amont de la rue a été réduite de $18H$ à $5H$, car cette longueur suffisait à établir au niveau de la rue (sans la présence de cette dernière) des profils de vitesse moyenne et d'intensité turbulente correspondant aux profils de la Fig. 4.13.

En suivant la même procédure que celle décrite à la Sec. 3.4.3, trois simulations ont été effectuées en utilisant trois maillages de résolution grossière à fine, dont les caractéristiques

TABLE 4.4 – Caractéristiques des trois maillages de résolutions différentes utilisés pour l'analyse de sensibilité des résultats au maillage LBM.

Maillage	Niveaux de raffinement	$\Delta x_{\min}$ [m]	Δt [s]	Nombre de nœuds	${y^+}_{\max}$
Grossier	3	0,4 ($H/30$)	$2{,}1 \times 10^{-2}$	$5{,}9 \times 10^{6}$	700
Moyen	4	0,2 ($H/60$)	$1{,}05 \times 10^{-2}$	$13{,}8 \times 10^{6}$	850
Fin	5	0,1 ($H/120$)	$5{,}25 \times 10^{-3}$	$19{,}2 \times 10^{6}$	470

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

sont données dans la Tab. 4.4. La résolution de maillage est globalement plus grande que pour le cas de validation du Chap. 3 au regard des dimensions de la rue. L'espacement le plus grand (dans la zone 1) est égal à 3,2 m, soit $H/3{,}75$, et l'espacement le plus petit pour le maillage fin (dans la zone 6) est égal à 0,1 m, soit $H/120$. Le pas de temps est fixé de sorte à respecter la condition $Ma < 0{,}1$ partout dans le domaine, ce qui donne $\Delta t_{\mathrm{LBM}} = 5{,}25\,\mathrm{ms}$ pour le maillage fin.

La convergence de l'écoulement vers un régime statistiquement stationnaire ainsi que la convergence des statistiques temporelles des grandeurs d'intérêt (moyennes, variances et covariances) ont été systématiquement vérifiées. Au total, $19{,}2 \times 10^6$ nœuds sont nécessaires pour mailler le domaine avec le maillage fin. Les simulations avec ce maillage ont été réalisées sur un total de 320 processeurs *Intel Xeon E5-2670* de fréquence 2,60 GHz, au centre de calcul *P2CHPD* hébergé par l'Université Lyon 1 (Villeurbanne, France). La durée de ces simulations est d'environ 100 h de temps réel, avec une consommation d'environ 32 000 h CPU chacune.

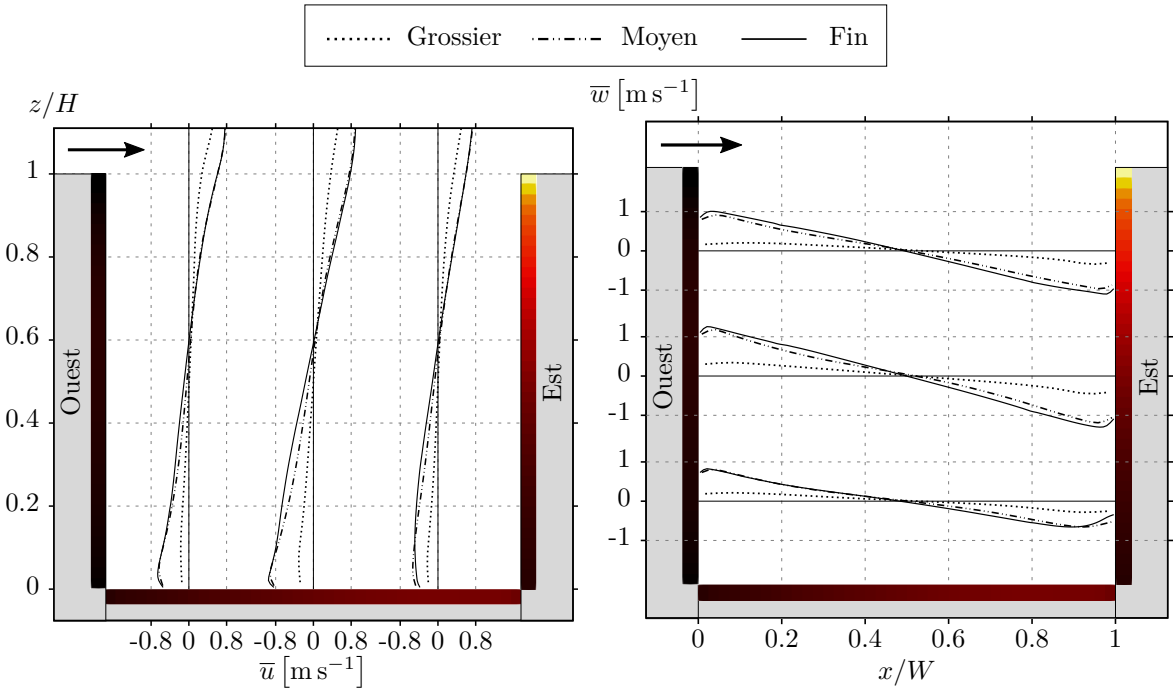
Les résultats obtenus dans le plan central de la rue (représenté sur la Fig. 3.11) sont analysés ci-après. Pour cette étude, ces résultats sont présentés avec leurs dimensions et non pas sous leur forme normalisée, les comparaisons des conditions micro-météorologiques et des différences thermiques qu'elles impliquent à échelle réelle pouvant être plus facilement appréhendées au regard du ressenti humain.

Entre le maillage grossier et le maillage moyen, la valeur moyenne maximale de y^+ obtenue sur les nœuds en proche-paroi sur les faces internes de la rue (Tab. 4.4) augmente, probablement du fait que l'écoulement est mieux résolu avec le maillage moyen qu'avec le maillage grossier, donnant lieu de ce fait à une redéfinition de l'épaisseur des couches limites et donc des valeurs de y^+ calculées avec la loi de paroi dynamique. L'épaisseur des couches limites simulées est en revanche sensiblement la même avec le maillage moyen et le maillage fin, ce qui implique une diminution de y^+ avec un raffinement proche-paroi ($y^+{}_{\mathrm{max}} = 470$ au centre des façades avec le maillage fin contre 850 avec le maillage moyen).

La Fig. 4.17 donne les profils des vitesses longitudinale et verticale moyennes $\overline{u}$ et $\overline{w}$ dans le canyon, obtenus avec les trois maillages. Le passage du maillage grossier au maillage moyen permet d'améliorer nettement la prédiction de l'écoulement moyen dans le canyon, la recirculation principale étant d'intensité trop faible dans le cas du maillage grossier. Le passage du maillage moyen au maillage fin n'a en revanche pas d'effet sur la prédiction des vitesses moyennes, les profils de ces vitesses étant similaires.

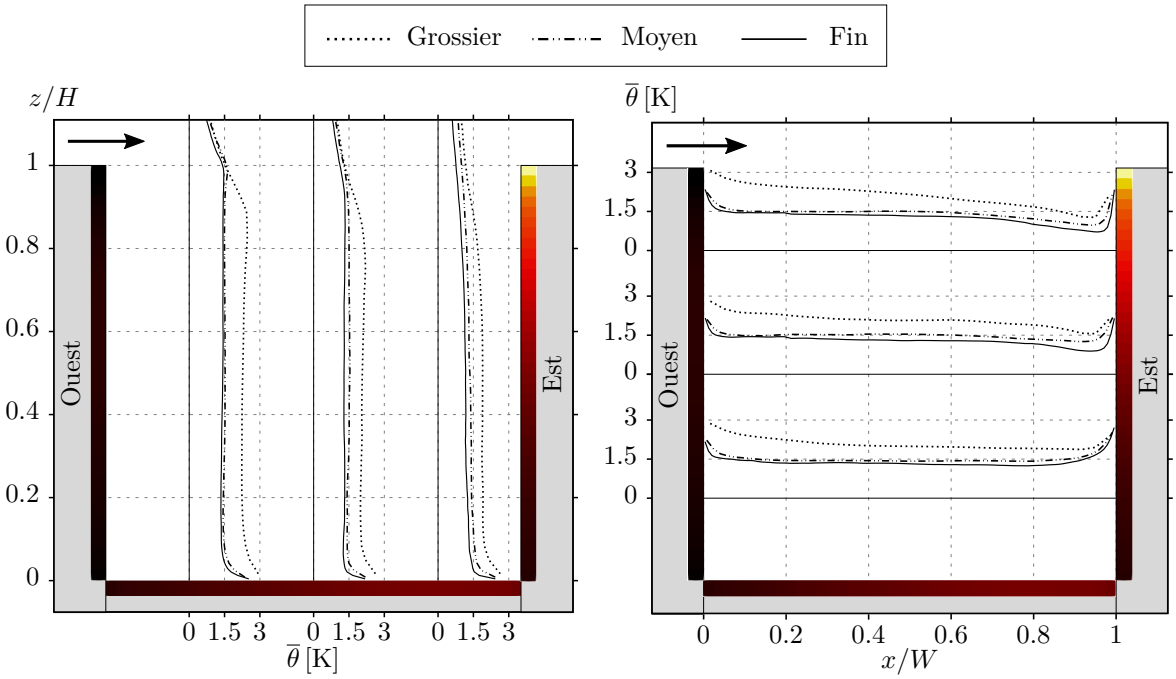
La même tendance est observée pour la température d'air moyenne, dont les profils sont donnés sur la Fig. 4.18. Ainsi, l'utilisation du maillage moyen permet d'améliorer sensiblement la prédiction des températures moyennes au cœur du canyon, tandis que cette amélioration est limitée en passant du maillage moyen au maillage fin. Cependant, la résolution de maillage plus importante avec le maillage fin au sein des couches limites thermiques proche des parois permet de gagner en précision par rapport au maillage moyen sur la résolution de ces couches limites, ainsi que sur l'évaluation du flux convectif aux parois, ce gain n'étant pas négligeable. Par exemple sur la façade Est face au vent, le flux convectif moyen maximal à $z/H = 0{,}75$ environ (où la vitesse moyenne est importante) est respectivement de $-7\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (grossier), $-13\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (moyen) et $-16\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ (fin). Ce flux convectif correspond à la valeur de $q_{\mathrm{w,n}}$ calculée par la loi de paroi thermique (Sec. 3.3.3.2), négative puisque la température de surface est plus élevée que la température d'air.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Profils verticaux de $\overline{u}$ (b) Profils horizontaux de $\overline{w}$

FIGURE 4.17 – Profils de vitesse longitudinale $\overline{u}$ et verticale $\overline{w}$ moyennes à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage. Les températures de surface sont également affichées (l'échelle de couleur est identique à celle de la Fig. 4.16). Le sens du vent est indiqué par une flèche.



(a) Profils verticaux (b) Profils horizontaux

FIGURE 4.18 – Profils de température d'air réduite moyenne $\overline{\theta} = \overline{T} - T_0$ à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage. Les températures de surface sont également affichées (l'échelle de couleur est identique à celle de la Fig. 4.16). Le sens du vent est indiqué par une flèche.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Bien que l'utilisation du maillage moyen soit suffisante pour simuler la structure moyenne de l'écoulement ainsi que la production et le transport d'énergie cinétique turbulente dans le canyon (qui ne sont pas détaillés ici), l'utilisation du maillage fin permet d'améliorer la prédiction des flux de chaleur pariétaux, compte tenu de la résolution spatiale plus importante en proche-paroi (les couches limites thermiques étant ainsi mieux résolues). Cela induit mécaniquement une estimation plus précise des températures moyennes ainsi que des flux de chaleur (notamment turbulents) partout dans le canyon, grandeurs d'intérêt dans le bilan énergétique de la rue. C'est une des raisons pour lesquelles le maillage fin a été retenu pour les simulations qui sont présentées dans la suite. Additionnellement, le choix du maillage fin a été motivé par le fait que lorsque des effets de la flottabilité sur l'écoulement dans une rue canyon sont observés in-situ, ils restent confinés dans les régions proche-paroi (voir Sec. 1.3.2.2), qui requièrent donc une résolution importante dans le cas de simulations. Les recommandations énoncées à la Sec. 3.1.3 vont également dans ce sens, sans compter le fait que les interactions IRT/atmosphère sont essentiellement localisées en proche-paroi, région où le couplage numérique est donc critique et déterminant. L'utilisation d'un maillage encore plus fin n'a pas été envisagée en raison des besoins prohibitifs en ressources de calcul requis.

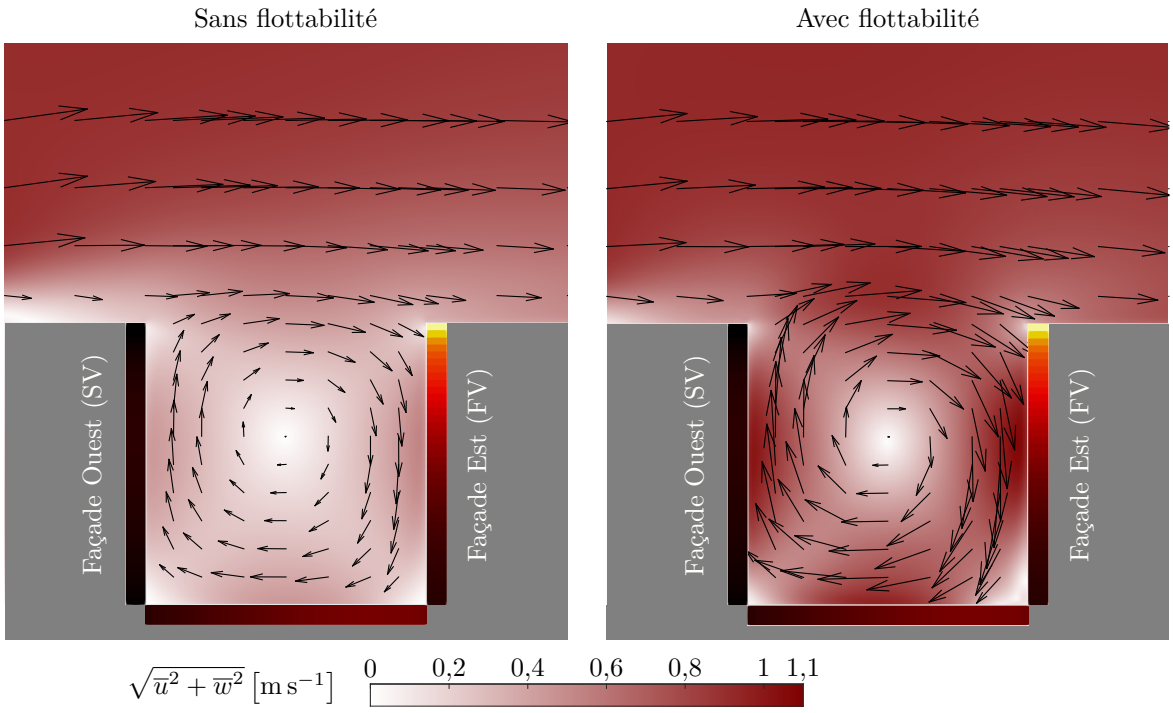
4.4.2.3 Étape 2−2 : Effets de la flottabilité sur l'écoulement

À partir de la configuration décrite et du maillage LBM fin, une simulation aéraulique supplémentaire, ne prenant pas en compte la flottabilité, a été effectuée. La confrontation des solutions obtenues avec et sans flottabilité permet de mettre en évidence l'importance de la prise en compte des forces de flottabilité dans la configuration d'étude.

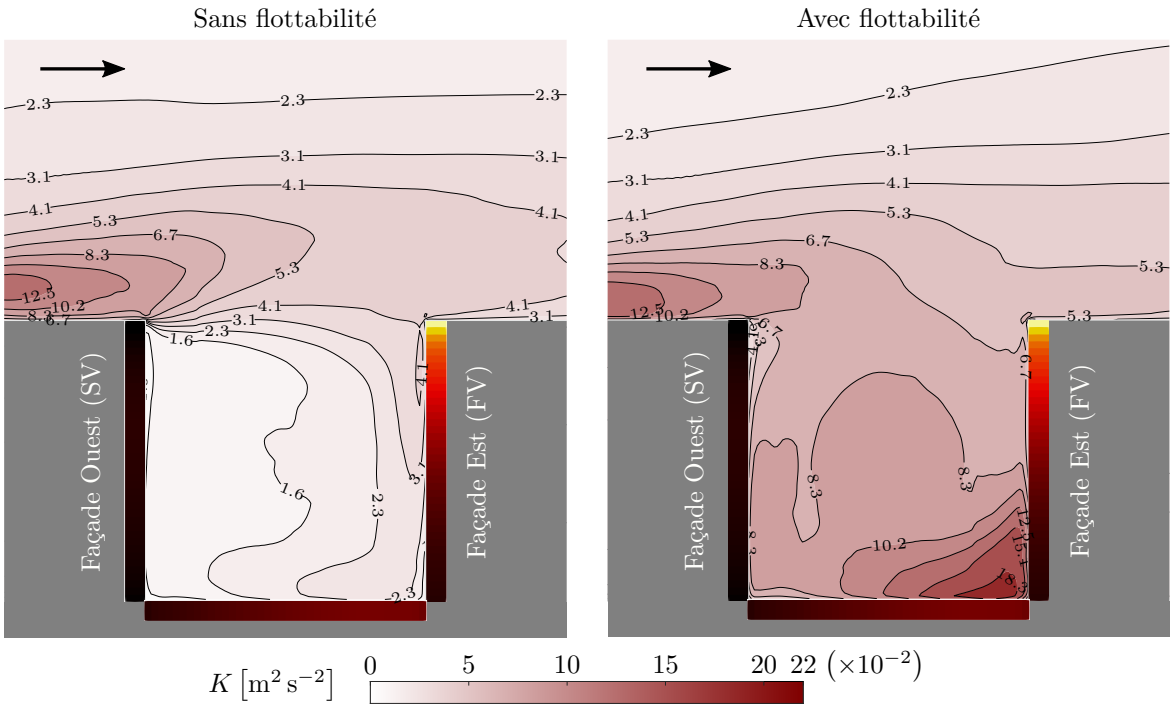
La Fig. 4.19a présente les vitesses moyennes de l'écoulement pour les cas avec et sans flottabilité. Il apparaît que les forces de flottabilité induites par les parois plus chaudes que l'air ont pour principal effet d'intensifier l'écoulement moyen en accélérant la recirculation principale dans le canyon. Ainsi, la vitesse du tourbillon est à peu près deux fois plus grande avec la flottabilité, avec des valeurs se rapprochant voire dépassant la valeur de la vitesse U_0 au-dessus de la rue. Les effets de flottabilité ne sont en revanche pas à l'origine de la formation d'un tourbillon contra-rotatif persistant dans le canyon, comme il a pu être observé dans le cas test à échelle réduite du Chap. 3, avec la paroi face au vent chauffée.

Concernant les caractéristiques turbulentes de l'écoulement, les forces de flottabilité ont pour effet une production conséquente d'énergie cinétique turbulente $K = \frac{1}{2}\left(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2}\right)$ dans le canyon, tout particulièrement sur la partie inférieure de la façade Est face au vent, comme il peut être observé sur la Fig. 4.19b. Dans cette partie du canyon, l'écoulement est en effet très instable. Même si la présence d'un tourbillon contre-rotatif permanent n'est pas décelable en observant l'écoulement moyen (Fig. 4.19a), des courants ascendants se forment le long de la paroi par intermittence du fait des forces de flottabilité. Cette formation est favorisée par des vitesses globalement faible dans ce coin du canyon. La confrontation de ces courants d'air chaud ascendants avec l'air froid entrant dans la rue, et descendant le long de la façade, favorise ainsi la production d'énergie cinétique turbulente. Au centre du canyon, la valeur de K est six fois plus grande dans le cas avec flottabilité ($9{,}5 \times 10^{-2}\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$) que dans le cas sans flottabilité ($1{,}5 \times 10^{-2}\,\mathrm{m^2\,s^{-2}}$). Dans la couche de cisaillement juste au-dessus de la rue, les valeurs de K sont du même ordre pour les deux cas. Les forces de flottabilité induites par les toits qui sont plus chauds que l'air n'affectent

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



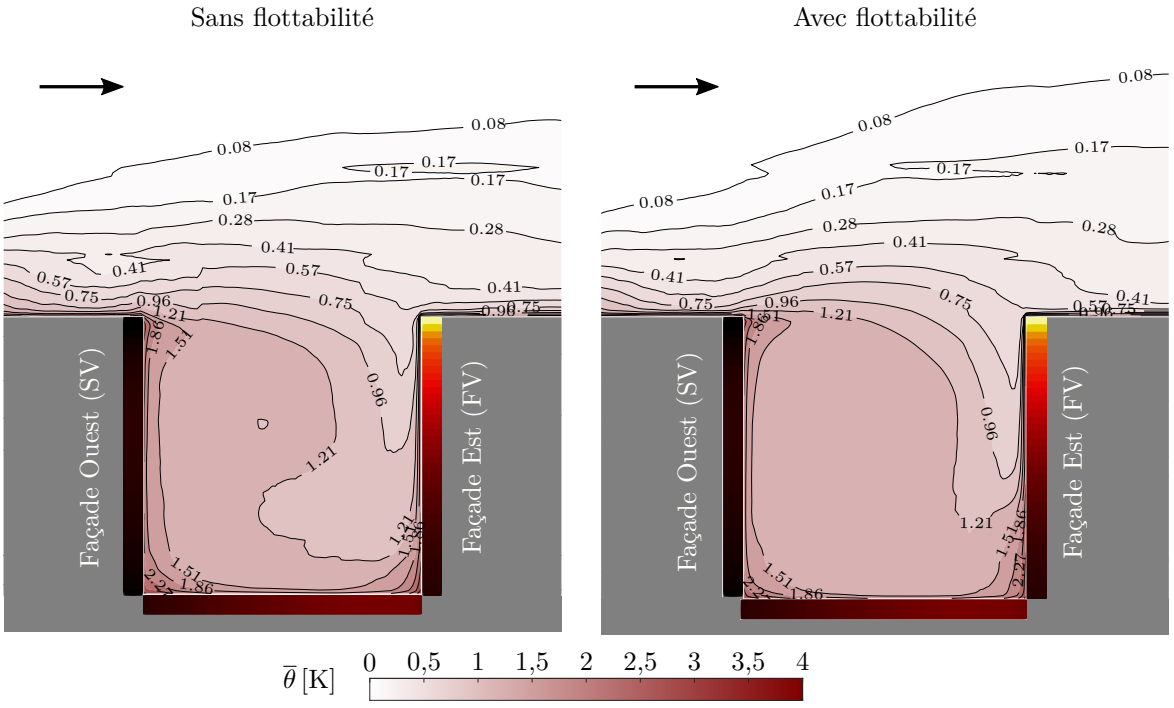
(a) Vitesse moyenne. La taille des vecteurs vitesses est proportionnelle à la vitesse.



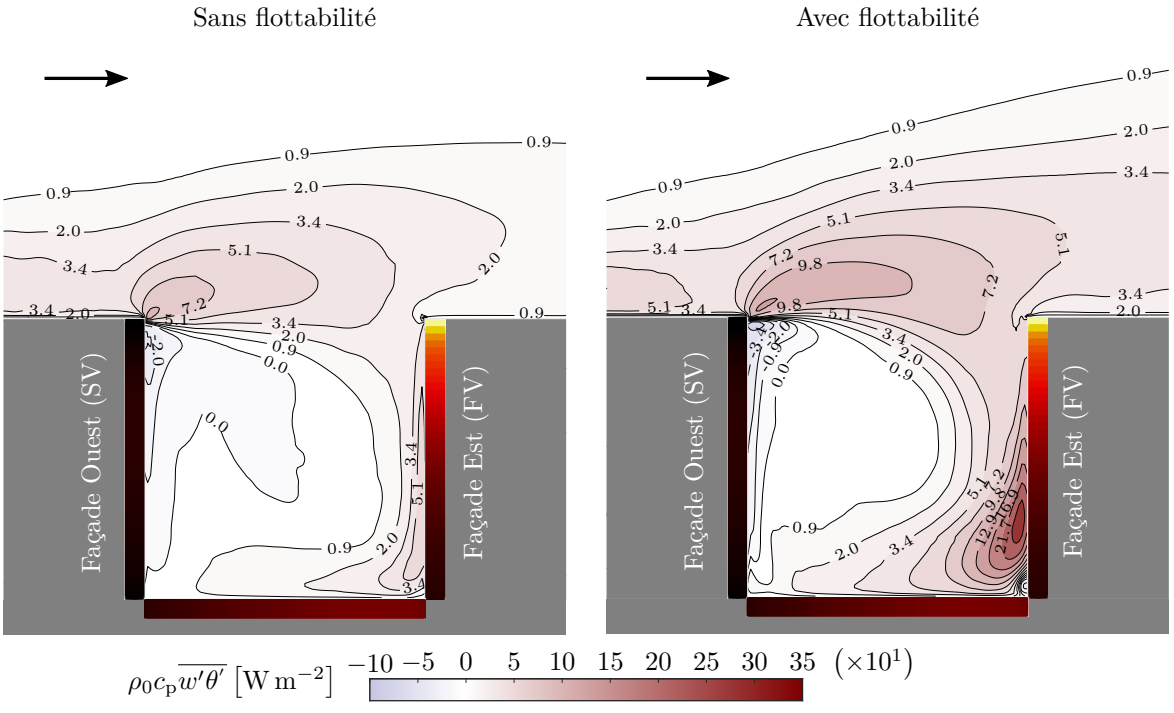
(b) Énergie cinétique turbulente

FIGURE 4.19 – Comparaison des solutions des simulations réalisées avec et sans flottabilité. Les températures de surface sont également affichées (l'échelle de couleur est identique à celle de la Fig. 4.16). Les lignes de contour pour l'énergie cinétique turbulente, la température et le flux de chaleur turbulent sont incrémentées de façon logarithmique, de manière à ne pas concentrer ces lignes dans les zones restreintes de valeurs élevées. Le sens du vent est indiqué par une flèche.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(c) Température réduite moyenne ($\overline{\theta} = \overline{T} - T_0$)



(d) Flux de chaleur turbulent vertical

FIGURE 4.19 – (Suite)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

donc pas sensiblement la turbulence de l'écoulement. Ces effets de la flottabilité sur les caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement sont en accord avec les observations expérimentales faites à échelle réduite, ainsi qu'avec les simulations effectuées dans une rue à échelle réelle, comme évoqué à la Sec. 1.3.2.

Les valeurs du flux convectif moyen sur chaque paroi de la rue sont regroupés dans la Tab. 4.5 pour les cas avec et sans flottabilité. L'intensification de l'écoulement, lorsque les forces de flottabilité sont activées, a mécaniquement pour conséquence d'intensifier les transferts de chaleur convectifs aux parois. Ainsi, avec la flottabilité, les flux convectifs moyens sont augmentés de 2,1, 1,3 et 1,9 fois sur la façade Ouest, la façade Est et le sol respectivement par rapport au cas sans flottabilité. Dans les deux cas, les coefficients d'échange convectifs sont globalement faibles sur les faces du canyon (inférieurs à $1\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ dans le cas sans flottabilité et inférieurs à $2\,\mathrm{W\,m^{-2}\,K^{-1}}$ dans le cas avec flottabilité, si on prend en compte la différence de température entre la surface et l'air ambiant à T_0). Ces valeurs, caractéristiques d'un vent ambiant très faible, sont en accord avec les valeurs de coefficients d'échange déterminées sur les façades d'une rue canyon par Allegrini *et al.* [2012a], à partir de simulations CFD de type RANS.

TABLE 4.5 – Valeurs du flux convectif moyen sur chaque paroi interne de la rue canyon, calculées par la loi de paroi thermique dans les cas avec et sans flottabilité. Les flux sont négatifs puisque les températures de surface sont plus élevées que les températures d'air.

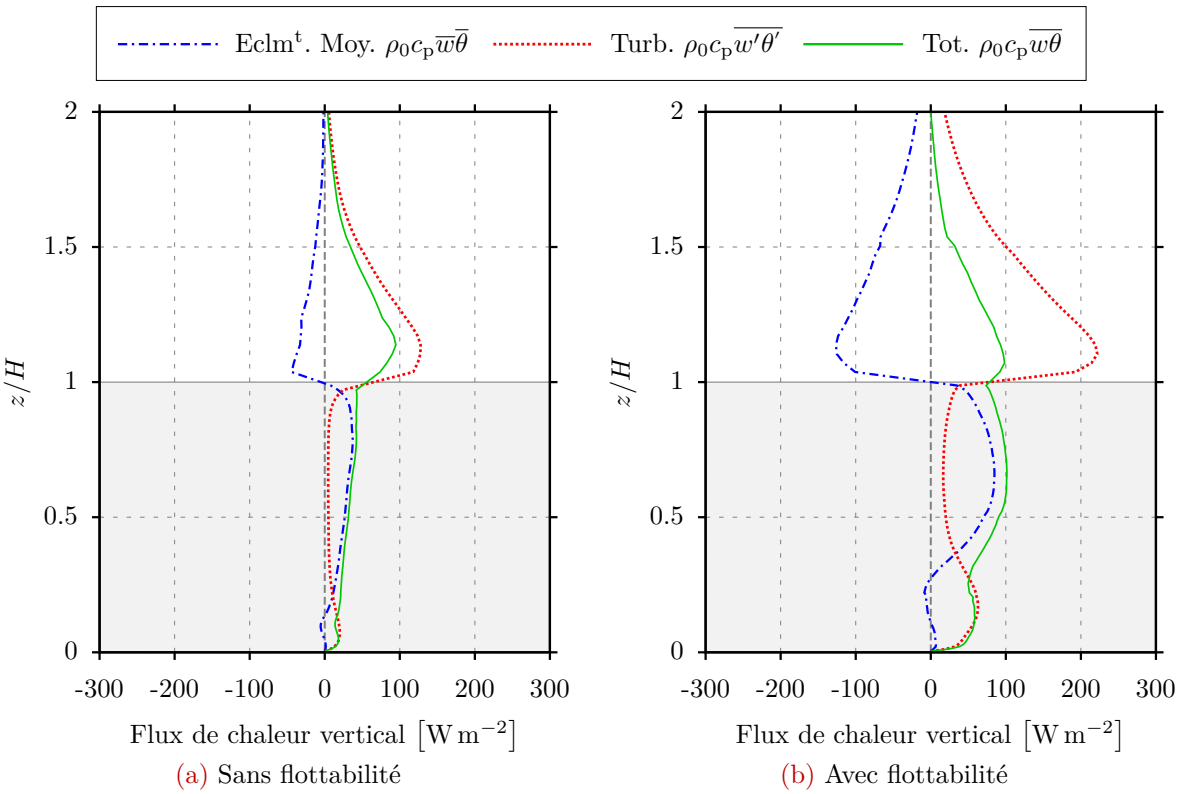
Cas	Façade Ouest	Façade Est	Sol
Sans flottabilité	$-3{,}1\,\mathrm{W\,m^{-2}}$	$-7{,}5\,\mathrm{W\,m^{-2}}$	$-4{,}3\,\mathrm{W\,m^{-2}}$
Avec flottabilité	$-6{,}6\,\mathrm{W\,m^{-2}}$	$-10{,}1\,\mathrm{W\,m^{-2}}$	$-8{,}0\,\mathrm{W\,m^{-2}}$

Les champs de température moyenne pour les cas avec et sans flottabilité sont représentés sur la Fig. 4.19c. Il peut être remarqué que les valeurs et la distribution des températures sont à peu près identiques dans les cas avec et sans flottabilité. Cela signifie que dans le cas avec flottabilité, la surchauffe de l'air induite par un accroissement des transferts de chaleur convectifs (lié à l'intensification de l'écoulement par les forces de flottabilité comme expliqué plus haut) est compensée par une meilleure évacuation de cette chaleur hors de la rue, du fait d'un meilleur taux de renouvellement d'air. Concernant l'aspect général des champs de température, la formation du panache thermique dû à l'échauffement progressif de l'air froid entrant dans le canyon, et advecté dans le sens de la recirculation principale, est visible dans les deux cas. Malgré la présence de ce panache, la température dans le canyon est plutôt homogène ($\overline{\theta}$ étant compris entre 1 K et 1,5 K environ), excepté très proche des parois chaudes où se forment les couches limites thermiques dont l'épaisseur est comprise entre 50 cm et 1 m en fonction de la localisation. Ces résultats sont conformes aux observations faites in-situ lors de campagnes de mesures, présentées brièvement à la Sec. 1.3.2.2.

Les flux de chaleur turbulents verticaux moyens sont représentés sur la Fig. 4.19d. Ces flux sont importants surtout dans la couche de cisaillement au-dessus de la rue, et tout particulièrement dans la zone d'éjection de l'air chaud du canyon (au sommet de la paroi sous le vent), ainsi que le long de la paroi face au vent. Ces flux turbulents sont globalement plus élevés lorsque la flottabilité est prise en compte, et notamment sur la partie inférieure de la façade Est face au vent. Dans cette partie du canyon, la production d'énergie cinétique turbulente est en effet favorisée par les forces de flottabilité comme expliqué plus haut,

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

ce qui a pour effet plausible d'amplifier le transfert de chaleur turbulent vertical. Afin de pouvoir mieux quantifier l'impact de la flottabilité sur le bilan global de chaleur dans la rue, les profils verticaux des différentes composantes verticales des flux de chaleur, moyennés selon x, sont donnés sur la Fig. 4.20. Conformément à la hausse des flux convectifs aux parois dans le cas avec flottabilité (Tab. 4.5), le flux total moyen dans le canyon dans ce cas est supérieur au flux total moyen dans le cas sans flottabilité. Ainsi en haut de la rue (au niveau de l'interface entre la rue et la couche atmosphérique au-dessus), ce flux total moyen est de $75\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ avec flottabilité contre $41\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ sans flottabilité. Dans la partie inférieure du canyon ($z/H < 0{,}25$), le flux turbulent domine le transport de chaleur vertical total, et l'accroissement du flux turbulent avec la flottabilité (comme énoncé plus haut) est donc primordial sur le bilan de chaleur de la rue. Dans la partie supérieure du canyon ($z/H > 0{,}25$), le flux lié à l'écoulement moyen domine le transport de chaleur vertical total, la part turbulente du flux total n'étant pas significative. La recirculation principale étant intensifiée avec la flottabilité, le flux de chaleur vertical est également plus important. Au-dessus de la rue, dans la couche de cisaillement, la hausse du flux turbulent vertical, liée à la prise en compte de la flottabilité, est compensée par une injection d'air froid dans le canyon (flux de chaleur de l'écoulement moyen négatif) plus importante. Le flux de chaleur vertical total au-dessus de la rue est de ce fait à peu près équivalent dans les cas avec ou sans flottabilité.



(a) Sans flottabilité (b) Avec flottabilité

FIGURE 4.20 – Profils verticaux des flux de chaleur verticaux moyens, simulés pour les cas avec et sans flottabilité : de l'écoulement moyen $\rho_0 c_p \overline{w}\overline{\theta}$, turbulent $\rho_0 c_p \overline{w'\theta'}$ et total moyen $\rho_0 c_p \overline{w\theta}$ (somme des deux précédents). Pour tout z, la valeur de flux donnée correspond au flux intégré selon x (sur $0 < x < W$ pour $z < H$ et sur toute la longueur du domaine pour $z > H$) et rapporté à l'unité de surface de la rue afin d'assurer la continuité des valeurs à l'interface $z = H$.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Les solutions des simulations mettent en évidence un transport de chaleur non négligeable qui subsiste dans l'axe du canyon (direction transversale y), et qui semble résulter en une convergence de chaleur dans le plan central du canyon, depuis les zones internes du canyon de part et d'autre de ce plan central. Ce phénomène, non désiré, est vraisemblablement lié aux effets de bord induits par la zone de raffinement la plus fine au centre du domaine, dont la largeur est sûrement trop faible pour assurer une bi-dimensionnalité parfaite du bilan de chaleur dans le plan central du canyon. Ainsi, la balance des flux de chaleur dans le plan central ne semble pas respectée. Cette limite est liée à la paramétrisation du maillage et aux choix faits pour limiter les coûts de calcul des simulations CFD. Toutefois, les conclusions concernant le transport vertical de chaleur dans le plan central et l'impact de la prise en compte de la flottabilité sur ce transport restent valables.

4.4.2.4 Étape 2−3 : Analyse des effets des interactions IRT/atmosphère sur l'écoulement

L'impact des interactions IRT/atmosphère sur l'écoulement et les flux de chaleur sensible dans la configuration d'étude, à l'instant de référence, est maintenant analysé, en confrontant les solutions statistiquement stationnaires obtenues en considérant l'atmosphère comme transparente d'une part, et participante d'autre part, c'est-à-dire respectivement sans prise en compte et avec prise en compte des interactions IRT/atmosphère. Une simulation couplée avec *ProLB* et *TRABOULE*, prenant en compte la flottabilité ainsi que les interactions entre le rayonnement IRT et l'atmosphère urbaine. a pour cela été effectuée en complément des simulations précédentes.

Pour cette simulation couplée, la résolution spatiale du maillage FVM radiatif est de 0,3 m (soit $H/40$). Le nombre de directions de propagation utilisé pour la discrétisation angulaire a été fixé à 440 pour des raisons de limitation en mémoire vive. D'après l'analyse de sensibilité au maillage FVM présentée à la Sec. 2.3.2, la résolution spatiale et angulaire de ce maillage est suffisante pour obtenir des résultats fiables et précis dans la configuration étudiée. Le maillage spatial, représenté sur la Fig. 4.21, s'étend de $x/W = -1$ à $x/W = 1$ et de $z/H = 0$ à $z/H = 1{,}25$. Afin de bien intégrer l'aspect tridimensionnel de l'écoulement et la disparité du champ de température dans l'axe du canyon (et son impact sur l'absorption du rayonnement IRT), le domaine radiatif s'étend de part et d'autre du plan central du canyon sur une largeur de $3H$ (concordant à peu près avec la zone de raffinement 6 visible sur la Fig. 3.12). Les puissances volumiques radiatives calculées dans ce domaine radiatif sont appliquées sur toute la largeur du domaine LBM par périodicité, afin d'éviter une discontinuité de ces grandeurs dans la direction transversale. Du fait des limites imposées par les ressources de calcul utilisées (notamment concernant la mémoire vive disponible), un compromis a dû être trouvé entre les dimensions du domaine radiatif (dans les directions transversale et verticale) et la résolution du maillage radiatif. Il n'a donc pas été possible d'étendre le domaine radiatif plus en hauteur au-dessus de $z/H = 1{,}25$.

Sur les frontières ouvertes du domaine radiatif non périodiques (Fig. 4.21), c'est à dire la frontière supérieure et les frontières verticales en amont et en aval du canyon ouvertes sur l'environnement extérieur du canyon, les luminances IRT spectrales descendantes isotropes provenant de l'atmosphère terrestre sont calculées à partir du modèle atmosphérique décrit à la Sec. 2.2.3.4. Tout comme le cas d'étude du Chap. 2, les profils Mid-Latitude Summer (MLS) sont utilisés, avec pour seule différence la température d'air au niveau du sol, qui est ici fixée à

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

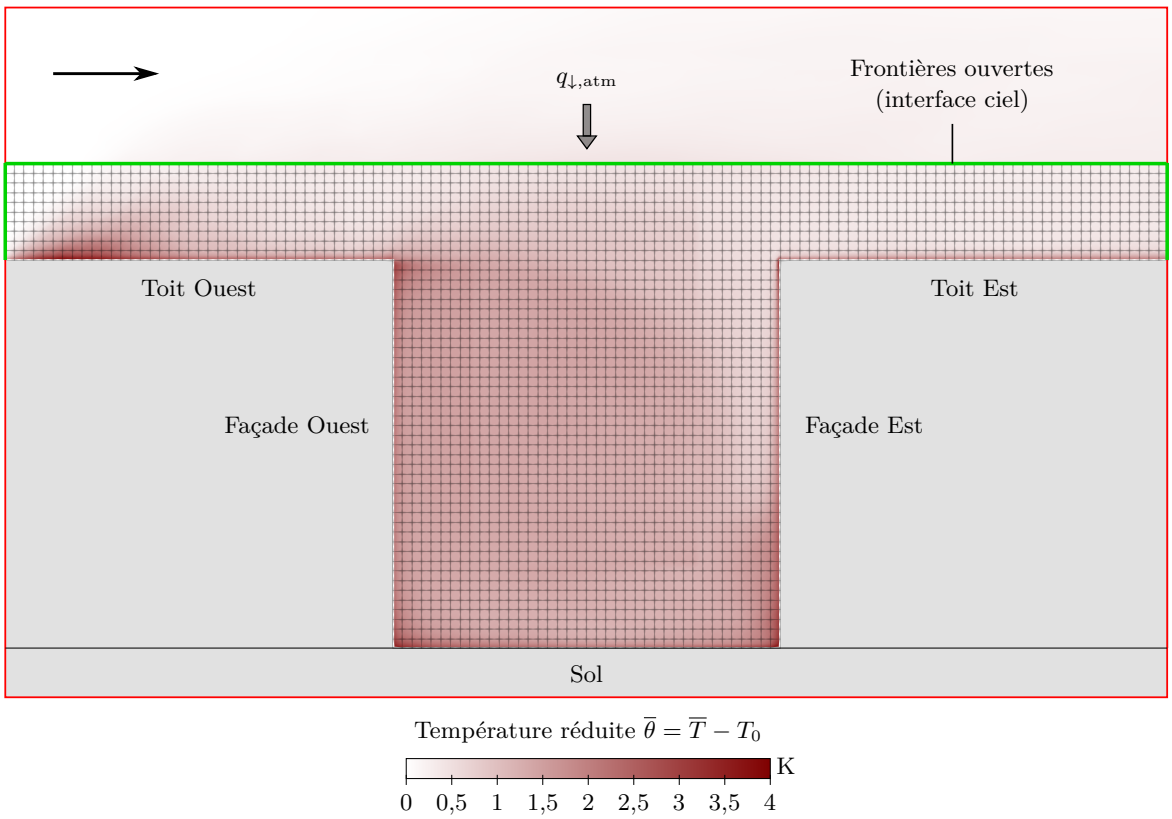


FIGURE 4.21 – Maillage spatial du solveur radiatif (FVM). La distribution de la température d'air réduite moyenne est également affichée. La frontière haute du domaine radiatif se situe à $z/H = 1{,}25$. La flèche noire indique le sens de l'écoulement.

T_0 (soit 25,7 °C). Le flux IRT descendant horizontal total $q_{\downarrow,\mathrm{atm}}$ est alors égal à 327,2 W m^{-2}.

> Nous avons déjà évoqué à la Sec. 2.2.3.4 le fait que le flux $q_{\downarrow,\mathrm{atm}}$ modélisé à partir des profils MLS est trop faible, comparativement aux valeurs moyennes généralement rencontrées dans les conditions estivales de la période d'étude. Par exemple, la valeur de ce flux mesuré à la station de Dijon à l'instant de référence est de 355 W m^{-2}. De ce fait, le flux IRT provenant du ciel et incident au niveau des surfaces du bâti sera légèrement sous-estimé, et le refroidissement de ces parois sera par conséquent légèrement surestimé, notamment aux localisations présentant un Sky View Factor (SVF) élevé.

Au niveau des frontières ouvertes, le ciel est traité spectralement avec pour but d'assurer au maximum la continuité spectrale (traitement spectral de base décrit à la Sec. 2.2.4). Pour modéliser l'absorption dans le domaine radiatif, l'état thermodynamique de l'atmosphère dans le domaine est supposé homogène et identique à l'état de l'atmosphère au niveau du sol renseigné dans les profils MLS du modèle atmosphérique, ce qui correspond à de l'air dont la température, la pression et la composition gazeuse sont spécifiées dans la Tab. 4.6. La présence éventuelle d'aérosols dans l'atmosphère urbaine n'est pas prise en compte.

L'absorption est modélisée avec l'approche SLW (présentée à la Sec. 2.2.2), en utilisant un

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 4.6 – Température, pression et composition gazeuse (en fractions volumiques) de l'air dans le domaine radiatif pour le cas d'étude considéré. ppm = partie par million en volume.

T_{air}	p_{air}	H_2O	CO_2	O_3	N_2O	CH_4	CO	O_2
25,7 °C	1 atm	1,88 %	417 ppm	0,03 ppm	0,32 ppm	1,70 ppm	0,15 ppm	20,9 %

total de 10 gaz gris (comme pour le cas d'étude du Chap. 2). Les coefficients d'absorption et les poids de ces gaz gris ainsi que les poids aux parois et à l'interface sont donnés dans la Tab. 4.7. Les poids aux parois ont été calculés à partir de la température de surface moyenne de chaque paroi à l'instant de référence. Les poids aux interfaces avec le ciel ont été calculés avec la méthode de couplage spectral présentée à la Sec. 2.2.5.

TABLE 4.7 – Coefficients d'absorption κ_j et poids a_j de gaz, poids aux parois et poids à l'interface $a_{j,\text{int}}$ des 10 gaz gris utilisés pour modéliser l'absorption du rayonnement IRT par l'air dans le domaine radiatif.

κ_j $[\text{m}^{-1}]$	a_j	$a_{j,\text{sol}}$	$a_{j,\text{ouest}}$	$a_{j,\text{est}}$	$a_{j,\text{toits}}$	$a_{j,\text{int}}$
0	$1{,}44\times10^{-1}$	$1{,}46\times10^{-1}$	$1{,}45\times10^{-1}$	$1{,}46\times10^{-1}$	$1{,}46\times10^{-1}$	$1{,}28\times10^{-2}$
$5{,}86\times10^{-5}$	$1{,}45\times10^{-1}$	$1{,}47\times10^{-1}$	$1{,}46\times10^{-1}$	$1{,}47\times10^{-1}$	$1{,}47\times10^{-1}$	$5{,}30\times10^{-2}$
$6{,}37\times10^{-4}$	$1{,}41\times10^{-1}$	$1{,}41\times10^{-1}$	$1{,}41\times10^{-1}$	$1{,}41\times10^{-1}$	$1{,}41\times10^{-1}$	$1{,}48\times10^{-1}$
$3{,}38\times10^{-3}$	$1{,}32\times10^{-1}$	$1{,}32\times10^{-1}$	$1{,}32\times10^{-1}$	$1{,}32\times10^{-1}$	$1{,}32\times10^{-1}$	$1{,}81\times10^{-1}$
$1{,}37\times10^{-2}$	$1{,}20\times10^{-1}$	$1{,}20\times10^{-1}$	$1{,}20\times10^{-1}$	$1{,}19\times10^{-1}$	$1{,}20\times10^{-1}$	$1{,}66\times10^{-1}$
$4{,}40\times10^{-2}$	$1{,}05\times10^{-1}$	$1{,}05\times10^{-1}$	$1{,}05\times10^{-1}$	$1{,}04\times10^{-1}$	$1{,}05\times10^{-1}$	$1{,}45\times10^{-1}$
$1{,}60\times10^{-1}$	$8{,}64\times10^{-2}$	$8{,}62\times10^{-2}$	$8{,}62\times10^{-2}$	$8{,}62\times10^{-2}$	$8{,}62\times10^{-2}$	$1{,}18\times10^{-1}$
$7{,}07\times10^{-1}$	$6{,}54\times10^{-2}$	$6{,}46\times10^{-2}$	$6{,}48\times10^{-2}$	$6{,}46\times10^{-2}$	$6{,}46\times10^{-2}$	$9{,}04\times10^{-2}$
3,17	$4{,}26\times10^{-2}$	$4{,}19\times10^{-2}$	$4{,}20\times10^{-2}$	$4{,}18\times10^{-2}$	$4{,}18\times10^{-2}$	$5{,}88\times10^{-2}$
$2{,}53\times10^{1}$	$1{,}85\times10^{-2}$	$1{,}80\times10^{-2}$	$1{,}81\times10^{-2}$	$1{,}80\times10^{-2}$	$1{,}80\times10^{-2}$	$2{,}56\times10^{-2}$

Deux remarques s'imposent concernant la validité de la modélisation de l'absorption par l'air :

1. Les propriétés d'absorption de l'air sont considérées homogènes et constantes dans tout le domaine (elles sont calculées pour l'état thermodynamique renseigné dans la Tab. 4.6). Or, les champs de température d'air simulés avec *ProLB* ne sont pas homogènes, la température pouvant varier de quelques kelvins au sein du domaine radiatif. Toutefois, ces faibles variations de température ne sont pas prises en compte pour modéliser l'absorption, étant donné que les propriétés d'absorption peuvent être considérées constantes dans ce cas, comme nous l'avons vu à la Sec. 1.2.3. Le même raisonnement peut être fait concernant les températures de surface, qui ne sont pas homogènes sur chaque paroi : les variations de température sont assez faibles pour considérer que la distribution spectrale du rayonnement émis par chaque surface est constante. Le terme d'émission totale de Planck de l'air et des surfaces dans chaque cellule radiative et sur chaque facette surfacique reste lui dépendant de la température simulée.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2. Il peut être observé sur la Fig. 4.21 que la température est supérieure à T_0 au niveau des interfaces entre le domaine radiatif et le ciel. Cette différence de température reste cependant limitée, et ne dépasse pas 0,5 K au niveau de ces frontières. Le fait que la température ne soit pas strictement égale à T_0 à ces interfaces implique une légère discontinuité de l'émission spectrale de l'air, et donc du flux entrant et des puissances radiatives volumiques. La solution pour limiter ces discontinuités serait d'étendre le domaine radiatif plus en hauteur et en longueur, ce qui n'est pas faisable compte tenu des ressources de calcul disponibles. Nous évaluerons dans la suite si ces discontinuités sont négligeables au regard des résultats d'intérêt.

Concernant la synchronisation temporelle, le cycle de couplage IRT, tel qu'illustré sur la Fig. 4.5, est d'environ 1 min. À chaque cycle de couplage IRT, les températures d'air calculées avec *ProLB* sont moyennées sur tout le cycle avant d'être communiqués au solveur radiatif. Le choix de cette fréquence de couplage IRT découle principalement de contraintes sur les ressources de calcul, puisqu'une multiplication des itérations de couplage IRT engendrerait un temps de calcul supplémentaire proportionnel. Le couplage surfacique n'est pas activé puisque les températures de surface sont constantes tout au long des simulations.

Le cycle de couplage IRT de 1 min est très grand comparé au pas de temps LBM de 5,25 ms. En toute rigueur, la consistance du couplage nécessiterait une fréquence de couplage IRT beaucoup plus élevée, afin de mettre à jour les champs de puissance radiative volumique en concordance avec l'évolution des champs de température instantanée, en s'ajustant à la dynamique rapide de la turbulence.

Les résultats des solutions statistiquement stationnaires obtenues avec un air participant ou transparent sont maintenant analysés. La Fig. 4.22 donne les puissances radiatives volumiques moyennes obtenues dans le cas participant. Globalement, ces puissances sont positives dans et au-dessus du canyon, étant donné que les surfaces extérieures des façades, du sol et des toits sont partout plus chaudes que l'air. De la même manière que dans le cas d'étude radiatif traité dans le Chap. 2, les valeurs de ces puissances les plus importantes sont concentrées proche des surfaces les plus chaudes, le surplus d'absorption de rayonnement étant maximal dans les zones où la différence de température entre les surfaces et l'air est grande. C'est notamment le cas sur la partie supérieure de la façade Est face au vent (zone d'entrée de l'air froid dans la rue) où la puissance radiative volumique est comprise entre $5\,\mathrm{W\,m^{-3}}$ et $10\,\mathrm{W\,m^{-3}}$, et sur la partie Est du sol où la puissance radiative volumique atteint $3{,}6\,\mathrm{W\,m^{-3}}$. Ailleurs dans et au-dessus du canyon, les puissances radiatives volumiques résiduelles sont faibles (globalement inférieures à $1\,\mathrm{W\,m^{-3}}$). Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que les valeurs de puissance obtenues au sein du canyon dans le cas d'étude du Chap. 2 (données sur la Fig. 2.21). Des puissances moyennes négatives sont également visibles bien que très localisées : au sommet de la façade Ouest sous le vent où l'air chaud éjecté du canyon se retrouve environné par l'air plus froid de la couche limite d'approche, ainsi que dans le coin formé par la façade Ouest et le sol où les surfaces sont les plus froides et l'air particulièrement chaud. Dans ces zones, la balance radiative entre l'absorption du rayonnement provenant de l'environnement plus froid et l'émission de rayonnement par l'air chaud est négative. La puissance radiative volumique atteint ainsi $-2{,}6\,\mathrm{W\,m^{-3}}$ dans la zone d'éjection et $-0{,}8\,\mathrm{W\,m^{-3}}$ dans le coin Ouest. À noter qu'il n'y a pas de discontinuité marquée de la puissance radiative

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

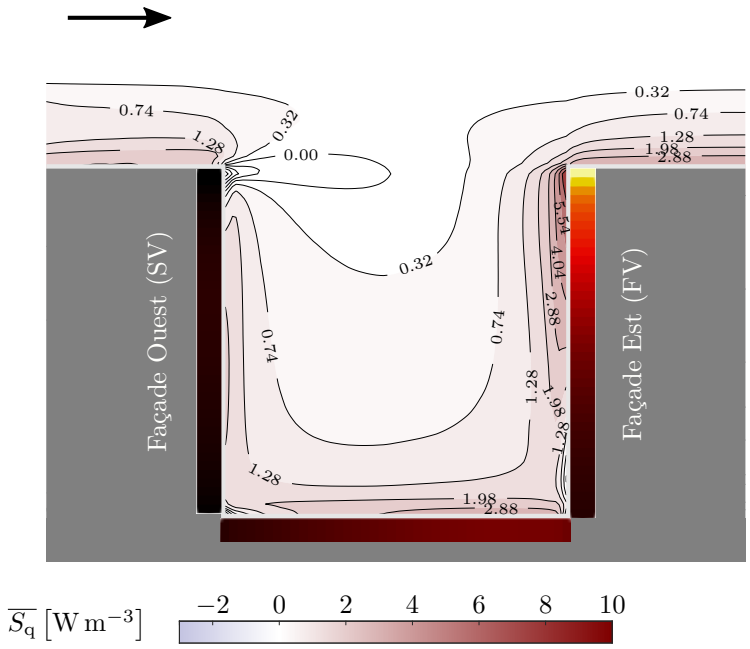
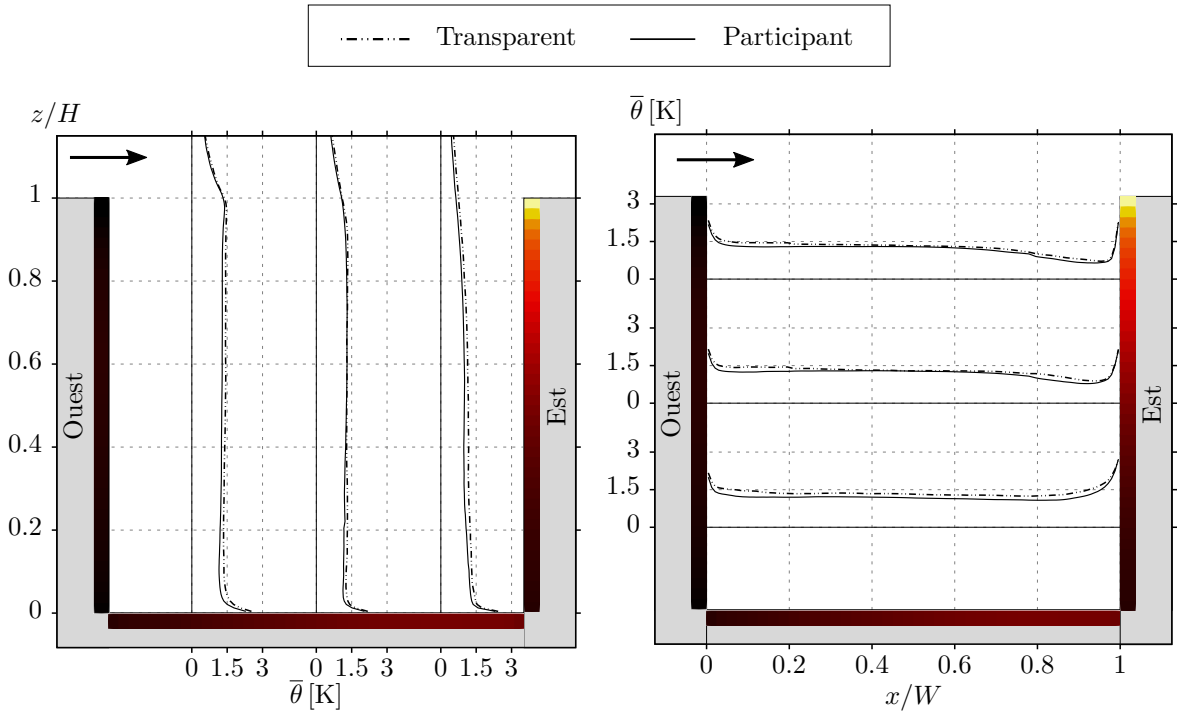


FIGURE 4.22 – Puissances radiatives volumiques moyennes (sources de chaleur moyennes $\overline{S_q}$) obtenues dans le cas participant. Les températures de surface sont également affichées (l'échelle de couleur est identique à celle de la Fig. 4.16). Les lignes de contour sont incrémentées de façon logarithmique, de manière à ne pas concentrer ces lignes trop proche des parois où les valeurs sont les plus élevées. Le sens du vent est indiqué par une flèche.

volumique au niveau de la frontière haute du domaine radiatif, à l'interface avec le ciel. Ainsi, le fait que cette frontière ne soit pas située plus en hauteur, à une altitude où la température est homogène et égale à T_0, ne représente pas un problème pour la continuité de l'émission spectrale à l'interface entre le ciel et l'air dans le domaine radiatif.

L'observation des champs de vitesse moyenne et d'énergie cinétique turbulente montre que la structure et la turbulence de l'écoulement ne sont pas affectées par les interactions. En effet, ces champs sont similaires en tout point du canyon et de la couche de cisaillement au-dessus, que ce soit avec un air transparent ou participant. Par conséquent, nous pouvons en conclure que les interactions IRT/air n'ont pas d'effet notable sur la flottabilité dans cette configuration. Malgré tout, la présence de puissances radiatives volumiques non nulles dans l'air peut tout de même avoir un effet direct sur les champs de température au travers du terme source radiatif dans l'équation de la chaleur résolue par *ProLB*. Afin d'évaluer l'ampleur de cet effet, les profils de température moyenne pour les cas transparent et participant sont donnés sur la Fig. 4.23. Dans le cas participant, la température moyenne obtenue est légèrement inférieure à celle obtenue dans le cas transparent. Les différences sont de l'ordre de 0,1−0,2 K et sont un peu plus grandes dans la partie inférieure du canyon. Étant donné que les flux convectifs moyens sur l'ensemble des parois sont identiques et que l'intensité de l'écoulement reste inchangée avec les interactions IRT/air, la tendance observée sur la température moyenne est plutôt contre-intuitive. En effet, nous pourrions nous attendre à ce que la température moyenne soit plus élevée dans le cas participant, notamment en proche-paroi, puisque les puissances radiatives volumiques représentent un gain de chaleur dans l'air.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Profils verticaux (b) Profils horizontaux

FIGURE 4.23 – Profils de température d'air réduite moyenne $\overline{\theta} = \overline{T} - T_0$ à différentes positions dans le canyon, dans les cas transparent et participant. Les températures de surface sont également affichées (l'échelle de couleur est identique à celle de la Fig. 4.16). Le sens du vent est indiqué par une flèche.

En observant les profils horizontaux du flux de chaleur turbulent vertical moyen dans le canyon (Fig. 4.24), il peut être constaté que ce dernier est légèrement plus important dans le cas participant sur la partie inférieure de la façade Est où les valeurs sont les plus élevées. Les différences atteignent en effet $10-20\,\%$ dans cette zone restreinte du canyon, mais restent négligeables ailleurs. Ces différences pourraient, par un effet de compensation, être à l'origine des valeurs de température moyenne légèrement plus faibles constatées dans le cas participant, notamment dans la partie inférieure du canyon. Toutefois, nous estimons qu'il faut rester prudents quant à l'interprétation de ces tendances, s'agissant de phénomènes couplés aussi complexes. D'autant plus que ces différences dans les solutions obtenues restent faibles et pourraient être dues uniquement à des différences d'ordre numérique ou bien de modélisation, en lien par exemple avec la fréquence de couplage radiative (relativement faible ici), les raccords entre domaine radiatif et aéraulique, une convergence statistique des solutions pas tout à fait atteinte, etc.

4.4.2.5 Étape 3 : Simulations couplées dynamiques

Pour la dernière étape, des simulations couplées ont été lancées à partir de l'instant de référence, sur une durée totale de 1 h de temps physique. Le but de ces simulations est d'évaluer l'évolution temporelle des bilans surfaciques et des températures de surface, afin de déterminer l'impact des interactions IRT/air sur le rafraîchissement nocturne de la canopée et de ses surfaces après le coucher du soleil. Dans cette optique, deux simulations dans la même configuration ont été effectuées, avec pour seule différence la prise en compte ou non

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

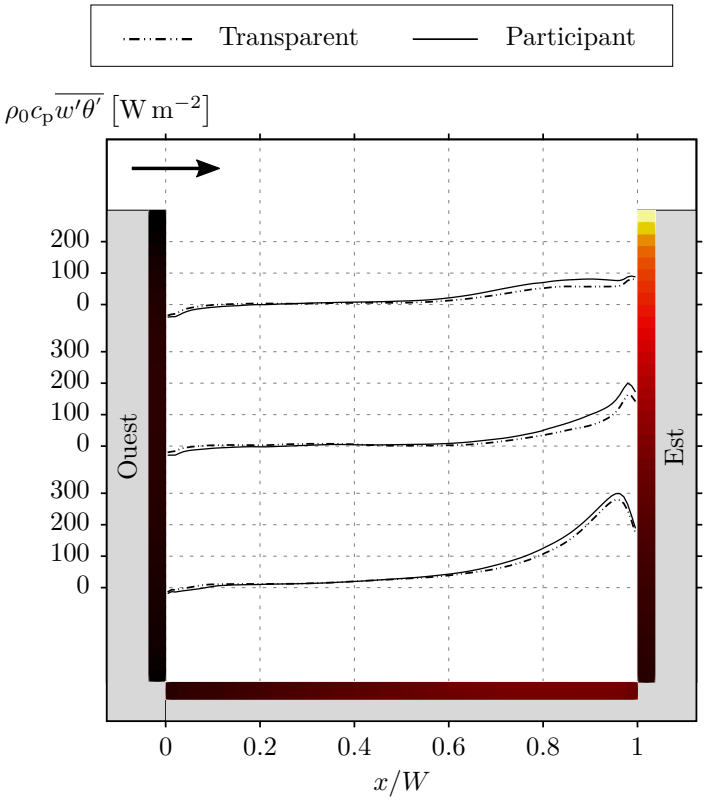


FIGURE 4.24 – Profils horizontaux du flux de chaleur turbulent vertical moyen à différentes positions dans le canyon, dans les cas transparent et participant. Les températures de surface sont également affichées (l'échelle de couleur est identique à celle de la Fig. 4.16). Le sens du vent est indiqué par une flèche.

de ces interactions (l'air étant respectivement considéré comme transparent ou participant au rayonnement IRT). Nous avons pu montrer, à la section précédente, que ces interactions n'avaient pas d'impact notable sur l'écoulement d'air et les flux sensibles associés. Cependant, nous avons vu au travers de l'étude effectuée au Chap. 2 que la prise en compte de l'absorption et de l'émission de rayonnement IRT par l'air dans la canopée pouvait impacter significativement les flux nets IRT aux parois. Ainsi, la dynamique temporelle de rafraîchissement globale peut également être sensiblement affectée.

La paramétrisation des simulations suivantes est exactement la même que celle des simulations couplées de l'étape 2−3, à la seule différence que les températures de surface ne sont plus contraintes à être constantes dans le temps, mais sont calculées dynamiquement par le solveur solide, à partir des bilans de chaleur surfaciques. Le cycle de couplage surfacique, tel qu'illustré sur la Fig. 4.5, est de 30 s. À chaque cycle de couplage surfacique, les flux convectifs calculés avec *ProLB* sont moyennés sur tout le cycle avant d'être communiqués au solveur solide. La paramétrisation du solveur solide est identique à celle utilisée pour l'initialisation thermique de la scène (étape 1 décrite à la Sec. 4.4.2.1), exceptés les calculs solaires qui sont désactivés puisque le soleil est couché à 19:30 UTC. Pour rappel, la dynamique thermique des parois est insensible à une augmentation de la fréquence de couplage surfacique et à un raffinement de la résolution spatiale du solveur solide dans les parois, surtout pour des parois soumises uniquement au refroidissement IRT et convectif plutôt lent sur la

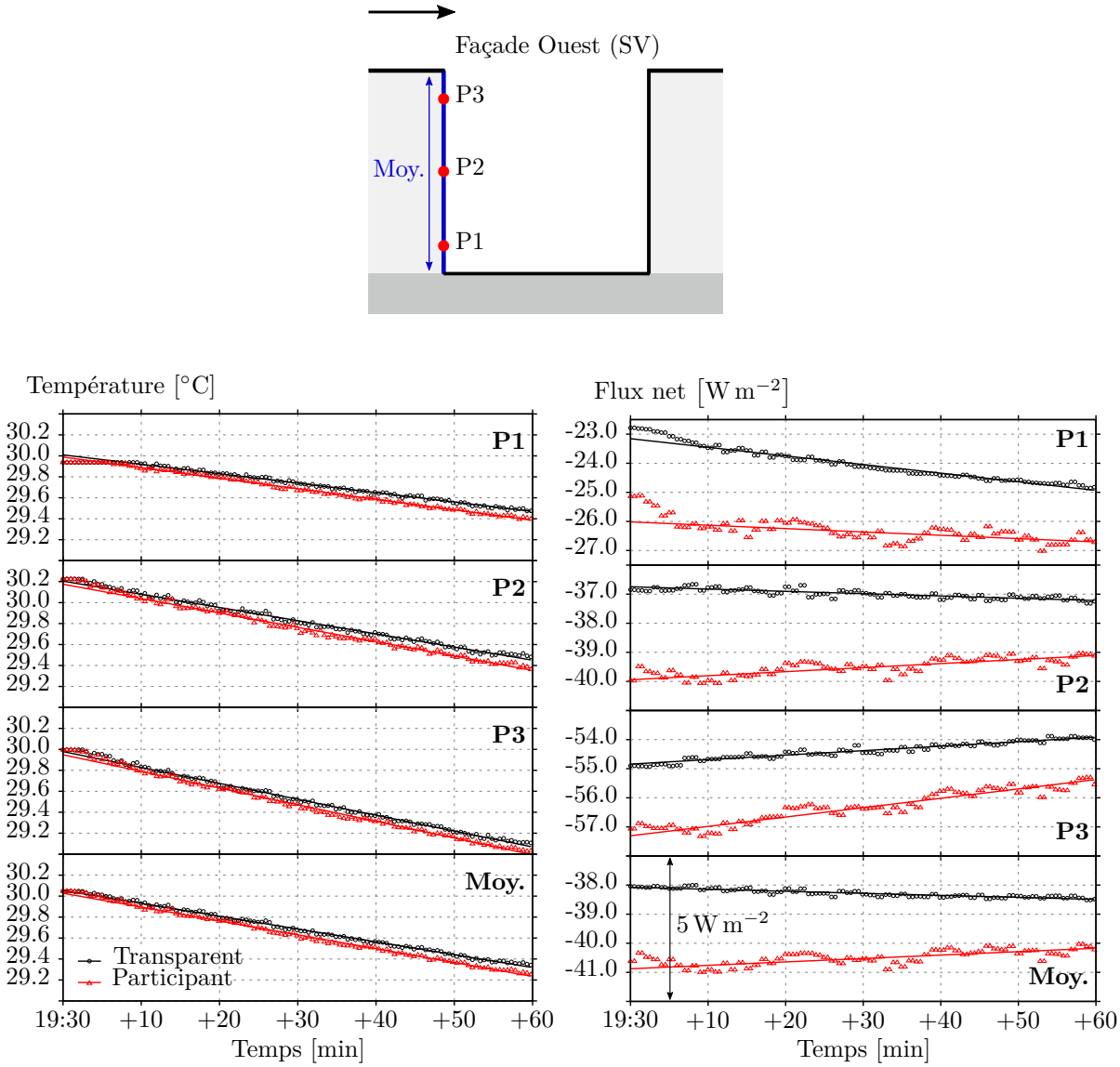
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

période d'étude. Pour les simulations CFD, les champs instantanés de vitesse et de température obtenus à l'étape précédente (dans les cas transparent et participant respectivement) sont utilisés comme solutions initiales pour les simulations couplées dynamiques. Pendant l'heure de simulation, les conditions météorologiques limites (température et vitesse de vent de référence T_0 et U_0 et flux atmosphérique descendant $q_{\downarrow,\mathrm{atm}}$) sont gardées constantes.

Les Fig. 4.25−4.27 donnent, pour les cas transparent et participant, l'évolution des températures de surface et des flux IRT nets en différentes positions sur la façade Ouest, la façade Est et le sol respectivement, au cours de l'heure de simulation suivant l'instant de référence. L'ensemble des résultats met en évidence une période de transition plus ou moins marquée en début de simulation, très certainement due au rétablissement de l'écoulement suite au redémarrage des simulations à partir des solutions de l'étape 2−3. Par conséquent, les approximations linéaires ont été faites sans prendre en compte les données pour les cinq premières minutes. Nous pouvons remarquer en premier lieu que les flux IRT nets sont négatifs sur l'ensemble des surfaces. Cela signifie que les surfaces se refroidissent puisque le flux émis est plus important que le flux absorbé partout sur les surfaces de la rue. Au refroidissement radiatif s'ajoute le refroidissement convectif avec l'air plus froid, bien que ce dernier reste limité par rapport au premier (les flux convectifs moyens absolus par paroi ne dépassent pas les $10\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ comme indiqué dans la Tab. 4.5). La tendance à l'augmentation ou à la diminution du flux IRT net avec le temps est dépendante de la localisation. Si la fraction du ciel vue depuis cette localisation est importante (SVF important), la diminution du flux reçu des autres parois, du fait du refroidissement global des surfaces avec le temps, sera moins influente que la diminution du flux IRT émis du fait de ce refroidissement, le flux net absolu ayant donc tendance à diminuer. C'est par exemple le cas pour l'ensemble du sol et pour les parties supérieures des façades. À l'inverse, aux endroits où la fraction de rayonnement provenant des autres parois est important, c'est-à-dire sur les parties inférieures de chaque façade, la diminution du flux reçu des autres parois avec le temps est déterminante et, par conséquent, le flux net absolu a plutôt tendance à augmenter.

Focalisons-nous maintenant sur les différences dans l'évolution des flux IRT en fonction du caractère transparent ou participant de l'air. La Tab. 4.8 regroupe les valeurs des flux IRT nets aux différents points de chaque paroi (correspondant aux localisations indiquées sur les Fig. 4.25−4.27) et les différences obtenues. Les valeurs données correspondent aux moyennes temporelles sur l'heure d'étude. Les différences de flux IRT nets sont estimées en comparant les résultats obtenus dans le cas transparent par rapport à ceux obtenus dans le cas participant. Sur chaque surface, le flux IRT net dans le cas participant est inférieur à celui obtenu dans le cas transparent (et donc plus important en valeur absolue), conformément au fait que le rayonnement IRT émis par les parois du canyon est en partie atténué avant d'atteindre les autres parois, comme observé avec le cas d'étude présenté au Chap. 2. Le refroidissement radiatif des surfaces est par conséquent plus important dans le cas participant que dans le cas transparent. Sur la façade Ouest, la façade Est et le sol, la différence de flux IRT net moyen est de $2{,}2\,\mathrm{W\,m^{-2}}$, $1{,}7\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ et $0{,}8\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ respectivement, ce qui correspond à une différence relative de 5,5 %, 3,3 % et 1,3 % (rapporté au flux dans le cas participant). Cette différence de flux IRT net est donc maximale sur la façade Ouest, conformément au fait que cette dernière reçoit une grande quantité de rayonnement IRT émis par les autres parois du canyon dont les températures de surface sont plus élevées (notamment la façade Est), rayonnement qui est donc plus atténué avant d'atteindre la façade Ouest (voir Fig. 4.22). Le sol qui, quant à lui, reçoit une part importante de rayonnement IRT provenant du ciel

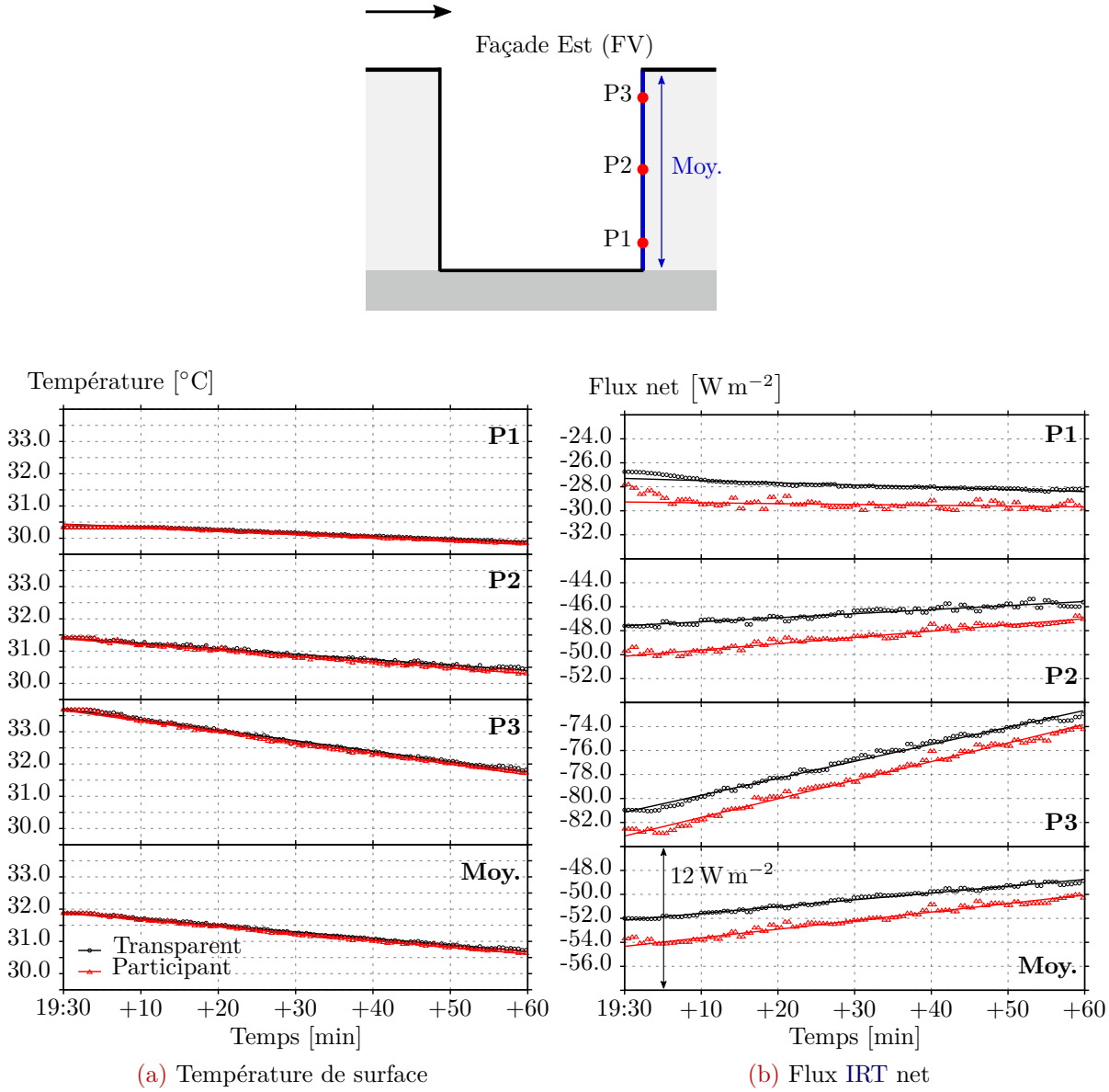
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Température de surface (b) Flux IRT net

FIGURE 4.25 – Évolution des températures de surface et des flux IRT nets (absorbé moins émis) en différents points de la façade Ouest, et valeurs moyennes sur l'ensemble de la façade. En noir, les valeurs correspondant au cas où l'air est transparent, en rouge au cas où l'air est participant. Pour chaque série de données, la droite de régression linéaire est représentée en trait plein. Les échelles de température sont identiques pour chaque graphe, de même pour les échelles de flux.

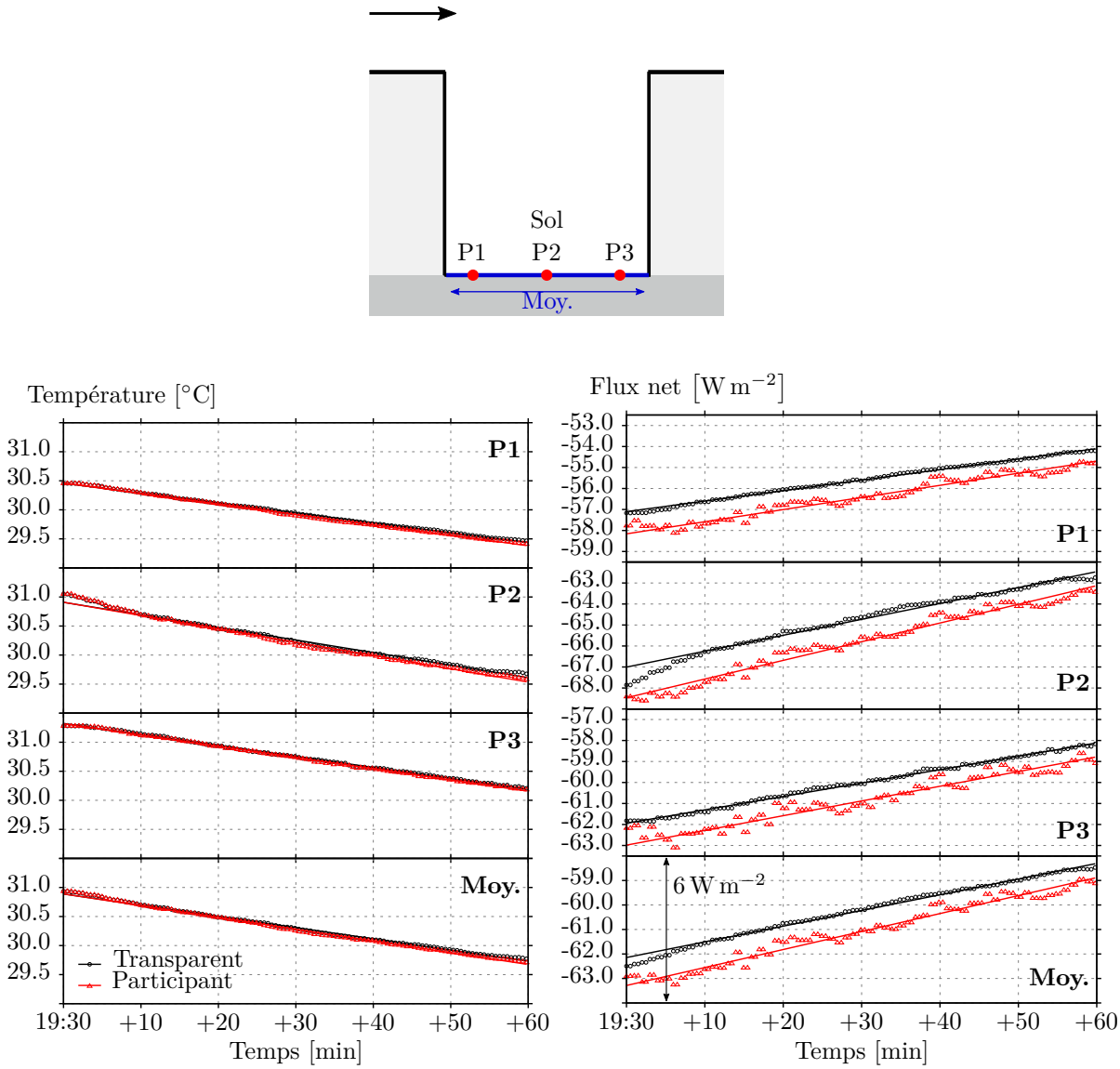
Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Température de surface (b) Flux IRT net

FIGURE 4.26 – Idem que la Fig. 4.25 pour la façade Est.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés



(a) Température de surface

(b) Flux IRT net

FIGURE 4.27 – Idem que la Fig. 4.25 pour le sol.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

TABLE 4.8 – Bilans des flux IRT nets (absorbé moins émis) et des flux de chaleur nets totaux sur les surfaces du canyon en fonction de la localisation (indiquée sur les Fig. 4.25–4.27). Les valeurs données sont des moyennes sur l'heure de simulation. Les différences absolues et relatives sont déterminées en comparant les résultats obtenus dans le cas transparent à ceux obtenus dans le cas participant.

Surface	Loc.	Flux IRT net			Flux total net (IRT + convectif)		
		Valeur pour le cas participant $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Diff. abs. $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Diff. rel.	Valeur pour le cas participant $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Diff. abs. $[\mathrm{W\,m^{-2}}]$	Diff. rel. Diff. rel.
Façade Ouest	P1	−26,3	+2,3	8,7 %	−30,3	+2,2	7,4 %
	P2	−39,5	+2,5	6,4 %	−47,8	+2,5	5,1 %
	P3	−56,3	+1,9	3,4 %	−60,6	+2,0	3,2 %
	Moy.	−40,5	+2,2	5,5 %	−46,2	+2,2	4,7 %
Façade Est	P1	−29,4	+1,6	5,4 %	−32,2	+1,4	4,5 %
	P2	−48,6	+2,0	4,0 %	−60,6	+2,5	4,0 %
	P3	−78,5	+1,6	1,2 %	−90,5	+2,1	2,3 %
	Moy.	−52,2	+1,7	3,3 %	−61,3	+2,0	3,3 %
Sol	P1	−56,4	+0,8	1,4 %	−60,0	+0,8	1,3 %
	P2	−65,8	+1,0	1,6 %	−75,5	+1,2	1,5 %
	P3	−60,8	+0,8	1,3 %	−66,2	+0,4	0,6 %
	Moy.	−61,1	+0,8	1,4 %	−67,7	+0,8	1,2 %

(non affecté par l'air), présente les différences de flux les plus faibles. Si le rapport d'aspect du canyon était plus grand ($H/W > 1$), ces différences seraient alors plus importantes sur le sol puisque le SVF deviendrait plus faible. Ces résultats sont globalement en accord avec les conclusions tirées du cas d'étude présenté au Chap. 2. Toutefois, bien que les différences de flux IRT net sur les parois soient du même ordre de grandeur, elles sont plus faibles dans la configuration présente que dans la configuration d'étude du Chap. 2.

En observant les graphes donnant le flux IRT net sur les Fig. 4.25b–4.27b, ainsi que les valeurs données dans la Tab. 4.8, il apparaît que pour chaque paroi, la différence de flux IRT net est à peu près constante avec la position, surtout si on la rapporte aux variations de la valeur de ce flux avec la hauteur (pour les façades) et la largeur (pour le sol). De ce fait, sur chaque paroi, la différence relative de flux IRT net varie en fonction de la localisation, en relation directe avec la valeur de ce flux. Ainsi, plus ce dernier est grand (en valeur absolue), plus la différence relative est faible. En d'autres termes, plus le flux net est élevé (en valeur absolue), et moins la différence de flux entre les cas participant et transparent aura d'impact sur le refroidissement radiatif de la surface. Par exemple, la différence relative diminue avec la hauteur sur les façades, passant de 8,7 % à 3,4 % de la base au sommet de la façade Ouest, et de 5,4 % à 1,2 % pour la façade Est.

En effectuant les mêmes bilans surfaciques pour le flux total net (c'est-à-dire la somme du

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

flux IRT net et du flux convectif), nous obtenons les différences qui sont également regroupées dans la Tab. 4.8. Étant donné que le flux convectif est limité en comparaison du flux IRT net sur l'ensemble des surfaces, les tendances décrites ci-avant sont identiques si l'on s'intéresse à ce flux total net, excepté que les différences relatives entre le cas participant et le cas transparent sont globalement un peu plus faibles que lorsqu'on s'intéresse au seul flux IRT net. Ainsi, sur la façade Ouest, la façade Est et le sol, la différence relative de flux total net moyen est de 4,7 %, 3,3 % et 1,2 % respectivement, contre 5,5 %, 3,3 % et 1,3 % respectivement pour le flux IRT net seul.

Les différences de flux ont tendance à s'amenuiser avec le temps (même si cela reste limité sur une heure de simulation et donc difficilement visible sur les Fig. 4.25b–4.27b), puisque les différences de température entre les surfaces et l'air diminuent progressivement à mesure que les surfaces se refroidissent, les interactions IRT/air devenant moins importantes et leur impact sur les bilans énergétiques se réduisant. Si les différences de température entre surfaces et air se réduisent continuellement au cours de la nuit en zone urbaine, les interactions IRT/air pourraient devenir négligeables au bout d'un certain temps après le coucher du soleil.

Comme les différences de flux IRT net subsistent pendant toute l'heure de simulation, les écarts de température de surface entre le cas participant et le cas transparent se creusent continuellement sur cette même heure, comme en témoignent les Fig. 4.25a–4.27a. La Tab. 4.9 donne les taux de refroidissement de surface aux différents points de chaque paroi (correspondant aux localisations indiquées sur les Fig. 4.25–4.27). Ces taux, qui représentent la rapidité avec laquelle la surface se refroidit, correspondent, pour chaque localisation, à la

TABLE 4.9 – Taux de refroidissement sur les surfaces du canyon en fonction de la localisation (indiquée sur les Fig. 4.25–4.27). Les différences absolues et relatives sont déterminées en comparant les résultats obtenus dans le cas transparent à ceux obtenus dans le cas participant.

Surface	Loc.	Valeur pour le cas participant $[\mathrm{K\,h^{-1}}]$	Diff. abs. $[\mathrm{K\,h^{-1}}]$	Diff. rel.
Façade Ouest	P1	−0,61	+0,07	11,5 %
	P2	−0,82	+0,06	7,3 %
	P3	−0,95	+0,04	4,9 %
	Moy.	−0,79	+0,06	7,6 %
Façade Est	P1	−0,60	+0,04	6,7 %
	P2	−1,09	+0,08	7,3 %
	P3	−2,00	+0,04	2,0 %
	Moy.	−1,27	+0,05	4,0 %
Sol	P1	−1,08	+0,06	5,6 %
	P2	−1,37	+0,07	5,1 %
	P3	−1,16	+0,03	2,6 %
	Moy.	−1,21	+0,05	4,1 %

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

pente (négative) des droites de régression linéaire de la température de surface en fonction du temps. Ces droites sont représentées sur les graphes des Fig. 4.25a−4.27a, bien que peu visibles. Le taux de refroidissement de surface (pour une même paroi présentant les mêmes propriétés thermiques) est directement lié à la valeur du flux total net. Plus le flux IRT net est élevé (en valeur absolue), et plus la surface se refroidit rapidement. De ce fait, pour chaque paroi de la rue, le taux de refroidissement de surface est maximal aux endroits où le SVF est maximal, à savoir proche du centre de la rue pour le sol et sur les parties supérieures pour chaque façade. Sur la façade Ouest et la façade Est, les surfaces perdent ainsi respectivement jusqu'à 1 K et 2 K en une heure à leurs sommets, et pas plus de 0,6 K en une heure à leur base, dans le cas participant. Sur le sol, le refroidissement de surface est plus homogène, jusqu'à près de 1,4 K en une heure en son centre et 1,1 K en une heure sur les bords.

Sur la façade Ouest, la façade Est et le sol, le taux de refroidissement moyen est de $-0{,}73\,\mathrm{K\,h^{-1}}$, $-1{,}22\,\mathrm{K\,h^{-1}}$ et $-1{,}16\,\mathrm{K\,h^{-1}}$ respectivement dans le cas transparent, et de $-0{,}79\,\mathrm{K\,h^{-1}}$, $-1{,}27\,\mathrm{K\,h^{-1}}$ et $-1{,}21\,\mathrm{K\,h^{-1}}$ respectivement dans le cas participant. Ainsi, dans le cas participant les surfaces se refroidissent légèrement plus vite que dans le cas transparent puisque, comme nous l'avons vu plus haut, le flux IRT net est systématiquement supérieur en valeur absolue dans le cas participant. La différence de refroidissement moyen est de $0{,}06\,\mathrm{K\,h^{-1}}$, $0{,}05\,\mathrm{K\,h^{-1}}$ et $0{,}05\,\mathrm{K\,h^{-1}}$ sur la façade Ouest, la façade Est et le sol respectivement. Cela signifie que ces parois se refroidissent 7,6 %, 4,0 % et 4,1 % moins vite respectivement en moyenne dans le cas transparent par rapport au cas participant, sur cette heure de simulation. En mettant en relation les Tab. 4.8 et 4.9, nous pouvons remarquer que l'importance des différences relatives du taux de refroidissement sur une paroi de même nature est directement liée à l'importance des différences relatives du flux total net. En effet, plus ces dernières sont élevées et plus les différences relatives dans le taux de refroidissement de surface sont marquées. La différence relative de refroidissement est ainsi maximale (11,5 %) à la base de la façade Ouest et minimale (2,0 %) au sommet de la façade Est.

Le bilan IRT au sommet de la rue est également impacté par les interactions IRT/air. La Fig. 4.28 représente l'évolution du flux IRT net moyen à l'interface entre la rue et l'atmosphère au-dessus ($z/H = 1$), au cours de l'heure de simulation suivant l'instant de référence. La Tab. 4.10 regroupe quant à elle les différences de ce flux IRT net moyen entre le cas transparent et le cas participant (moyenné sur l'heure de simulation). Le flux entrant dans la rue par cette interface, qui provient du ciel, n'est quasiment pas affecté par les interactions IRT/air, puisque la continuité de ce flux à l'interface avec le ciel est respectée. En revanche, dans le cas participant, une partie du rayonnement IRT provenant des parois de la rue et sortant de cette dernière par l'interface est atténuée au cours de sa propagation dans l'air de la rue. De ce fait, le flux sortant de la rue par cette interface est plus faible dans le cas participant que dans le cas transparent. Le flux IRT net moyen est par conséquent inférieur de $5{,}6\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ dans le cas participant, ce qui représente 4 % de la valeur de ce flux. D'après le graphe de la Fig. 4.28, le flux IRT net moyen diminue avec le temps, ce qui concorde avec le fait que les températures de surface de la rue diminuent également avec le temps (le flux émis par ces surfaces se réduisant progressivement) tandis que le flux atmosphérique descendant et entrant dans la rue reste constant.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

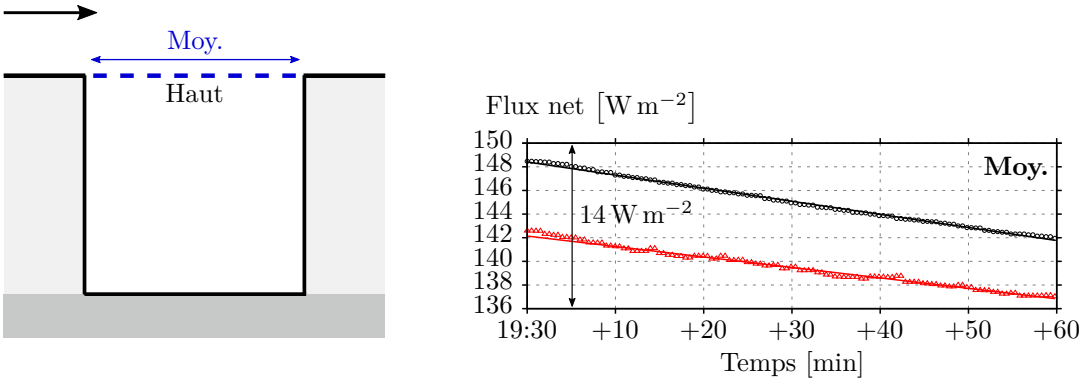


FIGURE 4.28 – Évolution du flux IRT net (sortant moins entrant) moyen en haut de la rue. En noir, les valeurs correspondant au cas où l'air est transparent, en rouge au cas où l'air est participant. Pour chaque série de données, la droite de régression linéaire est représentée en trait plein.

TABLE 4.10 – Bilan du flux IRT net (sortant moins entrant) moyen en haut de la rue, moyenné sur l'heure. Les différences absolues et relatives sont déterminées en comparant les résultats obtenus dans le cas transparent à ceux obtenus dans le cas participant.

Valeur pour le cas participant [W m^{-2}]	Diff. abs. [W m^{-2}]	Diff. rel.
139,5	+5,6	4,0 %

4.4.2.6 Discussion des résultats

La complexité pour mettre en place les simulations micro-météorologiques couplées, décrites dans ce chapitre, a restreint leur champ d'application à une configuration urbaine idéalisée, avec des conditions limites certes réalistes mais très simplifiées. Il est donc nécessaire de critiquer les résultats au regard des conditions de simulation afin d'identifier les perspectives pour l'approfondissement de ce travail.

Nous avons pu montrer, dans ces dernières sections, que les interactions IRT/air n'ont pas d'effet notable sur la structure de l'écoulement, la turbulence et le transport de chaleur dans la rue, le bilan de chaleur sensible de la rue n'étant donc pas affecté par ces interactions. En revanche, ces interactions ont un impact non négligeable sur les flux IRT aux parois, et par conséquent sur la dynamique thermique de ces parois, même si cet impact est assez faible. En effet, les différences de flux net aux parois et de taux de refroidissement de surface ne dépassent pas 10 % entre les cas participant et transparent, et sont maximums en quelques endroits clés de la rue seulement (par exemple sur la partie inférieure de la façade Ouest, faisant face aux autres parois de surface plus chaude). Nous pensons que ces résultats sont fortement dépendants de la configuration choisie et des conditions d'étude. Les effets des interactions IRT/air sont en effet susceptibles de prendre de l'importance si la configuration venait à changer, sous certaines conditions.

D'une part, les températures de surface ont ici été initialisées en prenant garde d'éviter des situations de surchauffe des parois, premièrement en considérant un instant de référence

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

à la tombée de la nuit, lorsque les pics de température de surface dus au rayonnement solaire direct ont eu le temps de s'atténuer, et deuxièmement au travers du choix des matériaux constituant les parois de la rue. Par exemple, le béton des façades est placé à l'extérieur, ce qui dote les surfaces extérieures d'une effusivité thermique beaucoup plus élevée que si l'isolant était placé à l'extérieur, évitant ainsi une montée en température trop importante sous l'action du rayonnement solaire. La différence de température entre les surfaces extérieures et l'air étant le facteur déterminant de l'ampleur des interactions IRT/air entre les parois, il est certain que la période d'étude et le type de paroi choisis ont eu pour conséquence de modérer l'importance de ces interactions. D'autre part, les bâtiments de la rue sont ici assez éloignés l'un de l'autre et de hauteur modérée (avec un rapport d'aspect $H/W = 1$ et $H = 12\,\mathrm{m}$), comparé aux morphologies du bâti que l'on peut trouver dans les zones urbaines denses et de hauteur de canopée importante. Or, les études citées dans la Sec. 1.2.3 laissent penser que l'importance des interactions IRT/air sur le bilan radiatif s'accroît lorsque la densité et la hauteur moyenne des bâtiments augmente.

Dans le cas d'étude du Chap. 2, la température de surface de la façade la plus chaude était fixée à 14 K au-dessus de T_0 sur toute la hauteur. En outre, la rue canyon étudiée présentait une hauteur H de 21 m et une distance entre les bâtiments variable, de sorte qu'un rapport d'aspect H/W jusqu'à 2,4 a pu être considéré. Dans la configuration urbaine étudiée dans ce chapitre, la température de surface de la façade Est (la plus chaude) présente des différences de température plus faibles, notamment sur sa partie inférieure où la température de surface n'est que de 5 K au-dessus de T_0. La hauteur des bâtiments et le rapport d'aspect sont également inférieurs. En analysant les résultats du cas d'étude du Chap. 2, nous avons mis en évidence des différences de flux IRT net entre cas transparent et participant plus élevées que ce qui a été observé dans le cas d'étude du présent chapitre. Ainsi, pour rappel, au Chap. 2 les différences absolues de ce flux sur la paroi la plus froide du canyon étaient comprises entre $9\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ et $12\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour H/W allant de 0,75 à 2,4, induisant jusqu'à 60 % d'erreur sur le flux total moyen de cette paroi dans un canyon étroit sous des conditions de vent faible. En comparaison, les différences de flux IRT net obtenues avec le cas d'étude du présent chapitre ne dépassent pas $2{,}5\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour une erreur relative maximale de 7,4 % à la base de la façade la plus froide. Contrairement aux présents résultats, les différences de flux IRT net sur le sol étaient également significatives pour le cas d'étude du Chap. 2, étant donné la faible ouverture au ciel du sol, dont la dépendance au rayonnement provenant des autres parois était de surcroît plus importante.

En définitive, il apparaît intéressant de prolonger cette étude, en se basant sur la méthodologie proposée, qui a prouvé sa pertinence, ou sur une approche comparable, afin d'évaluer l'importance des effets des interactions IRT/air sur les bilans de chaleur dans une rue avec des hauteurs de bâtiment et des rapports d'aspect H/W plus grands. D'après les indications que nous venons d'exposer, il est en effet probable que ces effets prennent de l'importance dans ces cas. Les puissances radiatives volumiques résultantes pourraient en outre atteindre des valeurs telles que, proche des surfaces les plus chaudes, leur impact sur la flottabilité et par conséquent sur l'écoulement mixte devienne notable. D'autant plus que les vitesses de vent peuvent diminuer dans la canopée lorsque la zone urbaine se densifie, favorisant la prédominance de la convection naturelle au sein de cette dernière. Toutefois, il faut garder à l'esprit que dans la réalité, plus le canyon sera étroit et la hauteur moyenne des bâtiments élevée, et moins les surfaces du bâti pourront monter en température dans la journée sous l'effet du rayonnement solaire, puisque les obstructions seront plus importantes. Bien que

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

l'importance des interactions IRT/air s'accroisse avec ces paramètres, il est ainsi probable que cet accroissement soit freiné par des différences de température entre les surfaces et l'air moins grandes, voire, à partir d'un certain rapport d'aspect, que l'importance de ces interactions diminue si la distance entre les bâtiments diminue encore ou la hauteur des bâtiments augmente. Il serait donc intéressant d'effectuer une étude paramétrique sur la densité et la hauteur du bâti, sous des conditions météorologiques réalistes, afin d'évaluer ce point de bascule dans les effets des interactions IRT/air, pour diverses formes urbaines.

Pour finir, avec cette approche de simulation, les impacts des interactions IRT/air ne peuvent pas être évalués sur une longue période de temps (plusieurs heures à plusieurs jours) compte tenu des limitations en termes de temps de calcul des solveurs (CFD surtout). Or, bien que les effets de ces interactions soient négligeables sur l'heure de simulation, il se peut qu'une différence significative apparaisse sur le temps long, par exemple au bout de quelques jours où le refroidissement des surfaces a été, chaque nuit, légèrement favorisé dans le cas participant.

4.4.2.7 Pistes d'amélioration

Plusieurs points d'amélioration du présent cas d'étude peuvent être relevés, en lien avec les hypothèses de modélisation, de paramétrisation ou encore de configuration pour les simulations couplées. Par ailleurs, ces hypothèses, mises en évidence tout au long des sections précédentes, ont chacune une influence relative sur les transferts de chaleur dans la rue et donc sur les différents bilans énergétiques. L'ampleur et la nature de ces influences sont difficiles à évaluer en l'état tant elles sont multi-factorielles. Quelques-unes des limites et de leurs points d'amélioration sont discutés ci-après.

Tout d'abord, la flexibilité de traitement des conditions limites météorologiques pourrait être améliorée, de sorte à pouvoir, par exemple, prendre en compte des conditions limites fluctuantes dans le temps, comme la température d'air et la vitesse moyennes ambiantes, la direction du vent ou encore le flux IRT atmosphérique. Des simulations sur des échelles de temps plus longues pourraient alors être envisagées. Concernant *ProLB*, la génération synthétique de turbulence en entrée du domaine pourrait être améliorée pour prendre en compte les fluctuations de la vitesse moyenne et de la direction du vent dans la couche limite atmosphérique. En outre, les limites de la méthode LBM utilisée, en termes de stabilité du régime faiblement compressible liée au terme de flottabilité évalué à partir de l'approximation de Boussinesq, imposent une température ambiante dans le domaine de calcul constante dans le temps, ce qui ne permet pas de prendre en compte les variations de température d'air au cours de la journée. Le passage à une formulation compressible des équations LBM (voir par exemple [Cheylan *et al.*, 2021]) pourrait être une solution, bien que délicate à mettre en œuvre numériquement. Concernant le modèle atmosphérique du solveur radiatif, calculant les luminances atmosphériques provenant du ciel, une méthode de calcul de ces luminances en temps réel au cours de la simulation pourrait être développée, ce qui permettrait de prendre en compte des conditions atmosphériques variables dans le temps et ainsi refléter la variabilité journalière du flux IRT atmosphérique incident. Cette méthode peut se baser, par exemple, sur des valeurs tabulées des paramètres de gaz gris du modèle d'absorption, qui seraient évaluées à partir d'un large éventail de conditions atmosphériques. Afin d'améliorer la vraisemblance des luminances atmosphériques calculées, il est nécessaire d'incorporer au modèle atmosphérique, à terme, la composante radiative liée aux aérosols dans l'atmosphère,

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

ainsi que l'influence du panache thermique urbain qui impacte les valeurs de ces luminances, comme évoqué aux Sec. 2.2.3.2 et 2.2.3.3. La prise en compte des nuages pourrait également permettre d'étendre le champ d'application des simulations micro-météorologiques aux journées avec un ciel couvert.

Ensuite, nous avons pu conclure au Chap. 3 que les simulations de convection mixte avec *ProLB* ont tendance à surestimer le transport turbulent de chaleur, du moins à l'échelle réduite du cas traité. Il est impossible d'estimer si cela reste valable à échelle réelle sans confronter les simulations à des campagnes expérimentales (la confrontation des deux étant très complexe à mener comme nous avons pu le voir à la Sec. 1.3.2.4). De plus, la modélisation des transferts convectifs en proche-paroi à ces deux échelles sont très différentes. Alors qu'à échelle réduite les premiers nœuds du maillage proche des parois sont situés dans la sous-couche visqueuse, limitant l'influence des lois de paroi dynamique et thermique, à échelle réelle la résolution de la vitesse, de la turbulence et de la température est entièrement contrôlée par ces lois de paroi. En partant de l'hypothèse que les flux de chaleur turbulents sont surestimés par *ProLB* dans le cas d'étude à échelle réelle du présent chapitre, les conclusions faites concernant l'influence de la flottabilité sur l'écoulement restent valables. Par contre, il se peut que l'évacuation de la chaleur de la rue soit en réalité moins efficace, ce qui peut influencer les niveaux de température dans la rue et donc l'importance des interactions IRT/air. Par ailleurs, les surfaces du canyon sont considérées parfaitement lisses. Or, il a été montré expérimentalement que les transferts convectifs sont favorisés par la rugosité de surface [Cole et Sturrock, 1977]. Les flux convectifs et, par extension, les effets de la flottabilité sur l'écoulement sont donc probablement sous-estimés dans notre cas, les surfaces urbaines réelles étant rarement parfaitement lisses.

Une des principales limites méthodologiques des simulations effectuées réside, de notre point de vue, dans le manque de précision quant à la modélisation des couches limites dynamique et thermique proche des parois du canyon. C'est en effet dans ces zones en proche-paroi que prennent place les phénomènes déterminants pour l'écoulement à l'échelle de la rue, notamment les transferts de chaleur depuis les surfaces vers l'air, dont la dynamique domine le transport de chaleur à l'échelle de la canopée. Or, c'est également proche des parois que les puissances radiatives volumiques sont les plus importantes. La faible résolution du maillage en proche-paroi, imposée par des contraintes numériques et des ressources de calcul limitées, ne permet donc pas de reproduire fidèlement les phénomènes thermo-aérauliques complexes, interdépendants et de nature instable prenant place en proche-paroi, qui plus est à partir de lois de paroi qui ne sont pas forcément adaptées à ce type d'écoulement de paroi. Cela nécessiterait de se pencher sur la conception, l'étude et la validation d'approches de modélisation proche-paroi adaptées aux écoulements mixtes en rue canyon, avec des forces de flottabilité importantes appuyées par des sources de chaleur volumiques conséquentes sur toute l'épaisseur de la couche limite thermique. Cependant, leur validation pour des simulations en configuration urbaine réaliste et à échelle réelle s'avérerait complexe à mettre en œuvre, car cela nécessiterait une confrontation à des données de référence issues de campagnes de mesures in-situ, dont les conditions d'études sont difficilement reproductibles. Si une telle loi de paroi thermique s'avérait complexe à développer ou imprécise pour calculer la valeur des flux convectifs, l'utilisation de corrélations permettant de calculer le coefficient d'échange convectif à partir de la vitesse proche-paroi pourrait peut-être permettre d'améliorer la prédiction des flux convectifs aux parois.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

La fréquence de couplage IRT (concernant l'échange des températures d'air et des puissances volumiques radiatives au sein de l'atmosphère urbaine) constitue un autre aspect particulièrement critique du présent couplage. En effet, pour le cas d'étude final, cette fréquence a été choisie pas trop élevée de sorte à ne pas pénaliser les coûts de calcul. Or, les températures instantanées étant fortement fluctuantes, il est primordial d'effectuer une étude de sensibilité des simulations couplées à cette fréquence de couplage, de manière à déterminer une fréquence qui représente un bon compromis entre consistance des interactions et coûts de calcul.

Enfin, notons que la réalisation de l'ensemble des simulations a nécessité des ressources de calcul conséquentes, de l'ordre de plusieurs centaines de milliers d'heures CPU, consommées en majorité par *ProLB*. Il serait bénéfique d'optimiser les temps de calcul des simulations en améliorant les méthodes de maillage et de résolution (CFD et radiatif) par différents moyens. Pour la configuration présentée ici, l'utilisation d'un domaine CFD non périodique, couplé à des contraintes de raffinement de maillage imposées par la LBM, ne permet pas d'étendre l'ensemble des zones de raffinement sur toute la largeur du domaine, cette dernière étant grande devant la hauteur H pour assurer que les bordures latérales n'aient pas d'influence sur l'écoulement dans le plan central. On se retrouve alors avec des transitions de maillage successives dans la direction transversale au canyon, visibles sur la Fig. 3.12, sources d'erreurs numériques qui peuvent avoir plus ou moins d'influence sur la solution dans le plan central du domaine. Pour une configuration de rue canyon de longueur infinie, il serait donc préférable d'opter pour un maillage périodique dans la direction transversale, dont les zones de raffinement s'étendent sur toute la largeur. L'utilisation d'un maillage avec un raffinement continu depuis les bordures latérales du domaine jusqu'au plan central pourrait également être envisagée, mais nécessiterait l'utilisation d'une méthode CFD plus classique (par volumes finis par exemple). Concernant le solveur radiatif, qui est pour le moment contraint à un maillage uniforme, l'utilisation d'une méthode de raffinement adaptatif du maillage FVM [Jessee *et al.*, 1998; Howell *et al.*, 1999] pourrait permettre d'économiser de la mémoire vive en utilisant des cellules fines en proche-paroi et de plus en plus grandes à mesure que l'on s'éloigne des parois. De cette manière, le domaine radiatif pourrait être étendu horizontalement et verticalement afin de mieux le faire correspondre au domaine de calcul CFD. Une autre solution serait de changer de paradigme de résolution de l'équation du transfert radiatif, en ayant recours à une méthode de lancer de rayon (le solveur Monte Carlo urbain développé par Caliot *et al.* [2023] en est un exemple). Cela imposerait toutefois de repenser entièrement l'interfaçage avec le solveur CFD. D'un point de vue matériel et logiciel, l'algorithme de résolution de la méthode LBM-LES et la procédure de parallélisation étant déjà optimisés, le seul moyen d'atteindre de meilleures performances en termes de coûts de calcul serait d'implémenter le solveur *ProLB* sur une architecture multi-GPU [Obrecht *et al.*, 2013]. La communication des données entre *ProLB* et *TRABOULE* avec la méthode actuelle d'écriture/lecture de fichiers textes, très rudimentaire, a également des répercussions négatives sur le temps d'exécution et l'espace mémoire. Il serait donc bénéfique d'utiliser une interface commune sous forme logicielle, optimisée, permettant de communiquer les données point à point entre les processeurs.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Conclusions du chapitre

Le couplage entre les solveurs radiatif et CFD, développé au cours de cette thèse, a été présenté dans ce dernier chapitre. Conformément aux objectifs de thèse, ce couplage novateur permet d'effectuer des simulations micro-météorologiques extérieures dynamiques et haute-résolution dans un environnement urbain, capable de prendre en compte les effets des interactions IRT/atmosphère. La stratégie de couplage entre le solveur radiatif présenté au Chap. 2, associé à un solveur thermique de paroi au sein du logiciel *TRABOULE*, et le solveur de convection mixte urbaine *ProLB* présenté au Chap. 3, consiste en un mécanisme de synchronisation temporelle dynamique et d'interfaçage numérique externe.

Le solveur couplé résultant a d'abord été validé à partir de simulations de convection naturelle laminaire dans une cavité cubique différentiellement chauffée et remplie d'un mélange de gaz composé en partie de vapeur d'eau et de CO_2. Ce cas de validation a permis de démontrer la robustesse des méthodes d'interfaçage entre les solveurs, par confrontation des résultats des simulations avec des solutions de référence issues de simulations DNS. Les effets des interactions IRT/gaz sur l'écoulement, à savoir l'intensification de la circulation et l'homogénéisation des champs de température, et sur les flux de chaleur aux parois, sont reproduits avec fidélité partout dans la cavité.

Dans la dernière partie de ce chapitre, le solveur micro-météorologique a été appliqué dans une configuration urbaine de rue canyon infiniment longue à échelle réelle, de rapport d'aspect unitaire, avec des conditions limites reflétant le plus fidèlement possible des conditions météorologiques réalistes bien que simplifiées. Après initialisation thermique de la scène, permettant notamment d'établir des températures de surface extérieure réalistes, plusieurs simulations statistiquement stationnaires d'une part et dynamiques d'autre part ont été effectuées afin de déterminer l'impact des interactions IRT/air sur les bilans radiatifs de surface, la dynamique de l'écoulement et le refroidissement des parois en période nocturne. L'analyse des résultats a tout d'abord montré que la structure de l'écoulement mixte dans la rue, la turbulence et le transport de chaleur sensible n'étaient pas impactés de manière notable par les interactions IRT/air, dans la limite de la précision des solutions obtenues. Sous les conditions de vent faible de l'étude, les forces de flottabilité induites par les surfaces chaudes de la rue sont le principal moteur de l'écoulement dans la rue, les interactions IRT/air n'ayant qu'un rôle marginal tout au plus. Nous avons ensuite pu quantifier l'effet de ces interactions sur les flux IRT et totaux sur les parois de la rue, ainsi que sur le taux de refroidissement des surfaces. La prise en compte de ces interactions induit une diminution globale du flux IRT absorbé (soit une augmentation de la valeur absolue du flux net) aux parois. Les différences relatives de flux total (IRT et convectif) associées sont de l'ordre de quelques pourcents. La façade Ouest est la plus impactée (car faisant face à la façade la plus chaude), avec une différence relative qui atteint 8,7 % du flux IRT net à sa base. Du fait de ces différences de flux, les surfaces se refroidissent de 4 % à 8 % plus vite en moyenne dans le cas participant par rapport au cas transparent. Le flux IRT net moyen à l'interface entre la rue et l'atmosphère au-dessus est également inférieur de 4 % dans le cas participant.

Ces différences représentent un impact des interactions IRT/air qui peut être considéré comme faible au regard des résultats obtenus dans le cas d'étude radiatif du Chap. 2. La discussion critique sur ces conclusions, faite en fermeture de ce chapitre, nous permet cependant de penser que les interactions IRT/air pourraient prendre plus d'importance dans

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

des configurations urbaines plus denses, c'est-à-dire avec un rapport d'aspect H/W et une hauteur moyenne de bâtiments plus grands, et que leur impact dépend fortement du moment de la journée étudié, qui a une grande influence sur les différences de température entre les surfaces et l'air. Quelques ajustements des modèles utilisés, notamment concernant le solveur LBM et la résolution des couches limites proche-paroi, permettraient également d'améliorer la robustesse des simulations et la flexibilité d'analyse des résultats.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Conclusions et perspectives

À l'aune d'une urbanisation croissante de la population et d'un dérèglement climatique de forte ampleur, marqueurs des dernières décennies, la question de la vivabilité des environnements bâtis et de l'adaptabilité des populations urbaines se fait de plus en plus centrale et urgente.

C'est dans ce cadre que s'inscrit la démarche scientifique développée dans cette thèse. Dans le Chap. 1, nous nous sommes appliqués à en détailler tout d'abord le contexte. En milieu urbain, les microclimats sont le fruit de nombreuses interactions physiques s'opérant à diverses échelles spatiales et temporelles interdépendantes, influencées par de multiples facteurs liés à la structure du bâti, à la constitution du tissu urbain et aux types de surfaces en présence. Le bilan énergétique de la canopée urbaine, qui est le moteur des conditions micro-météorologiques régnant dans cette dernière, est très différent de celui des zones rurales. Plus la zone urbaine est dense et compacte, de grande hauteur et minérale, et plus la surchauffe urbaine est favorisée du fait d'un stockage de chaleur accru en journée et d'un rafraîchissement nocturne moins efficace.

Les problèmes de surchauffe urbaine sont de plus en plus prégnants pour les citoyens, qui sont confrontés à des vagues de chaleur plus fréquentes et intenses. Leur confort et leur santé sont directement concernés par cette aggravation de la surchauffe urbaine, si bien que la lutte contre celle-ci a pris une ampleur considérable ces dernières décennies. La prédiction des conditions microclimatiques à haute résolution dans les villes s'avère dès lors nécessaire d'un point de vue opérationnel. En outre, la résilience du bâti durant les périodes de stress thermique passe nécessairement par une compréhension fine de ses interactions avec le microclimat urbain spécifique à la zone d'implantation, au travers de simulations micro-météorologiques détaillées.

Synthèse des travaux et des principaux résultats

La problématique principale de cette thèse tient à un constat de l'état de l'art concernant la climatologie urbaine : jusqu'à maintenant, les interactions entre le rayonnement Infrarouge Thermique Terrestre (IRT) et l'atmosphère urbaine ont été systématiquement négligées dans les modèles climatiques à l'échelle de la canopée urbaine. Cela peut se justifier entre autres par la nécessité de simplifier la formulation des modèles de transferts radiatifs dans les solveurs micro-météorologiques urbains. Peut-être aussi était-il jusqu'à maintenant accepté, implicitement ou non, que l'impact de ces interactions sur les microclimats urbains est négligeable au regard des applications visées. Pourtant, cette hypothèse nécessite d'être analysée plus en détails au regard des conclusions apportées par certains travaux récents.

Le premier objectif de thèse consistait alors, dans un premier temps, à utiliser un solveur radiatif capable de résoudre les transferts radiatifs IRT dans une géométrie urbaine de rue, en prenant en compte l'absorption par l'atmosphère urbaine de manière fidèle, ainsi que des conditions limites réalistes à l'interface avec le ciel. Au Chap. 2, nous avons ainsi présenté les principes et le développement de ce solveur radiatif urbain, basé sur la résolution de

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

l'Équation de Transfert Radiatif (ETR) en milieu participant non diffusant à partir d'une méthode de type Finite Volume Method (FVM). Le caractère fortement spectral de l'air composant l'atmosphère urbaine a nécessité d'utiliser une approche de modélisation de l'absorption spectrale par l'air, qui permette d'intégrer spectralement l'ETR de la manière la plus exacte possible tout en limitant au maximum le coût de calcul. Pour cela, la méthode Spectral Line Weighted-sum-of-gray-gases (SLW), qui modélise l'air comme un ensemble de gaz gris dont les paramètres propres sont déterminés à partir du spectre d'absorption haute résolution de l'air, a été choisie et intégrée au solveur radiatif. Enfin, la construction du spectre de luminances provenant du ciel et le raccord spectral de ces luminances à l'interface entre le domaine radiatif et le ciel, à l'aide de la méthode SLW, ont été présentés et discutés au regard des hypothèses faites. Ce solveur IRT a été appliqué dans une configuration simplifiée de rue canyon infiniment longue, présentant des parois avec des surfaces uniformément plus chaudes que l'air, la différence étant de 4 K pour une des façades et le sol, et de 14 K pour l'autre façade. Après validation des simulations IRT par confrontation à des résultats de référence obtenus à partir d'une méthode radiative de type Monte Carlo, nous avons pu réaliser une première étude de l'impact des interactions IRT/air sur les bilans IRT dans la rue. Nous avons notamment montré que le flux IRT absorbé moyen par face de la rue peut être surestimé de $4\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ à $12\,\mathrm{W\,m^{-2}}$ pour $0{,}75 < H/W < 2{,}4$ en considérant l'air dans la rue comme transparent, ces erreurs étant maximales sur la façade la plus froide du canyon (faisant face à la façade la plus chaude), et s'accentuant à mesure que le rapport d'aspect diminue. Pour $H/W = 2{,}4$, la sous-estimation du potentiel de refroidissement de ces parois, engendrée par ces différences, est estimée entre 23 % et 60 % sous des conditions de vent faible lorsque l'air est considéré comme transparent. Ces erreurs s'accompagnent d'une surestimation de 7 % du flux IRT sortant de la rue par l'interface haute. Ce cas d'étude a, en outre, permis de souligner l'importance de recourir à un traitement spectral du ciel rigoureux, permettant d'assurer qu'il n'y ait pas de discontinuité des luminances spectrales aux frontières du domaine radiatif ouvertes sur le ciel.

Le Chap. 3 a été dédié à la présentation du solveur Computational Fluid Dynamics (CFD) *ProLB*, qui se base sur la Lattice Boltzmann Method (LBM) pour simuler les écoulements mixtes urbains avec une approche Large Eddy Simulation (LES). Nous avons vu que *ProLB* a déjà été appliqué à la simulation d'écoulements isothermes dans des géométries urbaines et validé à de multiples reprises. Le but était alors d'étendre la démarche d'adaptation de *ProLB* aux écoulements urbains, en effectuant des simulations de convection mixte dans une configuration de rue canyon à échelle réduite, avec des impacts forts de la flottabilité sur l'écoulement. Pour cela, les conditions en soufflerie décrites dans [Marucci et Carpentieri, 2019] ont été reproduites numériquement. Les parois de la rue étant chauffées, donnant un nombre de Richardson global Ri_H d'environ 1,2, l'écoulement est fortement perturbé par les forces de flottabilité en présence. Après avoir sélectionné un maillage LBM de résolution adéquate, les résultats des simulations ont été comparés aux mesures effectuées pendant la campagne expérimentale. Ce faisant, nous avons montré que les simulations sont particulièrement fiables concernant la reproduction de la structure et de l'intensité turbulente de l'écoulement mixte. D'un point de vue thermique, les simulations ont montré une tendance à la surestimation des transferts de chaleur, qui se traduit par des valeurs moyennes de température et des flux de chaleur turbulents verticaux trop importants dans la rue et dans la couche de cisaillement au-dessus. Ces différences ont été attribuées à une mauvaise évaluation des flux convectifs aux parois, probablement du fait d'un défaut de reproduction des couches

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

limites thermiques proche-paroi. Malgré cela, le solveur s'est avéré robuste pour simuler ce type d'écoulement dans cette configuration, compte tenu des forts gradients thermiques imposés qui mobilise l'approximation de Boussinesq en dehors de ses limites de validité.

La dernière étape de ces travaux a consisté à coupler les solveurs radiatifs et CFD afin de pouvoir effectuer des simulations micro-météorologiques détaillées dans une configuration urbaine soumise à des conditions météorologiques réalistes, permettant ainsi de donner des premiers éléments de réponse aux deux objectif de thèse. Dans le Chap. 4, nous avons donc présenté, dans un premier temps, le principe du couplage en appuyant sur les contraintes de raccordement entre les compartiments de calcul et sur la synchronisation temporelle des solveurs. La dynamique temporelle micro-météorologique s'appuie sur un modèle de conduction de la chaleur dans les parois du bâti qui a été intégré à l'environnement de calcul du solveur radiatif, le solveur thermo-radiatif urbain résultant étant nommé *TRABOULE*. La consistance du couplage entre *ProLB* et *TRABOULE* a été validée avec des simulations d'écoulement naturel laminaire en cavité 3D différentiellement chauffée et remplie d'un mélange de gaz participant. L'excellent accord entre les résultats de ces simulations couplées et les données de référence, issues de simulations numériques directes, a démontré la fiabilité du solveur couplé pour reproduire les effets des interactions entre le rayonnement IRT et le mélange de gaz sur les vitesses, la température et les flux convectifs pariétaux. Dans un deuxième temps, ce solveur couplé a été utilisé pour simuler les conditions micro-météorologiques dans une rue canyon infiniment longue à échelle réelle, de rapport d'aspect unitaire, en prenant en compte des conditions météorologiques ambiantes réalistes bien que simplifiées. Après initialisation thermique de la scène, permettant notamment d'établir des températures de surface extérieure réalistes, plusieurs simulations statistiquement stationnaires et dynamiques ont été effectuées afin de déterminer l'impact des interactions IRT/air sur les bilans radiatifs de surface, la dynamique de l'écoulement et le refroidissement des parois en période nocturne, après le coucher du soleil. L'une des conclusions principales de cette application est que les résultats ne permettent pas d'identifier un impact notable des interactions IRT/air sur l'écoulement mixte, la turbulence ou le transport de chaleur sensible. Les puissances radiatives volumiques ne semblent en effet pas assez importantes pour impacter de manière sensible les forces de flottabilité dans la rue. Concernant les flux IRT aux parois, les mêmes tendances que pour le cas d'étude du Chap. 2 sont observées mais avec une ampleur restreinte. La diminution du flux IRT absorbé dans le cas participant par rapport au cas transparent engendre des différences relatives de flux total (IRT et convectif) de l'ordre de quelques pourcents. La façade Ouest est la plus impactée (puisque faisant face à la façade la plus chaude), avec une différence relative qui atteint 8,7 % du flux IRT net à sa base. Du fait de ces différences de flux, les surfaces se refroidissent de 4 % à 8 % plus vite en moyenne dans le cas participant par rapport au cas transparent. Le flux IRT net moyen à l'interface entre la rue et l'atmosphère au-dessus est également inférieur de 4 % dans le cas participant.

Le fait que l'impact des interactions IRT/air soit plus faible dans ce cas d'étude que dans celui du Chap. 2 tient principalement aux conditions thermiques générées à partir de données météorologiques réalistes et à la géométrie du canyon. D'une part, les gradients de température entre les surfaces et l'air ne sont pas aussi larges pour la période d'étude à la tombée de la nuit (19:30 UTC en été), limitant l'absorption du rayonnement IRT émis par les parois dans l'air. D'autre part, la faible hauteur de bâtiments et la distance entre ces derniers favorise l'ouverture au ciel qui, réciproquement, limite sur chaque paroi l'influence de

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

l'atténuation du rayonnement IRT provenant des autres parois. C'est pourquoi nous pensons qu'il est nécessaire de prolonger ce travail, qui a constitué en quelque sorte une première approche de la problématique globale en se limitant à une configuration urbaine donnée, pour laquelle les effets des interactions IRT/atmosphère sont limités. En effet, nous nous attendons à ce que les impacts de ces interactions sur le bilan énergétique de la rue diffèrent pour des configurations urbaines plus compactes et de grande hauteur de bâtiments, mais également à d'autres périodes de la journée et pour des compositions de paroi différentes, jouant à la fois sur les différences de température entre les surfaces et l'air et sur le Sky View Factor des parois.

Plus généralement, la mise en application des solveurs radiatif et CFD au cours des divers cas d'étude et de validation traités, ainsi que du solveur micro-météorologique couplé, ont permis de démontrer la faisabilité d'un niveau de modélisation élevé dans une configuration de rue, capable de fournir des données radiatives, aérauliques et thermiques détaillées pour l'étude dynamique des microclimats urbains sous l'influence des interactions IRT/atmosphère. Ce type de couplage à micro-échelle, s'appuyant sur une approche LES dynamique pour l'écoulement ainsi que la prise en compte de l'absorption spectrale réaliste par l'atmosphère urbaine, n'a jamais été effectué auparavant et constitue donc une avancée méthodologique majeure dans le domaine de la climatologie urbaine. Bien que coûteuses en ressources de calcul, notamment compte tenu de l'utilisation de la LES et des besoins en mémoire intrinsèques à la méthode FVM radiative en milieu optiquement mince, les données produites par les simulations effectuées avec ce solveur couplé peuvent servir de référence à destination d'approches de modélisation et de simulation simplifiées pour des applications urbaines similaires.

Perspectives

Tout au long de ce manuscrit, nous avons pris soin de détailler la méthodologie des simulations entreprises, de manière la plus complète possible. Dès lors, il est envisageable d'étendre l'application de cette méthodologie pour des simulations micro-météorologiques détaillées sur un panel plus large de formes urbaines, en dépassant la simple géométrie de rue canyon isolée et infiniment longue, en incorporant divers facteurs tels que la densité du bâti, la fraction de couverture végétale ou encore la composition du tissu urbain. Par exemple, nous avons mentionné à la Sec. 4.4.2.6 l'intérêt de poursuivre la démarche d'analyse de cette thèse en considérant des hauteurs de bâtiment et des rapports d'aspect H/W plus grands, pour lesquels les effets des interactions IRT/atmosphère sont très certainement plus importants.

Il sera également primordial de mettre en place une procédure de validation complète de ce solveur micro-météorologique *TRABOULE-ProLB* en configuration urbaine réaliste, avec toutes les problématiques que cela soulève. Une démarche de validation a été récemment initiée dans le cadre du projet ANR DIAMS, qui propose une méthodologie en plusieurs étapes permettant la comparaison de modèles de microclimat urbain différents de par leurs objectifs d'utilisation et leurs résolutions temporelle et spatiale [Musy *et al.*, 2023; Gresse *et al.*, 2024]. *TRABOULE-ProLB* a ainsi pu être évalué par intercomparaison avec d'autres modèles et par confrontation à des mesures acquises durant la campagne de mesure CAMCATT-AI4GEO au sein d'une zone résidentielle de Toulouse, France, où trois bâtiments ont été instrumentés sur une période de plusieurs jours courant juin 2021 [Roupioz *et al.*, 2023]. À partir d'une

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

démarche de complexification progressive des phénomènes thermiques simulés, il a pu être démontré que la dynamique journalière des températures et des flux IRT et solaires de surface mesurés était correctement reproduite par *TRABOULE* dans la scène urbaine réaliste étudiée [Gresse *et al.*, 2024]. Cette méthodologie de validation nécessite encore d'être étendue à un ensemble plus vaste de phénomènes simulés, intégrant les variables micro-météorologiques liées aux écoulements d'air et calculés avec *ProLB*. Cependant, une validation plus globale nécessite de disposer de mesures plus complètes, difficiles à mettre en œuvre en conditions réelles.

Le compartimentage physique du solveur couplé représente un atout de taille pour les développements futurs. D'une part, chaque compartiment peut être modulé (et notamment simplifié) séparément en fonction de l'application visée. Par exemple, la réalisation de simulations à une échelle plus large que celle d'une rue est envisageable, moyennant l'utilisation d'une méthode aéraulique moins coûteuse en ressources de calcul, comme une méthode zonale (voir Sec. 1.1.3). D'autre part, l'ajout de compartiments additionnels est facilité, bien que le couplage avec les compartiments existants doive être traité attentivement concernant l'interfaçage et la synchronisation temporelle. Ce faisant, un compartiment traitant des transferts d'humidité pourrait être ajouté, afin de modéliser la part latente du bilan énergétique de la canopée. L'humidité spécifique de l'air pourrait alors être calculée dynamiquement, et les propriétés optiques de l'air également (puisqu'elles dépendent de l'humidité). Nous avons vu à la Sec. 1.2.3 qu'un air à 20 °C et 80 % d'humidité atténue 20 % et 12 % de rayonnement IRT en plus qu'avec une humidité de 40 %, pour des distances parcourues de 10 m et 100 m respectivement. Modéliser les transferts d'humidité et leur impact sur les interactions IRT/atmosphère aurait ainsi de l'intérêt, surtout pour des villes situées dans les zones climatiques tropicales très humides. L'impact de la végétation pourrait également être pris en compte dans les simulations de plusieurs manières : d'une part par la présence d'arbres freinant les écoulements d'air et agissant comme masques au rayonnement solaire, et d'autre part au travers du phénomène d'évapo-transpiration affectant les transferts latents. La présence de pollution urbaine par les aérosols (suies, poussières, etc) ou bien de brouillard, pourrait être intégrée aux simulations, afin de prendre en compte leur impact sur le rayonnement IRT mais aussi sur le rayonnement solaire au sein de la canopée. L'absorption et la diffusion de ces rayonnements peuvent en effet être importantes dans les zones urbaines particulièrement exposées [Hänel *et al.*, 1990; Jacovides *et al.*, 2000]. Dans la Sec. 2.2.3.3, nous avons par exemple vu que la concentration élevée d'aérosols dans la couche limite atmosphérique urbaine avait un effet de renforcement du rayonnement IRT incident sur la canopée. En gardant le même principe de résolution radiative, il faudrait alors évaluer les spectres d'absorption de ces polluants à partir de leur concentration dans l'atmosphère urbaine. L'étude dynamique de la dispersion des polluants (dont les concentrations peuvent être calculées avec le solveur CFD par exemple) permettrait, en outre, de prendre en compte la variabilité spatiale et temporelle de l'action des polluants sur le rayonnement à l'échelle d'un quartier.

Enfin, l'ensemble de ces perspectives de généralisation du solveur peut permettre, à terme, de faciliter la prise en compte des effets des interactions entre le rayonnement et l'atmosphère urbaine à l'échelle de la canopée sous la forme de paramétrisations de surface dans les modèles climatiques urbains de méso-échelle.

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Bibliographie

[Ahmad *et al.*, 2017] Ahmad, N., Inagaki, A., Kanda, M., Onodera, N. et Aoki, T. (2017). Large-eddy simulation of the gust index in an urban area using the lattice Boltzmann method. *Boundary-Layer Meteorology*, 163:447–467. (Cité en page 117.)

[Aida, 1982] Aida, M. (1982). Urban albedo as a function of the urban structure - a model experiment. *Boundary-Layer Meteorology*, 23(4):405–413. (Cité en page 21.)

[Alfonsi, 2009] Alfonsi, G. (2009). Reynolds-averaged Navier-Stokes equations for turbulence modeling. *Applied Mechanics Reviews*, 62:040802. (Cité en page 102.)

[Allegrini *et al.*, 2012a] Allegrini, J., Dorer, V. et Carmeliet, J. (2012a). Analysis of convective heat transfer at building facades in street canyons and its influence on the predictions of space cooling demand in buildings. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 104-106:464–473. (Cité en pages 16, 36 et 174.)

[Allegrini *et al.*, 2013] Allegrini, J., Dorer, V. et Carmeliet, J. (2013). Wind tunnel measurements of buoyant flows in street canyons. *Building and Environment*, 59:315–326. (Cité en pages 41, 42 et 43.)

[Allegrini *et al.*, 2014] Allegrini, J., Dorer, V. et Carmeliet, J. (2014). Buoyant flows in street canyons: Validation of CFD simulations with wind tunnel measurements. *Building and Environment*, 72:63–74. (Cité en pages 44 et 105.)

[Allegrini *et al.*, 2012b] Allegrini, J., Dorer, V., Defraeye, T. et Carmeliet, J. (2012b). An adaptive temperature wall function for mixed convective flows at exterior surfaces of buildings in street canyons. *Building and Environment*, 49:55–66. (Cité en page 115.)

[Anderson *et al.*, 1986] Anderson, G. P., Clough, S. A., Kneizys, F. X., Chetwynd, J. H. et Shettle, E. P. (1986). AFGL atmospheric constituent profiles (0-120km). Rapport AFGL-TR-86-0110, Air Force Geophysics Laboratory, Hanscom AFB. (Cité en page 70.)

[Arnfield, 1976] Arnfield, A. J. (1976). Numerical modelling of urban surface radiative parameters. In Davies, J. A., éditeur : *Papers in Climatology: the Cam Allen Memorial Volume*. Department of Geography, McMaster University. (Cité en page 21.)

[Arouf *et al.*, 2022] Arouf, A., Chepfer, H., Vaillant de Gu\'elis, T., Chiriaco, M., Shupe, M. D., Guzman, R., Feofilov, A., Raberanto, P., L'Ecuyer, T. S., Kato, S. et Gallagher, M. R. (2022). The surface longwave cloud radiative effect derived from space lidar observations. *Atmospheric Measurement Techniques*, 15(12):3893–3923. (Cité en page 68.)

[Asinari *et al.*, 2010] Asinari, P., Mishra, S. C. et Borchiellini, R. (2010). A lattice Boltzmann formulation for the analysis of radiative heat transfer problems in a participating medium. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 57(2):126–146. (Cité en page 54.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Athamena *et al.*, 2018] Athamena, K., Sini, J.-F., Rosant, J.-M. et Guilhot, J. (2018). Numerical coupling model to compute the microclimate parameters inside a street canyon: Part I: Methodology and experimental validation of surface temperature. *Solar Energy*, 174:1237–1251. (Cité en page 144.)

[Barone, 2024] Barone, F. (2024). *Numerical assessment of heat stress in dwellings and immediate surroundings*: *development of a Microclimate Zonal Model coupled to Buildings models*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité en page 10.)

[Barreira *et al.*, 2021] Barreira, E., Almeida, R. M. S. F. et Simões, M. L. (2021). Emissivity of building materials for infrared measurements. *Sensors*, 21(6):1961. (Cité en page 28.)

[Bhatnagar *et al.*, 1954] Bhatnagar, P. L., Gross, E. P. et Krook, M. (1954). A model for collision processes in gases. I. Small amplitude processes in charged and neutral one-component systems. *Physical Review*, 94(3):511–525. (Cité en page 106.)

[Blocken, 2014] Blocken, B. (2014). 50 years of computational wind engineering: Past, present and future. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 129:69–102. (Cité en pages 41 et 96.)

[Blocken, 2015] Blocken, B. (2015). Computational Fluid Dynamics for urban physics: Importance, scales, possibilities, limitations and ten tips and tricks towards accurate and reliable simulations. *Building and Environment*, 91:219–245. (Cité en pages 41 et 96.)

[Blocken, 2018] Blocken, B. (2018). LES over RANS in building simulation for outdoor and indoor applications: A foregone conclusion? *Building Simulation*, 11(5):821–870. (Cité en pages 96, 104 et 105.)

[Blocken et Stathopoulos, 2013] Blocken, B. et Stathopoulos, T. (2013). CFD simulation of pedestrian-level wind conditions around buildings: Past achievements and prospects. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 121:138–145. (Cité en page 104.)

[Blomberg, 1996] Blomberg, T. (1996). *Heat conduction in two and three dimensions*: *computer modelling of building physics applications*. Thèse de doctorat, Lund University. (Cité en page 143.)

[Boucher, 2015] Boucher, O. (2015). *Atmospheric Aerosols*: *Properties and Climate Impacts*. Springer, Dordrecht. (Cité en page 67.)

[Bouyer *et al.*, 2011] Bouyer, J., Inard, C. et Musy, M. (2011). Microclimatic coupling as a solution to improve building energy simulation in an urban context. *Energy and Buildings*, 43(7):1549–1559. (Cité en page 146.)

[Bozonnet, 2005] Bozonnet, E. (2005). *Impact des microclimats urbains sur la demande énergétique des bâtiments - Cas de la rue canyon*. Thèse de doctorat, Université de la Rochelle. (Cité en page 10.)

[Britter et Hanna, 2003] Britter, R. E. et Hanna, S. R. (2003). Flow and dispersion in urban areas. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 35(1):469–496. (Cité en page 34.)

[Bruse et Fleer, 1998] Bruse, M. et Fleer, H. (1998). Simulating surface-plant-air interactions inside urban environments with a three dimensional numerical model. *Environmental Modelling & Software*, 13(3):373–384. (Cité en pages 10 et 53.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Bueno *et al.*, 2013] Bueno, B., Norford, L., Hidalgo, J. et Pigeon, G. (2013). The urban weather generator. *Journal of Building Performance Simulation*, 6(4):269–281. (Cité en page 10.)

[Buffa *et al.*, 2021] Buffa, E., Jacob, J. et Sagaut, P. (2021). Lattice-Boltzmann-based large-eddy simulation of high-rise building aerodynamics with inlet turbulence reconstruction. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 212:104560. (Cité en pages 116 et 117.)

[Burdett et Rode, 2018] Burdett, R. et Rode, P., éditeurs (2018). *Shaping Cities in an Urban Age*. Phaidon Press, London. (Cité en page 1.)

[Burdett et Sudjic, 2011] Burdett, R. et Sudjic, D., éditeurs (2011). *Living in the Endless City*. Phaidon Press, London. (Cité en page 1.)

[Ca *et al.*, 1995] Ca, V. T., Asaeda, T., Ito, M. et Armfield, S. (1995). Characteristics of wind field in a street canyon. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 57(1):63–80. (Cité en page 44.)

[Cai et Sagaut, 2021] Cai, S.-G. et Sagaut, P. (2021). Explicit wall models for large eddy simulation. *Physics of Fluids*, 33(4):041703. (Cité en page 113.)

[Cai, 2012] Cai, X.-M. (2012). Effects of wall heating on flow characteristics in a street canyon. *Boundary-Layer Meteorology*, 142(3):443–467. (Cité en pages 44, 45 et 105.)

[Caliot *et al.*, 2023] Caliot, C., Schoetter, R., Forest, V., Eymet, V. et Chung, T.-Y. (2023). Model of spectral and directional radiative transfer in complex urban canopies with participating atmospheres. *Boundary-Layer Meteorology*, 186(2):145–175. (Cité en pages 53 et 194.)

[Celik *et al.*, 2005] Celik, I. B., Cehreli, Z. N. et Yavuz, I. (2005). Index of resolution quality for large eddy simulations. *Journal of Fluids Engineering*, 127(5):949–958. (Cité en page 103.)

[Chai *et al.*, 1994] Chai, J. C., Lee, H. S. et Patankar, S. V. (1994). Finite volume method for radiation heat transfer. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 8(3):419–425. (Cité en pages 55 et 59.)

[Chen *et al.*, 2020] Chen, G., Rong, L. et Zhang, G. (2020). Comparison of urban airflow between solar-induced thermal wall and uniform wall temperature boundary conditions by coupling CitySim and CFD. *Building and Environment*, 172:106732. (Cité en page 45.)

[Chen *et al.*, 2007] Chen, S., Liu, Z., Zhang, C., He, Z., Tian, Z., Shi, B. et Zheng, C. (2007). A novel coupled lattice Boltzmann model for low Mach number combustion simulation. *Applied Mathematics and Computation*, 193(1):266–284. (Cité en page 109.)

[Chew *et al.*, 2018] Chew, L. W., Glicksman, L. R. et Norford, L. K. (2018). Buoyant flows in street canyons: Comparison of RANS and LES at reduced and full scales. *Building and Environment*, 146:77–87. (Cité en pages 44 et 105.)

[Cheylan *et al.*, 2021] Cheylan, I., Zhao, S., Boivin, P. et Sagaut, P. (2021). Compressible pressure-based lattice-Boltzmann applied to humid air with phase change. *Applied Thermal Engineering*, 191:116868. (Cité en pages 118 et 192.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Choi, 2013] Choi, M. (2013). Parameterizing daytime downward longwave radiation in two Korean regional flux monitoring network sites. *Journal of Hydrology*, 476:257–264. (Cité en page 75.)

[Cleugh et Grimmond, 2012] Cleugh, H. et Grimmond, C. S. B. (2012). Urban climates and global climate change. In Henderson-Sellers, A. et McGuffie, K., éditeurs : *The Future of the World's Climate*, pages 47–76. Elsevier, 2ème édition. (Cité en pages 6, 12, 13 et 34.)

[Coelho, 2002] Coelho, P. J. (2002). The role of ray effects and false scattering on the accuracy of the standard and modified discrete ordinates methods. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 73(2):231–238. (Cité en page 81.)

[Cole et Sturrock, 1977] Cole, R. J. et Sturrock, N. S. (1977). The convective heat exchange at the external surface of buildings. *Building and Environment*, 12(4):207–214. (Cité en page 193.)

[Costa et Shine, 2006] Costa, S. M. S. et Shine, K. P. (2006). An estimate of the global impact of multiple scattering by clouds on outgoing long-wave radiation. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 132(616):885–895. (Cité en page 68.)

[Dallman *et al.*, 2014] Dallman, A., Magnusson, S., Britter, R. E., Norford, L., Entekhabi, D. et Fernando, H. J. S. (2014). Conditions for thermal circulation in urban street canyons. *Building and Environment*, 80:184–191. (Cité en page 40.)

[Defraeye *et al.*, 2011] Defraeye, T., Blocken, B. et Carmeliet, J. (2011). An adjusted temperature wall function for turbulent forced convective heat transfer for bluff bodies in the atmospheric boundary layer. *Building and Environment*, 46(11):2130–2141. (Cité en page 115.)

[Denison et Webb, 1993a] Denison, M. K. et Webb, B. W. (1993a). An absorption-line blackbody distribution function for efficient calculation of total gas radiative transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 50(5):499–510. (Cité en page 61.)

[Denison et Webb, 1993b] Denison, M. K. et Webb, B. W. (1993b). A spectral line-based weighted-sum-of-gray-gases model for arbitrary RTE solvers. *Journal of Heat Transfer*, 115(4):1004–1012. (Cité en page 61.)

[Denison et Webb, 1995] Denison, M. K. et Webb, B. W. (1995). The spectral-line weighted-sum-of-gray-gases model for H2O/CO2 mixtures. *Journal of Heat Transfer*, 117(3):788–792. (Cité en page 63.)

[Dissegna *et al.*, 2019] Dissegna, M. A., Yin, T., Wei, S., Richards, D. et Grêt-Regamey, A. (2019). 3-D reconstruction of an urban landscape to assess the influence of vegetation in the radiative budget. *Forests*, 10(8):700. (Cité en page 54.)

[Duchaine *et al.*, 2009] Duchaine, F., Corpron, A., Pons, L., Moureau, V., Nicoud, F. et Poinsot, T. (2009). Development and assessment of a coupled strategy for conjugate heat transfer with large eddy simulation: Application to a cooled turbine blade. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 30(6):1129–1141. (Cité en page 147.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Dufresne *et al.*, 2002] Dufresne, J.-L., Gautier, C., Ricchiazzi, P. et Fouquart, Y. (2002). Longwave scattering effects of mineral aerosols. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 59(12):1959–1966. (Cité en pages 67 et 68.)

[Erell et Williamson, 2006] Erell, E. et Williamson, T. (2006). Simulating air temperature in an urban street canyon in all weather conditions using measured data at a reference meteorological station. *International Journal of Climatology*, 26(12):1671–1694. (Cité en page 10.)

[Farag *et al.*, 2021a] Farag, G., Coratger, T., Wissocq, G., Zhao, S., Boivin, P. et Sagaut, P. (2021a). A unified hybrid lattice-Boltzmann method for compressible flows: Bridging between pressure-based and density-based methods. *Physics of Fluids*, 33(8):086101. (Cité en page 109.)

[Farag *et al.*, 2021b] Farag, G., Zhao, S., Chiavassa, G. et Boivin, P. (2021b). Consistency study of lattice-Boltzmann schemes macroscopic limit. *Physics of Fluids*, 33(3):037101. (Cité en page 109.)

[Farhat *et al.*, 1998] Farhat, C., Lesoinne, M. et Le Tallec, P. (1998). Load and motion transfer algorithms for fluid/structure interaction problems with non-matching discrete interfaces: Momentum and energy conservation, optimal discretization and application to aeroelasticity. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 157(1):95–114. (Cité en pages 146 et 147.)

[Feng *et al.*, 2019] Feng, Y., Boivin, P., Jacob, J. et Sagaut, P. (2019). Hybrid recursive regularized lattice Boltzmann simulation of humid air with application to meteorological flows. *Physical Review E*, 100(2):023304. (Cité en pages 110 et 118.)

[Feng *et al.*, 2020] Feng, Y., Guo, S., Jacob, J. et Sagaut, P. (2020). Grid refinement in the three-dimensional hybrid recursive regularized lattice Boltzmann method for compressible aerodynamics. *Physical Review E*, 101(6):063302. (Cité en page 110.)

[Feng *et al.*, 2021] Feng, Y., Miranda-Fuentes, J., Jacob, J. et Sagaut, P. (2021). Hybrid lattice Boltzmann model for atmospheric flows under anelastic approximation. *Physics of Fluids*, 33(3):036607. (Cité en page 118.)

[Ferziger et Perić, 2002] Ferziger, J. H. et Perić, M. (2002). *Computational Methods for Fluid Dynamics*. Springer, Berlin/Heidelberg, 3ème édition. (Cité en pages 96, 98, 99 et 104.)

[Franke *et al.*, 2007] Franke, J., Hellsten, A., Schlünzen, H. et Carissimo, B. (2007). Best Practice Guideline for the CFD Simulation of Flows in the Urban Environment: Quality Assurance and Improvement of Microscale Meteorological Models. Rapport, COST European Cooperation in Science and Technology. (Cité en pages 104 et 122.)

[Frontczak et Wargocki, 2011] Frontczak, M. et Wargocki, P. (2011). Literature survey on how different factors influence human comfort in indoor environments. *Building and Environment*, 46(4):922–937. (Cité en page 15.)

[Galtier *et al.*, 2022] Galtier, M., Woelffel, W., André, F., Solovjov, V. P., Webb, B. W. et Roy, S. (2022). Assessment of narrow-band and full spectrum gas radiation methods in a real industrial glass furnace configuration. *Applied Thermal Engineering*, 216:119020. (Cité en page 79.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Gastellu-Etchegorry *et al.*, 2015] Gastellu-Etchegorry, J.-P., Yin, T., Lauret, N., Cajgfinger, T., Gregoire, T., Grau, E., Feret, J.-B., Lopes, M., Guilleux, J., Dedieu, G., Malenovský, Z., Cook, B. D., Morton, D., Rubio, J., Durrieu, S., Cazanave, G., Martin, E. et Ristorcelli, T. (2015). Discrete Anisotropic Radiative Transfer (DART 5) for modeling airborne and satellite spectroradiometer and LIDAR acquisitions of natural and urban landscapes. *Remote Sensing*, 7(2):1667–1701. (Cité en page 53.)

[Girard *et al.*, 2018] Girard, P., Nadeau, D. F., Pardyjak, E. R., Overby, M., Willemsen, P., Stoll, R., Bailey, B. N. et Parlange, M. B. (2018). Evaluation of the QUIC-URB wind solver and QESRadiant radiation-transfer model using a dense array of urban meteorological observations. *Urban Climate*, 24:657–674. (Cité en page 144.)

[Gordon *et al.*, 2022] Gordon, I. E., Rothman, L. S., Hargreaves, R. J., Hashemi, R., Karlovets, E. V., Skinner, F. M., Conway, E. K., Hill, C., Kochanov, R. V., Tan, Y., Wcisło, P., Finenko, A. A., Nelson, K., Bernath, P. F., Birk, M., Boudon, V., Campargue, A., Chance, K. V., Coustenis, A., Drouin, B. J., Flaud, J. M., Gamache, R. R., Hodges, J. T., Jacquemart, D., Mlawer, E. J., Nikitin, A. V., Perevalov, V. I., Rotger, M., Tennyson, J., Toon, G. C., Tran, H., Tyuterev, V. G., Adkins, E. M., Baker, A., Barbe, A., Canè, E., Császár, A. G., Dudaryonok, A., Egorov, O., Fleisher, A. J., Fleurbaey, H., Foltynowicz, A., Furtenbacher, T., Harrison, J. J., Hartmann, J.-M., Horneman, V.-M., Huang, X., Karman, T., Karns, J., Kassi, S., Kleiner, I., Kofman, V., Kwabia-Tchana, F., Lavrentieva, N. N., Lee, T. J., Long, D. A., Lukashevskaya, A. A., Lyulin, O. M., Makhnev, V. Y., Matt, W., Massie, S. T., Melosso, M., Mikhailenko, S. N., Mondelain, D., Müller, H. S. P., Naumenko, O. V., Perrin, A., Polyansky, O. L., Raddaoui, E., Raston, P. L., Reed, Z. D., Rey, M., Richard, C., Tóbiás, R., Sadiek, I., Schwenke, D. W., Starikova, E., Sung, K., Tamassia, F., Tashkun, S. A., Vander Auwera, J., Vasilenko, I. A., Vigasin, A. A., Villanueva, G. L., Vispoel, B., Wagner, G., Yachmenev, A. et Yurchenko, S. N. (2022). The HITRAN2020 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 277:107949. (Cité en page 70.)

[Gray et Giorgini, 1976] Gray, D. D. et Giorgini, A. (1976). The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19(5):545–551. (Cité en page 99.)

[Gresse, 2023] Gresse, T. (2023). *Développement et validation d'une modélisation thermo-aéraulique tridimensionnelle et dynamique du bâtiment pour l'étude des environnements thermiques intérieurs complexes*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité en page 147.)

[Gresse *et al.*, 2023] Gresse, T., Merlier, L., Rodler, A., Soriano, J., Schmitt, F., Galtier, M., André, F., Krapez, J.-C., Pierro, J., Raessi, A., Musy, M., Roupioz, L., Briottet, X., Soulhac, L. et Jacob, J. (2023). Microclimatic modeling and simulation tools: an academic benchmark. *11th International Conference on Urban Climate (Sydney, Australia, Aug. 28 - Sept.1, 2023)*. (Cité en page 166.)

[Gresse *et al.*, 2024] Gresse, T., Soriano, J., Merlier, L., Rodler, A., Schmitt, F., Galtier, M., Kuznik, F., Andre, F., Jacob, J., Soulhac, L., Krapez, J.-C., Pierro, J., Roupioz, L., Briottet, X., Nerry, F. et Musy, M. (2024). Mise en place d'une méthodologie de construction de benchmarks pour la validation des modèles de microclimat

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

urbain. *SFT2024 : 32ème Congrès Français de Thermique (Strasbourg, France, 4-7 Juin, 2024)*. (Cité en pages 200 et 201.)

[Grimmond *et al.*, 2010] Grimmond, C. S. B., Blackett, M., Best, M. J., Barlow, J., Baik, J.-J., Belcher, S. E., Bohnenstengel, S. I., Calmet, I., Chen, F., Dandou, A., Fortuniak, K., Gouvea, M. L., Hamdi, R., Hendry, M., Kawai, T., Kawamoto, Y., Kondo, H., Krayenhoff, E. S., Lee, S.-H., Loridan, T., Martilli, A., Masson, V., Miao, S., Oleson, K., Pigeon, G., Porson, A., Ryu, Y.-H., Salamanca, F., Shashua-Bar, L., Steeneveld, G.-J., Tombrou, M., Voogt, J., Young, D. et Zhang, N. (2010). The international urban energy balance models comparison project: First results from phase 1. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 49(6):1268–1292. (Cité en page 10.)

[Grimmond et Christen, 2012] Grimmond, C. S. B. et Christen, A. (2012). Flux measurements in urban ecosystems. *FluxLetter - Newsletter of Fluxnet*, 5:1–8. (Cité en page 15.)

[Grimmond et Oke, 1999] Grimmond, C. S. B. et Oke, T. R. (1999). Aerodynamic properties of urban areas derived from analysis of surface form. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 38(9):1262–1292. (Cité en page 5.)

[Gros, 2013] Gros, A. (2013). *Modélisation de la demande énergétique des bâtiments à l'échelle d'un quartier*. Thèse de doctorat, Université de La Rochelle. (Cité en page 10.)

[Gros *et al.*, 2011] Gros, A., Bozonnet, E. et Inard, C. (2011). Modelling the radiative exchanges in urban areas: A review. *Advances in Building Energy Research*, 5(1):163–206. (Cité en page 53.)

[Gueymard, 1995] Gueymard, C. A. (1995). *SMARTS2, A Simple Model of the Atmospheric Radiative Transfer of Sunshine: Algorithms and performance assessment*. Florida Solar Energy Center, Cocoa. (Cité en page 19.)

[Gueymard, 2001] Gueymard, C. A. (2001). Parameterized transmittance model for direct beam and circumsolar spectral irradiance. *Solar Energy*, 71(5):325–346. (Cité en page 19.)

[Guo *et al.*, 2002] Guo, Z., Zheng, C. et Shi, B. (2002). Discrete lattice effects on the forcing term in the lattice Boltzmann method. *Physical Review E*, 65(4):046308. (Cité en page 109.)

[Hanna et Chang, 2012] Hanna, S. et Chang, J. (2012). Acceptance criteria for urban dispersion model evaluation. *Meteorology and Atmospheric Physics*, 116(3):133–146. (Cité en page 128.)

[Harman *et al.*, 2004] Harman, I. N., Best, M. J. et Belcher, S. E. (2004). Radiative exchange in an urban street canyon. *Boundary-Layer Meteorology*, 110(2):301–316. (Cité en page 23.)

[Hart, 1991] Hart, J. (1991). A practical guide to infra-red thermography for building surveys. Rapport 176, Building Research Establishment, Watford. (Cité en pages 28 et 29.)

[Heaviside *et al.*, 2017] Heaviside, C., Macintyre, H. et Vardoulakis, S. (2017). The urban heat island: Implications for health in a changing environment. *Current Environmental Health Reports*, 4(3):296–305. (Cité en pages 1 et 15.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Hensen, 1999] Hensen, J. (1999). Comparison of coupled and decoupled solutions for temperature and air flow in a building. *ASHRAE Transactions*, 105(2):962–969. (Cité en pages 146 et 147.)

[Hobbs, 2000] Hobbs, P. V. (2000). *Introduction to Atmospheric Chemistry*. Cambridge University Press, Cambridge. (Cité en page 67.)

[Hogan, 2019] Hogan, R. J. (2019). Flexible treatment of radiative transfer in complex urban canopies for use in weather and climate models. *Boundary-layer meteorology*, 173(no. 1):53–78. (Cité en page 31.)

[Hottel, 1954] Hottel, H. (1954). Radiant heat transmission. In McAdams, W. H., éditeur : *Heat Transmission*, pages 55–125. McGraw-Hill Book Company, 3ème édition. (Cité en page 61.)

[Howell *et al.*, 1999] Howell, L. H., Pember, R. B., Colella, P. et Jessee, J. P. (1999). A conservative adaptive mesh-algorithm for unsteady, combined-mode heat transfer using the discrete ordinates method. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 35(4):407–430. (Cité en pages 60 et 194.)

[Hoydysh et Dabberdt, 1988] Hoydysh, W. G. et Dabberdt, W. F. (1988). Kinematics and dispersion characteristics of flows in asymmetric street canyons. *Atmospheric Environment (1967)*, 22(12):2677–2689. (Cité en page 35.)

[Hunter et Guo, 2015] Hunter, B. et Guo, Z. (2015). Numerical smearing, ray effect, and angular false scattering in radiation transfer computation. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 81:63–74. (Cité en page 81.)

[Hänel *et al.*, 1990] Hänel, G., Weidert, D. et Busen, R. (1990). Absorption of solar radiation in an urban atmosphere. *Atmospheric Environment. Part B. Urban Atmosphere*, 24(2):283–292. (Cité en page 201.)

[Idczak *et al.*, 2007] Idczak, M., Mestayer, P., Rosant, J.-M., Sini, J.-F. et Violleau, M. (2007). Micrometeorological measurements in a street canyon during the joint ATREUS-PICADA experiment. *Boundary-Layer Meteorology*, 124(1):25–41. (Cité en page 40.)

[IPCC, 2021] IPCC (2021). *Climate Change 2021 - The Physical Science Basis: Working Group I Contribution to the Sixth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change*. Cambridge University Press, Cambridge. (Cité en pages 1 et 15.)

[Jacob *et al.*, 2018] Jacob, J., Malaspinas, O. et Sagaut, P. (2018). A new hybrid recursive regularised Bhatnagar-Gross-Krook collision model for lattice Boltzmann method-based large eddy simulation. *Journal of Turbulence*, 19(11-12):1051–1076. (Cité en pages 109 et 111.)

[Jacob *et al.*, 2021] Jacob, J., Merlier, L., Marlow, F. et Sagaut, P. (2021). Lattice Boltzmann method-based simulations of pollutant dispersion and urban physics. *Atmosphere*, 12(7):833. (Cité en pages 116 et 117.)

[Jacob et Sagaut, 2018] Jacob, J. et Sagaut, P. (2018). Wind comfort assessment by means of large eddy simulation with lattice Boltzmann method in full scale city area. *Building and Environment*, 139:110–124. (Cité en page 117.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Jacovides *et al.*, 2000] Jacovides, C. P., Steven, M. D. et Asimakopoulos, D. N. (2000). Solar spectral irradiance under clear skies around a major metropolitan area. *Journal of Applied Meteorology*, 39(6):917–930. (Cité en page 201.)

[Jarrin *et al.*, 2006] Jarrin, N., Benhamadouche, S., Laurence, D. et Prosser, R. (2006). A synthetic-eddy-method for generating inflow conditions for large-eddy simulations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 27(4):585–593. (Cité en page 123.)

[Jessee *et al.*, 1998] Jessee, J. P., Fiveland, W. A., Howell, L. H., Colella, P. et Pember, R. B. (1998). An adaptive mesh refinement algorithm for the radiative transport equation. *Journal of Computational Physics*, 139(2):380–398. (Cité en pages 60 et 194.)

[Joseph *et al.*, 2009] Joseph, D., Perez, P., El Hafi, M. et Cuenot, B. (2009). Discrete ordinates and Monte Carlo methods for radiative transfer simulation applied to computational fluid dynamics combustion modeling. *Journal of Heat Transfer*, 131(5). (Cité en page 53.)

[Kader, 1981] Kader, B. A. (1981). Temperature and concentration profiles in fully turbulent boundary layers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 24(9):1541–1544. (Cité en page 114.)

[Kanda et Yamao, 2016] Kanda, I. et Yamao, Y. (2016). Passive scalar diffusion in and above urban-like roughness under weakly stable and unstable thermal stratification conditions. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 148:18–33. (Cité en page 36.)

[Kastendeuch et Najjar, 2009] Kastendeuch, P. P. et Najjar, G. (2009). Simulation and validation of radiative transfers in urbanised areas. *Solar Energy*, 83(3):333–341. (Cité en page 53.)

[Kastner-Klein et Rotach, 2004] Kastner-Klein, P. et Rotach, M. W. (2004). Mean flow and turbulence characteristics in an urban roughness sublayer. *Boundary-Layer Meteorology*, 111(1):55–84. (Cité en pages 32 et 35.)

[Kim et Baik, 1999] Kim, J.-J. et Baik, J.-J. (1999). A numerical study of thermal effects on flow and pollutant dispersion in urban street canyons. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 38(9):1249–1261. (Cité en page 44.)

[Kim et Baik, 2001] Kim, J.-J. et Baik, J.-J. (2001). Urban street-canyon flows with bottom heating. *Atmospheric Environment*, 35(20):3395–3404. (Cité en page 44.)

[Kim et Huh, 2000] Kim, S. H. et Huh, K. Y. (2000). A new angular discretization scheme of the finite volume method for 3-D radiative heat transfer in absorbing, emitting and anisotropically scattering media. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43(7):1233–1242. (Cité en pages 57, 59 et 227.)

[Kim et Baik, 2005] Kim, Y.-H. et Baik, J.-J. (2005). Spatial and temporal structure of the urban heat island in Seoul. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 44(5):591–605. (Cité en page 15.)

[King *et al.*, 2017] King, M.-F., Khan, A., Delbosc, N., Gough, H. L., Halios, C., Barlow, J. F. et Noakes, C. J. (2017). Modelling urban airflow and natural ventilation using a GPU-based lattice-Boltzmann method. *Building and Environment*, 125:273–284. (Cité en pages 116 et 117.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Koch *et al.*, 1995] Koch, R., Krebs, W., Wittig, S. et Viskanta, R. (1995). Discrete ordinates quadrature schemes for multidimensional radiative transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 53(4):353–372. (Cité en page 60.)

[Kogawa *et al.*, 2017] Kogawa, T., Okajima, J., Sakurai, A., Komiya, A. et Maruyama, S. (2017). Influence of radiation effect on turbulent natural convection in cubic cavity at normal temperature atmospheric gas. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 104:456–466. (Cité en page 45.)

[Kopp et Lean, 2011] Kopp, G. et Lean, J. L. (2011). A new, lower value of total solar irradiance: Evidence and climate significance. *Geophysical Research Letters*, 38(1). (Cité en page 19.)

[Kotthaus *et al.*, 2014] Kotthaus, S., Smith, T. E. L., Wooster, M. J. et Grimmond, C. S. B. (2014). Derivation of an urban materials spectral library through emittance and reflectance spectroscopy. *ISPRS Journal of Photogrammetry and Remote Sensing*, 94:194–212. (Cité en page 28.)

[Kovar-Panskus *et al.*, 2002] Kovar-Panskus, A., Moulinneuf, L., Savory, E., Abdelqari, A., Sini, J.-F., Rosant, J.-M., Robins, A. et Toy, N. (2002). A wind tunnel investigation of the influence of solar-induced wall-heating on the flow regime within a simulated urban street canyon. *Water, Air and Soil Pollution: Focus*, 2(5):555–571. (Cité en pages 41 et 42.)

[Krüger *et al.*, 2017] Krüger, T., Kusumaatmaja, H., Kuzmin, A., Shardt, O., Silva, G. et Viggen, E. M. (2017). *The Lattice Boltzmann Method: Principles and Practice*. Springer, Cham. (Cité en pages 106 et 109.)

[Kubilay *et al.*, 2018] Kubilay, A., Derome, D. et Carmeliet, J. (2018). Coupling of physical phenomena in urban microclimate: A model integrating air flow, wind-driven rain, radiation and transport in building materials. *Urban Climate*, 24:398–418. (Cité en pages 45 et 144.)

[Labrosse *et al.*, 1997] Labrosse, G., Tric, E., Khallouf, H. et Betrouni, M. (1997). A direct (pseudo-spectral) solver of the 2D/3D Stokes problem: transition to unsteadiness of natural-convection flow in a differentially heated cubical cavity. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 31(3):261–276. (Cité en page 153.)

[Lac *et al.*, 2018] Lac, C., Chaboureau, J.-P., Masson, V., Pinty, J.-P., Tulet, P., Escobar, J., Leriche, M., Barthe, C., Aouizerats, B., Augros, C., Aumond, P., Auguste, F., Bechtold, P., Berthet, S., Bielli, S., Bosseur, F., Caumont, O., Cohard, J.-M., Colin, J., Couvreux, F., Cuxart, J., Delautier, G., Dauhut, T., Ducrocq, V., Filippi, J.-B., Gazen, D., Geoffroy, O., Gheusi, F., Honnert, R., Lafore, J.-P., Lebeaupin Brossier, C., Libois, Q., Lunet, T., Mari, C., Maric, T., Mascart, P., Mogé, M., Molinié, G., Nuissier, O., Pantillon, F., Peyrillé, P., Pergaud, J., Perraud, E., Pianezze, J., Redelsperger, J.-L., Ricard, D., Richard, E., Riette, S., Rodier, Q., Schoetter, R., Seyfried, L., Stein, J., Suhre, K., Taufour, M., Thouron, O., Turner, S., Verrelle, A., Vié, B., Visentin, F., Vionnet, V. et Wautelet, P. (2018). Overview of the Meso-NH model version 5.4 and its applications. *Geoscientific Model Development*, 11(5):1929–1969. (Cité en page 10.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Lan *et al.*, 2023] Lan, X., Tans, P. et Thoning, K. (2023). Trends in globally-averaged CO2 determined from NOAA Global Monitoring Laboratory measurements. (Cité en pages 65 et 70.)

[Landier, 2018] Landier, L. (2018). *Modélisation 3D du bilan radiatif des milieux urbains par inversion d'images satellites en cartes de réflectance et de température des matériaux urbains*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier - Toulouse III. (Cité en page 54.)

[Larson et Shakespeare, 1998] Larson, G. W. et Shakespeare, R. A. (1998). *Rendering with Radiance: The Art and Science of Lighting Visualization*. Morgan Kaufmann Publishers, San Francisco. (Cité en page 53.)

[Latt et Chopard, 2006] Latt, J. et Chopard, B. (2006). Lattice Boltzmann method with regularized pre-collision distribution functions. *Discrete Simulation of Fluid Dynamics in Complex Systems*, 72(2):165–168. (Cité en page 106.)

[Lauzet *et al.*, 2017] Lauzet, N., Morille, B., Leduc, T. et Musy, M. (2017). What is the required level of details to represent the impact of the built environment on energy demand? *Sustainable synergies from Buildings to the Urban Scale*, 38:611–618. (Cité en page 16.)

[Lauzet *et al.*, 2019] Lauzet, N., Rodler, A., Musy, M., Azam, M.-H., Guernouti, S., Mauree, D. et Colinart, T. (2019). How building energy models take the local climate into account in an urban context - a review. *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, 116:109390. (Cité en pages 9, 16, 144 et 146.)

[Lee et Park, 1994] Lee, I. Y. et Park, H. M. (1994). Parameterization of the pollutant transport and dispersion in urban street canyons. *Atmospheric Environment*, 28(14):2343–2349. (Cité en page 34.)

[Lenz *et al.*, 2019] Lenz, S., Schönherr, M., Geier, M., Krafczyk, M., Pasquali, A., Christen, A. et Giometto, M. (2019). Towards real-time simulation of turbulent air flow over a resolved urban canopy using the cumulant lattice Boltzmann method on a GPGPU. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 189:151–162. (Cité en page 117.)

[Li *et al.*, 2018] Li, H., Meier, F., Lee, X., Chakraborty, T., Liu, J., Schaap, M. et Sodoudi, S. (2018). Interaction between urban heat island and urban pollution island during summer in Berlin. *Science of The Total Environment*, 636:818–828. (Cité en page 69.)

[Li *et al.*, 2016] Li, X.-X., Britter, R. E. et Norford, L. K. (2016). Effect of stable stratification on dispersion within urban street canyons: A large-eddy simulation. *Atmospheric Environment*, 144:47–59. (Cité en page 36.)

[Li *et al.*, 2012] Li, X.-X., Britter, R. E., Norford, L. K., Koh, T.-Y. et Entekhabi, D. (2012). Flow and pollutant transport in urban street canyons of different aspect ratios with ground heating: Large-eddy simulation. *Boundary-Layer Meteorology*, 142(2):289–304. (Cité en page 44.)

[Li *et al.*, 2006] Li, X.-X., Liu, C.-H., Leung, D. et Lam, K. (2006). Recent progress in CFD modelling of wind field and pollutant transport in street canyons. *Atmospheric Environment*, 40(29):5640–5658. (Cité en page 105.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Liang *et al.*, 2018] Liang, W., Huang, J., Jones, P., Wang, Q. et Hang, J. (2018). A zonal model for assessing street canyon air temperature of high-density cities. *Building and Environment*, 132:160–169. (Cité en page 10.)

[Lin *et al.*, 2020] Lin, Y., Ichinose, T., Yamao, Y. et Mouri, H. (2020). Wind velocity and temperature fields under different surface heating conditions in a street canyon in wind tunnel experiments. *Building and Environment*, 168:106500. (Cité en pages 41 et 43.)

[Liu *et al.*, 1996] Liu, F., Becker, H. et Pollard, A. (1996). Spatial differencing schemes of the discrete-ordinates method. *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*, 30(1):23–43. (Cité en page 57.)

[Liu *et al.*, 2013] Liu, J., Srebric, J. et Yu, N. (2013). Numerical simulation of convective heat transfer coefficients at the external surfaces of building arrays immersed in a turbulent boundary layer. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 61:209–225. (Cité en page 36.)

[Louka *et al.*, 2002] Louka, P., Vachon, G., Sini, J.-F., Mestayer, P. G. et Rosant, J.-M. (2002). Thermal effects on the airflow in a street canyon - Nantes'99 experimental results and model simulations. *Water, Air and Soil Pollution: Focus*, 2(5):351–364. (Cité en pages 38, 39, 40, 44 et 105.)

[Lussault, 2019] Lussault, M. (2019). L'Anthropocène est-il un urbanocène ? Ou comment l'urbanisation généralisée a bouleversé le système planétaire ? *Cours publics de l'École Urbaine de Lyon*. (Cité en page 1.)

[Maeyama *et al.*, 2021] Maeyama, H., Imamura, T., Osaka, J. et Kurimoto, N. (2021). Turbulent channel flow simulations using the lattice Boltzmann method with near-wall modeling on a non-body-fitted Cartesian grid. *Computers and Mathematics with Applications*, 93:20–31. (Cité en page 116.)

[Magnusson *et al.*, 2014] Magnusson, S., Dallman, A., Entekhabi, D., Britter, R. E., Fernando, H. J. S. et Norford, L. (2014). On thermally forced flows in urban street canyons. *Environmental Fluid Mechanics*, 14(6):1427–1441. (Cité en page 44.)

[Malaspinas, 2015] Malaspinas, O. (2015). Increasing stability and accuracy of the lattice Boltzmann scheme: recursivity and regularization. *arXiv:1505.06900*. (Cité en pages 106 et 109.)

[Malaspinas et Sagaut, 2014] Malaspinas, O. et Sagaut, P. (2014). Wall model for large-eddy simulation based on the lattice Boltzmann method. *Journal of Computational Physics*, 275:25–40. (Cité en page 113.)

[Martilli *et al.*, 2002] Martilli, A., Clappier, A. et Rotach, M. W. (2002). An urban surface exchange parameterisation for mesoscale models. *Boundary-Layer Meteorology*, 104(2): 261–304. (Cité en page 10.)

[Martin et Berdahl, 1984] Martin, M. et Berdahl, P. (1984). Summary of results from the spectral and angular sky radiation measurement program. *Solar Energy*, 33(3):241–252. (Cité en page 72.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Marucci et Carpentieri, 2019] Marucci, D. et Carpentieri, M. (2019). Effect of local and upwind stratification on flow and dispersion inside and above a bi-dimensional street canyon. *Building and Environment*, 156:74–88. (Cité en pages 36, 41, 42, 43, 118, 119 et 198.)

[Marucci *et al.*, 2018] Marucci, D., Carpentieri, M. et Hayden, P. (2018). On the simulation of thick non-neutral boundary layers for urban studies in a wind tunnel. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 72:37–51. (Cité en page 118.)

[Masson, 2000] Masson, V. (2000). A physically-based scheme for the urban energy budget in atmospheric models. *Boundary-Layer Meteorology*, 94(3):357–397. (Cité en page 10.)

[Mauree *et al.*, 2017] Mauree, D., Blond, N., Kohler, M. et Clappier, A. (2017). On the coherence in the boundary layer: Development of a canopy interface model. *Frontiers in Earth Science*, 4:109. (Cité en page 10.)

[McHardy, 2019] McHardy, C. B. (2019). *A Lattice Boltzmann method for the simulation of light transfer in turbid media and its application in computational studies on microalgae growth kinetics*. Thèse de doctorat, Technische Universität Berlin. (Cité en page 55.)

[McHardy *et al.*, 2016] McHardy, C. B., Horneber, T. et Rauh, C. (2016). New lattice Boltzmann method for the simulation of three-dimensional radiation transfer in turbid media. *Optics Express*, 24(15):16999–17017. (Cité en page 54.)

[Mei et Yuan, 2021] Mei, S.-J. et Yuan, C. (2021). Analytical and numerical study on transient urban street air warming induced by anthropogenic heat emission. *Energy and Buildings*, 231:110613. (Cité en page 36.)

[Menter, 2020] Menter, F. R. (2020). Turbulence modelling for engineering flows. In *Introduction to computational fluid dynamics*. Annual Lecture Series of the von Karman Insitute for Fluid Dynamics (Oct. 19-23, 2020). (Cité en page 115.)

[Merlier, 2015] Merlier, L. (2015). *On the interactions between urban structures and air flows: A numerical study of the effects of urban morphology on the building wind environment and the related building energy loads*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité en pages 13, 36 et 104.)

[Merlier *et al.*, 2019a] Merlier, L., Frayssinet, L., Johannes, K. et Kuznik, F. (2019a). On the impact of local microclimate on building performance simulation. part II: Effect of external conditions on the dynamic thermal behavior of buildings. *Building Simulation*, 12(5):747–757. (Cité en page 16.)

[Merlier *et al.*, 2018] Merlier, L., Jacob, J. et Sagaut, P. (2018). Lattice-Boltzmann large-eddy simulation of pollutant dispersion in street canyons including tree planting effects. *Atmospheric Environment*, 195:89–103. (Cité en page 117.)

[Merlier *et al.*, 2019b] Merlier, L., Jacob, J. et Sagaut, P. (2019b). Lattice-Boltzmann large-eddy simulation of pollutant dispersion in complex urban environment with dense gas effect: Model evaluation and flow analysis. *Building and Environment*, 148:634–652. (Cité en page 117.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Miguet et Groleau, 2002] Miguet, F. et Groleau, D. (2002). A daylight simulation tool for urban and architectural spaces - application to transmitted direct and diffuse light through glazing. *Building and Environment*, 37:833–843. (Cité en page 53.)

[Milliez, 2006] Milliez, M. (2006). *Modélisation micro-météorologique en milieu urbain : dispersion des polluants et prise en compte des effets radiatifs*. Thèse de doctorat, Ecole Nationale des Ponts et Chaussées. (Cité en pages 10 et 54.)

[Mink *et al.*, 2020] Mink, A., McHardy, C. B., Bressel, L., Rauh, C. et Krause, M. J. (2020). Radiative transfer lattice Boltzmann methods: 3D models and their performance in different regimes of radiative transfer. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 243:106810. (Cité en page 54.)

[Mink *et al.*, 2016] Mink, A., Thäter, G., Nirschl, H. et Krause, M. (2016). A 3D lattice Boltzmann method for light simulation in participating media. *Journal of Computational Science*, 17:431–437. (Cité en page 54.)

[Mishra *et al.*, 2014] Mishra, S., Poonia, H., Das, A., Asinari, P. et Borchiellini, R. (2014). Analysis of conduction-radiation heat transfer in a 2D enclosure using the lattice boltzmann method. *Numerical Heat Transfer ; Part A: Applications*, 66(6):669–688. (Cité en page 54.)

[Mishra *et al.*, 2015] Mishra, V., Ganguly, A. R., Nijssen, B. et Lettenmaier, D. P. (2015). Changes in observed climate extremes in global urban areas. *Environmental Research Letters*, 10(2):024005. (Cité en page 1.)

[Modest, 2013] Modest, M. F. (2013). *Radiative Heat Transfer*. Academic Press, Oxford, 3ème édition. (Cité en pages 28, 29, 57 et 61.)

[Mohajeri *et al.*, 2016] Mohajeri, N., Gudmundsson, A., Kunckler, T., Upadhyay, G., Assouline, D., Kämpf, J. H. et Scartezzini, J.-L. (2016). How street canyon configuration control the accessibility of solar energy potential: Implication for urban design. In *Proceedings of the 36th International Conference on Passive and Low Energy Architecture (Los Angeles, USA, July 11-13, 2016)*. (Cité en page 21.)

[Mons *et al.*, 2017] Mons, V., Margheri, L., Chassaing, J. C. et Sagaut, P. (2017). Data assimilation-based reconstruction of urban pollutant release characteristics. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 169:232–250. (Cité en page 117.)

[Montazeri et Blocken, 2018] Montazeri, H. et Blocken, B. (2018). Extension of generalized forced convective heat transfer coefficient expressions for isolated buildings taking into account oblique wind directions. *Building and Environment*, 140:194–208. (Cité en page 35.)

[Morrison *et al.*, 2020] Morrison, W., Yin, T., Lauret, N., Guilleux, J., Kotthaus, S., Gastellu-Etchegorry, J.-P., Norford, L. et Grimmond, C. S. B. (2020). Atmospheric and emissivity corrections for ground-based thermography using 3D radiative transfer modelling. *Remote Sensing of Environment*, 237:111524. (Cité en page 54.)

[Murakami, 1998] Murakami, S. (1998). Overview of turbulence models applied in CWE-1997. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 74-76:1–24. (Cité en page 105.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Musy *et al.*, 2015] Musy, M., Malys, L., Morille, B. et Inard, C. (2015). The use of SOLENE-microclimat model to assess adaptation strategies at the district scale. *Urban Climate*, 14(2):213–223. (Cité en pages 10 et 53.)

[Musy *et al.*, 2023] Musy, M., Merlier, L., Rodler, A., Andre, F. et Raeesi, A. (2023). Validation of urban microclimate models: toward a methodology. *11th International Conference on Urban Climate (Sydney, Australia, Aug. 28 - Sept.1, 2023)*. (Cité en page 200.)

[Nahon *et al.*, 2019] Nahon, R., Acuña Paz y Miño, J. et Beckers, B. (2019). Exploring the sky longwave radiance distribution in the French Basque Country. In *Proceedings of Building Simulation 2019: 16th Conference of IBPSA (Rome, italy, Sept. 2-4, 2019)*, pages 4134–4140. (Cité en page 73.)

[Nakamura et Oke, 1988] Nakamura, Y. et Oke, T. R. (1988). Wind, temperature and stability conditions in an east-west oriented urban canyon. *Atmospheric Environment (1967)*, 22(12):2691–2700. (Cité en pages 34, 38 et 39.)

[Nazarian et Kleissl, 2016] Nazarian, N. et Kleissl, J. (2016). Realistic solar heating in urban areas: Air exchange and street-canyon ventilation. *Building and Environment*, 95:75–93. (Cité en pages 45 et 105.)

[Nazarian *et al.*, 2022] Nazarian, N., Krayenhoff, E. S., Bechtel, B., Hondula, D. M., Paolini, R., Vanos, J., Cheung, T., Chow, W. T. L., de Dear, R., Jay, O., Lee, J. K. W., Martilli, A., Middel, A., Norford, L. K., Sadeghi, M., Schiavon, S. et Santamouris, M. (2022). Integrated assessment of urban overheating impacts on human life. *Earth's Future*, 10(8):e2022EF002682. (Cité en page 16.)

[Niachou *et al.*, 2008a] Niachou, K., Livada, I. et Santamouris, M. (2008a). Experimental study of temperature and airflow distribution inside an urban street canyon during hot summer weather conditions - part I: Air and surface temperatures. *Building and Environment*, 43(8):1383–1392. (Cité en pages 38 et 39.)

[Niachou *et al.*, 2008b] Niachou, K., Livada, I. et Santamouris, M. (2008b). Experimental study of temperature and airflow distribution inside an urban street canyon during hot summer weather conditions - part II: Airflow analysis. *Building and Environment*, 43(8): 1393–1403. (Cité en pages 34, 38 et 39.)

[Nikolopoulou, 2021] Nikolopoulou, M. (2021). Thermal comfort in urban spaces. In Palme, M. et Salvati, A., éditeurs : *Urban Microclimate Modelling for Comfort and Energy Studies*, pages 55–77. Springer, Cham. (Cité en page 15.)

[NOAA, 1976] NOAA (1976). U.S. Standard Atmosphere. Rapport S/T 76-1562, U.S. Government Printing Office, Washington D.C. (Cité en page 70.)

[Obrecht *et al.*, 2015] Obrecht, C., Kuznik, F., Merlier, L., Roux, J.-J. et Tourancheau, B. (2015). Towards aeraulic simulations at urban scale using the lattice Boltzmann method. *Environmental Fluid Mechanics*, 15(4):753–770. (Cité en pages 108, 116 et 117.)

[Obrecht *et al.*, 2013] Obrecht, C., Kuznik, F., Tourancheau, B. et Roux, J.-J. (2013). Multi-GPU implementation of the lattice Boltzmann method. *Computers and Mathematics with Applications*, 65(2):252–261. (Cité en page 194.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Offerle *et al.*, 2007] Offerle, B., Eliasson, I., Grimmond, C. S. B. et Holmer, B. (2007). Surface heating in relation to air temperature, wind and turbulence in an urban street canyon. *Boundary-Layer Meteorology*, 122(2):273–292. (Cité en pages 38, 39 et 40.)

[Oke, 1982] Oke, T. R. (1982). The energetic basis of the urban heat island. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 108:1–24. (Cité en pages 14 et 15.)

[Oke, 1987] Oke, T. R. (1987). *Boundary Layer Climates*. Routledge, London, 2ème édition. (Cité en pages 6, 11, 13, 14, 32, 33 et 36.)

[Oke, 1988] Oke, T. R. (1988). Street design and urban canopy layer climate. *Energy and Buildings*, 11(1):103–113. (Cité en page 5.)

[Oke, 2006] Oke, T. R. (2006). Initial guidance to obtain representative meteorological observations at urban sites. Rapport 81, World Meteorological Organization. (Cité en pages 8 et 9.)

[Oke et East, 1971] Oke, T. R. et East, C. (1971). The urban boundary layer in Montreal. *Boundary-Layer Meteorology*, 1(4):411–437. (Cité en page 68.)

[Oke et Fuggle, 1972] Oke, T. R. et Fuggle, R. F. (1972). Comparison of urban/rural counter and net radiation at night. *Boundary-Layer Meteorology*, 2(3):290–308. (Cité en page 68.)

[Oke *et al.*, 2017] Oke, T. R., Mills, G., Christen, A. et Voogt, J. A. (2017). *Urban Climates*. Cambridge University Press, Cambridge. (Cité en pages 4, 5, 8, 9, 11, 12, 13, 14, 15, 21, 27 et 68.)

[Oliveira Panão *et al.*, 2009] Oliveira Panão, M. J. N., Gonçalves, H. J. P. et Ferrão, P. M. C. (2009). Numerical analysis of the street canyon thermal conductance to improve urban design and climate. *Building and Environment*, 44(1):177–187. (Cité en page 45.)

[Onodera *et al.*, 2013] Onodera, N., Aoki, T., Shimokawabe, T. et Kobayashi, H. (2013). Large-scale LES wind simulation using lattice Boltzmann method for a 10km×10km area in metropolitan Tokyo. *TSUBAME e-Science Journal*, 9. (Cité en page 117.)

[Overby *et al.*, 2016] Overby, M., Willemsen, P., Bailey, B. N., Halverson, S. et Pardyjak, E. R. (2016). A rapid and scalable radiation transfer model for complex urban domains. *Urban Climate*, 15:25–44. (Cité en page 53.)

[Pamiès *et al.*, 2009] Pamiès, M., Weiss, P.-E., Garnier, E., Deck, S. et Sagaut, P. (2009). Generation of synthetic turbulent inflow data for large eddy simulation of spatially evolving wall-bounded flows. *Physics of Fluids*, 21(4):045103. (Cité en page 123.)

[Pandey et Tiwari, 2021] Pandey, D. et Tiwari, K. C. (2021). Spectral library creation and analysis of urban built-up surfaces and materials using field spectrometry. *Arabian Journal of Geosciences*, 14(7):595. (Cité en page 28.)

[Panicker *et al.*, 2008] Panicker, A. S., Pandithurai, G., Safai, P. D. et Kewat, S. (2008). Observations of enhanced aerosol longwave radiative forcing over an urban environment. *Geophysical Research Letters*, 35(4). (Cité en page 69.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Paravantis *et al.*, 2017] Paravantis, J., Santamouris, M., Cartalis, C., Efthymiou, C. et Kontoulis, N. (2017). Mortality associated with high ambient temperatures, heatwaves, and the urban heat island in Athens, Greece. *Sustainability*, 9(4):606. (Cité en page 16.)

[Park *et al.*, 2012] Park, S.-B., Baik, J.-J., Raasch, S. et Letzel, M. O. (2012). A large-eddy simulation study of thermal effects on turbulent flow and dispersion in and above a street canyon. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 51(5):829–841. (Cité en page 44.)

[Petty, 2006] Petty, G. W. (2006). *A First Course in Atmospheric Radiation*. Sundog Publishing, Madison, 2ème édition. (Cité en page 65.)

[Pierrot *et al.*, 1999] Pierrot, L., Rivière, P., Soufiani, A. et Taine, J. (1999). A fictitious-gas-based absorption distribution function global model for radiative transfer in hot gases. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 62(5):609–624. (Cité en page 61.)

[Popiel *et al.*, 2001] Popiel, C. O., Wojtkowiak, J. et Biernacka, B. (2001). Measurements of temperature distribution in ground. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 25(5):301–309. (Cité en page 166.)

[Prasanna et Venkateshan, 2014] Prasanna, S. et Venkateshan, S. P. (2014). Convection induced by radiative cooling of a layer of participating medium. *Physics of Fluids*, 26(5):056603. (Cité en page 46.)

[Qu *et al.*, 2012] Qu, Y., Milliez, M., Musson-Genon, L. et Carissimo, B. (2012). Numerical study of the thermal effects of buildings on low-speed airflow taking into account 3D atmospheric radiation in urban canopy. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 104-106:474–483. (Cité en pages 10, 45 et 54.)

[Raybaud, 2020] Raybaud, B. (2020). *Évaluation de l'impact des propriétés optiques large-bande de l'environnement sur le productible (énergie incidente) en milieu urbain*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité en pages 27 et 53.)

[Reindl *et al.*, 1990] Reindl, D. T., Beckman, W. A. et Duffie, J. A. (1990). Diffuse fraction correlations. *Solar Energy*, 45(1):1–7. (Cité en page 166.)

[Resler *et al.*, 2017] Resler, J., Krc, P., Belda, M., Jurus, P., Benešová, N., Lopata, J., Vlček, O., Damašková, D., Eben, K., Derbek, P., Maronga, B. et Kanani-Sühring, F. (2017). PALM-USM v1.0: A new urban surface model integrated into the PALM large-eddy simulation model. *Geoscientific Model Development*, 10:3635–3659. (Cité en page 53.)

[Richards et Hoxey, 1993] Richards, P. J. et Hoxey, R. P. (1993). Appropriate boundary conditions for computational wind engineering models using the k-ε turbulence model. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 46-47:145–153. (Cité en page 163.)

[Rienzo *et al.*, 2011] Rienzo, A., Asinari, P., Borchiellini, R. et Mishra, S. (2011). Improved angular discretization and error analysis of the lattice Boltzmann method for solving radiative heat transfer in a participating medium. *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow*, 21(5):640–662. (Cité en page 54.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Robinson *et al.*, 2009] Robinson, D., Haldi, F., Leroux, P., Perez, D., Rasheed, A. et Wilke, U. (2009). CITYSIM: Comprehensive micro-simulation of resource flows for sustainable urban planning. In *Proceedings of Building Simulation 2009: 11th Conference of IBPSA (Glasgow, Scotland, July 27-30, 2009)*, pages 1083–1090. (Cité en page 53.)

[Rodler *et al.*, 2021] Rodler, A., Lauzet, N., Musy, M., Azam, M.-H., Guernouti, S., Mauree, D. et Colinart, T. (2021). Urban microclimate and building energy simulation coupling techniques. In Palme, M. et Salvati, A., éditeurs : *Urban Microclimate Modelling for Comfort and Energy Studies*, pages 317–337. Springer, Cham. (Cité en pages 9, 16 et 144.)

[Roth, 2000] Roth, M. (2000). Review of atmospheric turbulence over cities. *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*, 126(564):941–990. (Cité en page 32.)

[Roupioz *et al.*, 2023] Roupioz, L., Briottet, X., Adeline, K., Al Bitar, A., Barbon-Dubosc, D., Barda-Chatain, R., Barillot, P., Bridier, S., Carroll, E., Cassante, C., Cerbelaud, A., Déliot, P., Doublet, P., Dupouy, P. E., Gadal, S., Guernouti, S., De Guilhem De Lataillade, A., Lemonsu, A., Llorens, R., Luhahe, R., Michel, A., Moussous, A., Musy, M., Nerry, F., Poutier, L., Rodler, A., Riviere, N., Riviere, T., Roujean, J. L., Roy, A., Schilling, A., Skokovic, D. et Sobrino, J. (2023). Multi-source datasets acquired over Toulouse (France) in 2021 for urban microclimate studies during the CAMCATT/AI4GEO field campaign. *Data in Brief*, 48:109109. (Cité en page 200.)

[Sagaut, 2006] Sagaut, P. (2006). *Large Eddy Simulation for Incompressible Flows*. Springer, Berlin/Heidelberg, 3ème édition. (Cité en pages 101, 102 et 103.)

[Sagaut *et al.*, 2013] Sagaut, P., Deck, S. et Terracol, M. (2013). *Multiscale and Multiresolution Approaches in Turbulence*. Imperial College Press, London, 2ème édition. (Cité en page 100.)

[Salvati et Kolokotroni, 2022] Salvati, A. et Kolokotroni, M. (2022). Urban microclimate impact on ventilation and thermal performance of multi-family residential buildings: two case studies in different climates and urban settings. *42nd AIVC conference: Ventilation Challenges in a Changing World (Rotterdam, Netherlands, Oct. 5-6, 2022)*. (Cité en page 16.)

[Salvati *et al.*, 2020] Salvati, A., Palme, M., Chiesa, G. et Kolokotroni, M. (2020). Built form, urban climate and building energy modelling: case-studies in Rome and Antofagasta. *Journal of Building Performance Simulation*, 13(2):209–225. (Cité en page 16.)

[Santamouris, 2014] Santamouris, M. (2014). On the energy impact of urban heat island and global warming on buildings. *Energy and Buildings*, 82:100–113. (Cité en page 15.)

[Santamouris, 2020] Santamouris, M. (2020). Recent progress on urban overheating and heat island research. integrated assessment of the energy, environmental, vulnerability and health impact. synergies with the global climate change. *Energy and Buildings*, 207:109482. (Cité en page 15.)

[Santamouris *et al.*, 1999] Santamouris, M., Papanikolaou, N., Koronakis, I., Livada, I. et Asimakopoulos, D. (1999). Thermal and air flow characteristics in a deep pedestrian

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

canyon under hot weather conditions. *Atmospheric Environment*, 33(27):4503–4521. (Cité en pages 34, 38 et 39.)

[Santiago *et al.*, 2014] Santiago, J. L., Krayenhoff, E. S. et Martilli, A. (2014). Flow simulations for simplified urban configurations with microscale distributions of surface thermal forcing. *Urban Climate*, 9:115–133. (Cité en page 45.)

[Schlünzen *et al.*, 2011] Schlünzen, K. H., Grawe, D., Bohnenstengel, S. I., Schlüter, I. et Koppmann, R. (2011). Joint modelling of obstacle induced and mesoscale changes - current limits and challenges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 99(4):217–225. (Cité en page 8.)

[Schmitt *et al.*, 2022] Schmitt, F., Andre, F., Galtier, M., Vergnault, E., Soucasse, L., Jacob, J. et Merlier, L. (2022). A CFD solver based on the lattice Boltzmann method to solve thermally driven flows and coupled molecular gas radiation: comparison and validation against a benchmark solution. In *Proceedings of the 7th Thermal and Fluids Engineering Conference (Las Vegas, USA, May 15-18, 2022)*. (Cité en page 152.)

[Schmitt *et al.*, 2023] Schmitt, F., Galtier, M., Merlier, L., Vergnault, E. et Andre, F. (2023). Impact of the spectral coupling between non-gray sky boundary conditions and a urban atmosphere in the calculation of net fluxes in a street canyon. In *Proceedings of the 10th International Symposium on Radiative Transfer, RAD-23 (Thessaloniki, Greece, June 12-16, 2023)*. (Cité en page 77.)

[Schmitt *et al.*, 2024] Schmitt, F., Galtier, M., Merlier, L., Vergnault, E. et Andre, F. (2024). Impact of spectral coupling between urban atmosphere and sky boundary conditions in a street canyon. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 326:109107. (Cité en page 77.)

[Schoetter *et al.*, 2023] Schoetter, R., Caliot, C., Chung, T.-Y., Hogan, R. J. et Masson, V. (2023). Quantification of uncertainties of radiative transfer calculation in urban canopy models. *Boundary-Layer Meteorology*, 189:103–138. (Cité en page 31.)

[Schrijvers *et al.*, 2019] Schrijvers, P., Jonker, H., de Roode, S. et Kenjereš, S. (2019). On the daytime micro-climatic conditions inside an idealized 2D urban canyon. *Building and Environment*, 167:106427. (Cité en page 144.)

[Shea et Auer, 1978] Shea, D. M. et Auer, A. H. (1978). Thermodynamic properties and aerosol patterns in the plume downwind of St. Louis. *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 17(5):689–698. (Cité en page 68.)

[Sini *et al.*, 1996] Sini, J.-F., Anquetin, S. et Mestayer, P. G. (1996). Pollutant dispersion and thermal effects in urban street canyons. *Atmospheric Environment*, 30(15):2659–2677. (Cité en pages 34 et 44.)

[Skamarock *et al.*, 2008] Skamarock, C., Klemp, B., Dudhia, J., Gill, O., Barker, D., Duda, G., Huang, X.-y., Wang, W. et Powers, G. (2008). A Description of the Advanced Research WRF Version 3. Rapport NCAR/TN-475+STR, National Center for Atmospheric Research, Boulder. (Cité en page 10.)

[Smagorinsky, 1963] Smagorinsky, J. (1963). General circulation experiments with the primitive equations. *Monthly Weather Review*, 91(3):99–164. (Cité en page 104.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Solovjov *et al.*, 2016] Solovjov, V. P., Andre, F., Lemonnier, D. et Webb, B. W. (2016). The generalized SLW model. *Journal of Physics: Conference Series*, 676(1):012022. (Cité en page 63.)

[Solovjov *et al.*, 2017a] Solovjov, V. P., Andre, F., Lemonnier, D. et Webb, B. W. (2017a). The rank correlated SLW model of gas radiation in non-uniform media. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 197:26–44. (Cité en page 65.)

[Solovjov *et al.*, 2017b] Solovjov, V. P., Webb, B. W. et Andre, F. (2017b). Radiative properties of gases. In Kulacki, F. A., éditeur : *Handbook of Thermal Science and Engineering*, pages 1–74. Springer, Cham. (Cité en page 61.)

[Soriano, 2023] Soriano, J. (2023). *Modélisation de la distribution spatiale de l'îlot de chaleur urbain à l'échelle locale : mise en place et évaluation d'une approche par réseau de rues*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité en page 10.)

[Soucasse *et al.*, 2016] Soucasse, L., Rivière, P. et Soufiani, A. (2016). Natural convection in a differentially heated cubical cavity under the effects of wall and molecular gas radiation at Rayleigh numbers up to 3 × 109. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 61:510–530. (Cité en pages 45 et 46.)

[Soucasse *et al.*, 2014] Soucasse, L., Rivière, P., Soufiani, A., Xin, S. et Le Quéré, P. (2014). Transitional regimes of natural convection in a differentially heated cubical cavity under the effects of wall and molecular gas radiation. *Physics of Fluids*, 26(2):024105. (Cité en page 45.)

[Soucasse *et al.*, 2012] Soucasse, L., Rivière, P., Xin, S., Le Quéré, P. et Soufiani, A. (2012). Numerical study of coupled molecular gas radiation and natural convection in a differentially heated cubical cavity. *Computational Thermal Sciences*, 4(4):335–350. (Cité en pages 153 et 156.)

[Soulhac, 2000] Soulhac, L. (2000). *Modélisation de la dispersion atmosphérique à l'intérieur de la canopée urbaine*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon. (Cité en pages 34 et 35.)

[Stewart *et al.*, 2021] Stewart, I. D., Krayenhoff, E. S., Voogt, J. A., Lachapelle, J. A., Allen, M. A. et Broadbent, A. M. (2021). Time evolution of the surface urban heat island. *Earth's Future*, 9(10):e2021EF002178. (Cité en page 14.)

[Stewart et Oke, 2012] Stewart, I. D. et Oke, T. R. (2012). Local climate zones for urban temperature studies. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 93(12):1879–1900. (Cité en pages 15 et 34.)

[Stewart *et al.*, 2014] Stewart, I. D., Oke, T. R. et Krayenhoff, E. S. (2014). Evaluation of the 'local climate zone' scheme using temperature observations and model simulations. *International Journal of Climatology*, 34(4):1062–1080. (Cité en page 15.)

[Stretton *et al.*, 2022] Stretton, M. A., Morrison, W., Hogan, R. J. et Grimmond, S. (2022). Evaluation of the SPARTACUS-Urban radiation model for vertically resolved shortwave radiation in urban areas. *Boundary-Layer Meteorology*, 184(2):301–331. (Cité en page 54.)

[Stull, 1988] Stull, R. B. (1988). *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*. Springer, Dordrecht. (Cité en pages 36 et 163.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Swaid, 1993] Swaid, H. (1993). The role of radiative-convective interaction in creating the microclimate of urban street canyons. *Boundary-Layer Meteorology*, 64(3):231–259. (Cité en page 34.)

[Tabares-Velasco, 2013] Tabares-Velasco, P. C. (2013). Time step considerations when simulating dynamic behavior of high-performance homes. In *Thermal Performance of the Exterior Envelopes of Whole Buildings XII International Conference (Clearwater, USA, Dec. 1-5, 2013)*, pages 434–443. (Cité en page 145.)

[Tan *et al.*, 2004] Tan, H.-P., Zhang, H.-C. et Zhen, B. (2004). Estimation of ray effect and false scattering in approximate solution method for thermal radiative transfer equation. *Numerical Heat Transfer, Part A: Applications*, 46(8):807–829. (Cité en page 80.)

[Tanno *et al.*, 2013] Tanno, I., Hashimoto, T., Yasuda, T., Tanaka, Y., Morinishi, K. et Satofuka, N. (2013). Simulation of turbulent flow by lattice Boltzmann method and conventional method on a GPU. *Computers & Fluids*, 80:453–458. (Cité en page 116.)

[Tapper, 1990] Tapper, N. J. (1990). Urban influences on boundary layer temperature and humidity: Results from Christchurch, New Zealand. *Atmospheric Environment. Part B. Urban Atmosphere*, 24(1):19–27. (Cité en page 68.)

[Terjung et Louie, 1973] Terjung, W. H. et Louie, S. S.-F. (1973). Solar radiation and urban heat islands. *Annals of the Association of American Geographers*, 63(2):181–207. (Cité en page 21.)

[Tighchi et Esfahani, 2017] Tighchi, H. et Esfahani, J. (2017). Combined radiation/natural convection in a participating medium using novel lattice Boltzmann method. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 31(3):563–574. (Cité en page 54.)

[Tominaga *et al.*, 2008] Tominaga, Y., Mochida, A., Yoshie, R., Kataoka, H., Nozu, T., Yoshikawa, M. et Shirasawa, T. (2008). AIJ guidelines for practical applications of CFD to pedestrian wind environment around buildings. *4th International Symposium on Computational Wind Engineering (CWE2006)*, 96(10):1749–1761. (Cité en page 122.)

[Tominaga et Stathopoulos, 2013] Tominaga, Y. et Stathopoulos, T. (2013). Cfd simulation of near-field pollutant dispersion in the urban environment: A review of current modeling techniques. *Atmospheric Environment*, 79:716–730. (Cité en page 105.)

[Uehara *et al.*, 2000] Uehara, K., Murakami, S., Oikawa, S. et Wakamatsu, S. (2000). Wind tunnel experiments on how thermal stratification affects flow in and above urban street canyons. *Atmospheric Environment*, 34(10):1553–1562. (Cité en pages 41, 42 et 43.)

[UN, 2019a] UN (2019a). World Population Prospects 2019: Highlights. Rapport ST/ESA/SER.A/423, United Nations, Department of Economic and Social Affairs, Population Division. (Cité en page 1.)

[UN, 2019b] UN (2019b). World Urbanization Prospects: The 2018 Revision. Rapport ST/ESA/SER.A/420, United Nations, Department of Economic and Social Affairs, Population Division. (Cité en page 1.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Vardoulakis *et al.*, 2003] Vardoulakis, S., Fisher, B. E. A., Pericleous, K. et Gonzalez-Flesca, N. (2003). Modelling air quality in street canyons: a review. *Atmospheric Environment*, 37(2):155–182. (Cité en page 35.)

[Verschaeve et Müller, 2010] Verschaeve, J. C. G. et Müller, B. (2010). A curved no-slip boundary condition for the lattice Boltzmann method. *Journal of Computational Physics*, 229(19):6781–6803. (Cité en page 110.)

[Verseghy et Munro, 1989] Verseghy, D. L. et Munro, D. S. (1989). Sensitivity studies on the calculation of the radiation balance of urban surfaces: II. Longwave radiation. *Boundary-Layer Meteorology*, 48(1):1–18. (Cité en pages 31 et 53.)

[Vreman, 2004] Vreman, A. W. (2004). An eddy-viscosity subgrid-scale model for turbulent shear flow: Algebraic theory and applications. *Physics of Fluids*, 16(10):3670–3681. (Cité en pages 111 et 112.)

[Wang, 2021] Wang, F. (2021). *Modelling of urban micro-climates for building applications*: *A non-transparent radiative transfer approach*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon. (Cité en pages 31 et 61.)

[Wang, 2022] Wang, G. (2022). *Improvement of heat and mass transfer predictions at solid walls in Lattice Boltzmann simulations of thermal flows*. Thèse de doctorat, Aix-Marseille Université. (Cité en page 116.)

[Wang *et al.*, 2022] Wang, G., Zhao, S., Boivin, P., Serre, E. et Sagaut, P. (2022). A new hybrid lattice-Boltzmann method for thermal flow simulations in low-Mach number approximation. *Physics of Fluids*, 34(4):046114. (Cité en page 118.)

[Wang *et al.*, 2020] Wang, Y., Decker, J. et Pardyjak, E. R. (2020). Large-eddy simulations of turbulent flows around buildings using the atmospheric boundary layer environment-lattice boltzmann model (ABLE-LBM). *Journal of Applied Meteorology and Climatology*, 59(5):885–899. (Cité en pages 116 et 117.)

[Webb *et al.*, 2019] Webb, B. W., Solovjov, V. P. et André, F. (2019). The spectral line weighted-sum-of-gray-gases (SLW) model for prediction of radiative transfer in molecular gases. volume 51 de *Advances in Heat Transfer*, pages 207–298. Elsevier. (Cité en pages 61, 62, 63 et 65.)

[Wieringa, 1992] Wieringa, J. (1992). Updating the Davenport roughness classification. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 41(1):357–368. (Cité en page 163.)

[Wilhelm *et al.*, 2018] Wilhelm, S., Jacob, J. et Sagaut, P. (2018). An explicit power-law-based wall model for lattice Boltzmann method-Reynolds-averaged numerical simulations of the flow around airfoils. *Physics of Fluids*, 30(6):065111. (Cité en pages 110 et 114.)

[Xie *et al.*, 2007] Xie, X., Liu, C.-H. et Leung, D. Y. C. (2007). Impact of building facades and ground heating on wind flow and pollutant transport in street canyons. *Atmospheric Environment*, 41(39):9030–9049. (Cité en page 44.)

[Xie *et al.*, 2006] Xie, X., Liu, C.-H., Leung, D. Y. C. et Leung, M. K. H. (2006). Characteristics of air exchange in a street canyon with ground heating. *Atmospheric Environment*, 40(33): 6396–6409. (Cité en page 44.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

[Yao *et al.*, 2011] Yao, R., Luo, Q. et Li, B. (2011). A simplified mathematical model for urban microclimate simulation. *Building and Environment*, 46(1):253–265. (Cité en page 10.)

[Yoshie *et al.*, 2007] Yoshie, R., Mochida, A., Tominaga, Y., Kataoka, H., Harimoto, K., Nozu, T. et Shirasawa, T. (2007). Cooperative project for cfd prediction of pedestrian wind environment in the architectural institute of japan. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 95(9):1551–1578. (Cité en page 105.)

[Zhai *et al.*, 2002] Zhai, Z., Chen, Q., Haves, P. et Klems, J. H. (2002). On approaches to couple energy simulation and computational fluid dynamics programs. *Building and Environment*, 37(8):857–864. (Cité en pages 146 et 147.)

[Zhao *et al.*, 2020] Zhao, Y., Chew, L. W., Kubilay, A. et Carmeliet, J. (2020). Isothermal and non-isothermal flow in street canyons: A review from theoretical, experimental and numerical perspectives. *Building and Environment*, 184:107163. (Cité en page 44.)

[Zhao *et al.*, 2021a] Zhao, Y., Li, H., Kubilay, A. et Carmeliet, J. (2021a). Buoyancy effects on the flows around flat and steep street canyons in simplified urban settings subject to a neutral approaching boundary layer: Wind tunnel PIV measurements. *Science of The Total Environment*, 797:149067. (Cité en pages 35, 41 et 43.)

[Zhao *et al.*, 2021b] Zhao, Y., Norouzi, H., Azarderakhsh, M. et AghaKouchak, A. (2021b). Global patterns of hottest, coldest, and extreme diurnal variability on earth. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 102(9):E1672–E1681. (Cité en page 20.)

[Zheng *et al.*, 2021] Zheng, X., Montazeri, H. et Blocken, B. (2021). Large-eddy simulation of pollutant dispersion in generic urban street canyons: Guidelines for domain size. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 211:104527. (Cité en page 122.)

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Table des figures

1.1 Phénomènes physiques et thermiques prenant place au sein des canopées urbaines et influençant l'environnement thermique extérieur et les microclimats urbains . . . 7
1.2 Typologies classiques permettant de représenter une configuration urbaine de manière simplifiée . . . 7
1.3 Échelles caractéristiques de quelques phénomènes atmosphériques associés aux climats urbains et leur prise en compte dans les modèles de méso-échelle et de micro-échelle . . . 8
1.4 Bilans énergétiques en zone urbaine sous forme de flux simplifiés . . . 11
1.5 Le phénomène d'ICU . . . 14
1.6 Spectre électromagnétique . . . 18
1.7 Distribution spectrale de l'irradiance solaire . . . 19
1.8 Distribution spectrale de l'émittance de corps noirs à basse température . . . 20
1.9 Illustration des multi-réflexions du rayonnement solaire incident sur la canopée urbaine . . . 21
1.10 SVF ponctuels dans une rue canyon de rapport d'aspect $H/W = 1$ et de longueur infinie . . . 22
1.11 SVF pour les flux moyennés par face (mur, sol et ciel) dans une rue canyon de longueur infinie en fonction de son rapport d'aspect H/W . . . 23
1.12 Bilan des flux radiatifs spectraux en un point d'une surface solide opaque . . . 24
1.13 Fraction du rayonnement IRT global d'une source noire atténuée après parcours d'une certaine distance dans l'air . . . 30
1.14 Régimes d'écoulement dans une canopée urbaine en fonction de l'espacement des bâtiments . . . 33
1.15 Schéma de la structure générale de l'écoulement dans une rue canyon, avec les profils de vitesse moyenne . . . 35
1.16 Représentation simplifiée de l'influence des forces de flottabilité sur l'écoulement dans une rue canyon, en fonction de la configuration de chauffe . . . 42

2.1 Direction de propagation $\boldsymbol{\omega}$ de la luminance en un point de l'espace, représentée dans le repère sphérique unitaire local (θ, φ) . . . 50
2.2 Interactions entre le rayonnement et la matière au sein d'un milieu participant 51
2.3 Volume de contrôle (ou cellule) centré sur le nœud P . . . 56
2.4 Sphère unitaire discrétisée en un nombre fini d'angles de contrôle $\Delta\Omega_i$ selon le schéma de discrétisation FT_n [Kim et Huh, 2000] . . . 57
2.5 Principe de parcours des cellules radiatives par l'algorithme de résolution . . . 58
2.6 Signification graphique de l'ALBDF d'un gaz à l'état thermodynamique Φ_g pour une source de température T_b . . . 62
2.7 Représentation graphique du principe de calcul des paramètres des gaz gris κ_j et a_j par la méthode SLW . . . 63

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

2.8 Spectres d'absorptance de cinq gaz fortement absorbant de l'air ainsi que pour ces cinq gaz combinés . . . 66
2.9 Flux IRT descendant horizontal mesuré au niveau du sol par trois stations météorologiques nationales françaises (situées à Ajaccio, Brest et Dijon) durant la période 2022-2023 . . . 69
2.10 Profils de température, pression et concentrations des constituants gazeux de l'atmosphère terrestre avec l'altitude, avec des conditions MLS . . . 70
2.11 Spectres de la luminance IRT descendante $L_{\eta\downarrow,\mathrm{atm}}$ verticale et du coefficient d'absorption au niveau du sol, obtenus à partir des profils MLS . . . 71
2.12 Variation de la valeur de la luminance IRT totale descendante au niveau de la surface terrestre avec l'angle d'incidence . . . 72
2.13 Illustration du principe des trois traitement du ciel proposés et des conditions de continuité des propriétés d'absorption et de la luminance associées, à l'interface entre le ciel et le domaine de calcul . . . 74
2.14 Spectres haute-résolution de la luminance IRT entrante dans le domaine, construite au niveau de l'interface avec le ciel, en fonction du traitement du ciel utilisé . . . 76
2.15 Configuration de la rue canyon étudiée et paramètres de simulation associés . 78
2.16 Écart absolu moyen (EAM) et racine de l'écart quadratique moyen (EQM) des flux nets aux parois calculés par rapport aux résultats de référence MC . 80
2.17 Flux IRT net sur le sol du canyon calculés avec le solveur FVM pour différentes résolutions spatiales et angulaires . . . 81
2.18 Luminance verticale descendante totale $L_\downarrow$ en fonction de z . . . 83
2.19 Spectres haute-résolution de la luminance verticale descendante dans le canyon en fonction de la hauteur . . . 84
2.20 Flux horizontal descendant $q_\downarrow$ au centre du canyon ($x/W = 0{,}5$) en fonction de z . . . 85
2.21 Puissances radiatives volumiques obtenues au sein de l'air participant dans la rue, en fonction du cas test et donc du traitement du ciel utilisé . . . 86
2.22 Flux IRT absorbé le long de la façade A en fonction du cas test . . . 88
2.23 Idem que la Fig. 2.22 pour la façade B . . . 88
2.24 Idem que la Fig. 2.22 pour le sol . . . 89

3.1 Classification des approches de modélisation de la turbulence pour les simulations CFD, en fonction des niveaux de modélisation et de la complexité numérique . . . 100
3.2 Résolution de la turbulence avec l'approche DNS . . . 101
3.3 Résolution de la turbulence avec l'approche RANS . . . 102
3.4 Résolution de la turbulence avec l'approche LES . . . 103
3.5 Représentation d'un réseau LBM de type D_3Q_{19} . . . 107
3.6 Schéma en deux dimensions illustrant les étapes de l'algorithme de résolution de l'Eq. 3.25 . . . 108
3.7 Algorithme de résolution hybride des équations HRR-BGK par le solveur LBM et de la température par le solveur volumes finis dans *ProLB* . . . 111
3.8 Traitement des conditions limites dans *ProLB* . . . 114
3.9 Photographies annotées de l'installation expérimentale . . . 119
3.10 Configuration des deux cas tests considérés . . . 121

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

3.11 Représentation du domaine de calcul et des frontières associées 123
3.12 Maillage LBM du domaine de calcul 124
3.13 Vitesse longitudinale moyenne, variance des vitesses longitudinale et verticale et leur covariance. simulées et mesurées dans la couche limite incidente 126
3.14 Profils de vitesse longitudinale $\overline{u}$ et verticale $\overline{w}$ moyennes à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage, pour le cas FV 127
3.15 Profils de température moyenne à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage, pour le cas FV 128
3.16 Vitesses moyennes normalisées et leurs vecteurs dans le plan central du canyon 132
3.17 Contours de l'énergie cinétique turbulente normalisée dans le plan central du canyon 133
3.18 Contours de la température moyenne réduite normalisée dans le plan central du canyon 134
3.19 Contours du flux de chaleur turbulent normalisé dans le plan central du canyon 135
3.20 Profils verticaux des flux de chaleur verticaux moyens normalisés, simulés pour les cas SV et FV 137

4.1 Schéma de principe de la discrétisation 1D d'une paroi solide soumise à des sollicitations thermiques extérieures et intérieures 142
4.2 Stratégies de synchronisation temporelle entre le comportement solide et les autres compartiments statiques d'un solveur micro-météorologique 147
4.3 Synchronisation temporelle entre le comportement solide et le compartiment CFD avec cycles de couplage 148
4.4 Principe d'échange des variables surfaciques à l'interface entre le solveur solide et *ProLB* 150
4.5 Schéma de principe de la synchronisation temporelle entre *TRABOULE* et *ProLB* 151
4.6 Schéma de la cavité différentiellement chauffée utilisée pour la validation du couplage 153
4.7 Maillages LBM et radiatif (FVM) du domaine de calcul, sur un plan central de la cavité 154
4.8 Profils de puissance radiative volumique normalisée le long de la ligne $y/L = z/L = 0{,}5$ de la cavité dans le cas participant 157
4.9 Profils de vitesse verticale normalisée sur les plans horizontaux $z/L = 0{,}5$ et $z/L = 0{,}75$ de la cavité 158
4.10 Profils de température normalisée sur les plans médians de la cavité 158
4.11 Profils de flux convectif normalisé sur la paroi chaude de la cavité 159
4.12 Configuration de la rue canyon étudiée 161
4.13 Profils de la vitesse longitudinale moyenne et de l'intensité turbulente dans la couche limite d'approche 163
4.14 Procédure de simulations et étapes correspondantes 164
4.15 Données météorologiques utilisées en conditions limites pour l'initialisation thermique de la scène urbaine 165
4.16 Températures des surfaces extérieures calculées à 19:30 UTC le 11 juillet 2022 167
4.17 Profils de vitesse longitudinale $\overline{u}$ et verticale $\overline{w}$ moyennes à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage 170

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

4.18 Profils de température d'air réduite moyenne $\overline{\theta} = \overline{T} - T_0$ à différentes positions dans le canyon en fonction du maillage 170
4.19 Comparaison des solutions des simulations réalisées avec et sans flottabilité . 172
4.20 Profils verticaux des flux de chaleur verticaux moyens, simulés pour les cas avec et sans flottabilité 175
4.21 Maillage spatial du solveur radiatif (FVM) 177
4.22 Puissances radiatives volumiques moyennes (sources de chaleur moyennes $\overline{S_\mathrm{q}}$) obtenues dans le cas participant. Les températures de surface sont également affichées (l'échelle de couleur est identique à celle de la Fig. 4.16). Les lignes de contour sont incrémentées de façon logarithmique, de manière à ne pas concentrer ces lignes trop proche des parois où les valeurs sont les plus élevées. Le sens du vent est indiqué par une flèche. 180
4.23 Profils de température d'air réduite moyenne $\overline{\theta} = \overline{T} - T_0$ à différentes positions dans le canyon, dans les cas transparent et participant 181
4.24 Profils horizontaux du flux de chaleur turbulent vertical moyen à différentes positions dans le canyon, dans les cas transparent et participant 182
4.25 Évolution des températures de surface et des flux IRT nets (absorbé moins émis) en différents points de la façade Ouest, et valeurs moyennes sur l'ensemble de la façade 184
4.26 Idem que la Fig. 4.25 pour la façade Est 185
4.27 Idem que la Fig. 4.25 pour le sol 186
4.28 Évolution du flux IRT net (sortant moins entrant) moyen en haut de la rue . 190

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Liste des tableaux

1.1 Sélection d'indicateurs urbains en lien avec la caractérisation du climat spécifique à chaque forme urbaine . . . 6
1.2 Facteurs urbains qui, en affectant les phénomènes thermiques, influencent le bilan énergétique des canopées urbaines et le développement de microclimats urbains particuliers . . . 13
1.3 Relations liant les propriétés optiques spectrales et globales des surfaces réelles, en fonction de la nature de la surface considérée . . . 26
1.4 Gammes typiques de valeurs d'albédos et d'émissivités IRT pour une sélection de surfaces naturelles et de matériaux de construction . . . 27
1.5 Fraction du rayonnement IRT global d'une source noire absorbée en fonction de la longueur du chemin parcouru dans l'air . . . 29
1.6 Informations sur les rues canyon instrumentées dans le cadre des campagnes de mesures traitant des conditions thermiques, référencées dans la littérature 38
1.7 Sélection d'études sur les effets thermiques sur les écoulements urbains basées sur des campagnes de mesures à échelle réduite en conditions contrôlées . . . 41

2.1 Température, pression et composition gazeuse (en fractions volumiques) de l'air dans la canopée pour le cas d'étude considéré . . . 78
2.2 Désignation et définition des cas tests d'étude. . . . 79
2.3 Coefficients d'absorption κ_j et poids a_j de gaz, poids aux parois $a_{j,\mathrm{A,B,sol}}$ et poids à l'interface $a_{j,\mathrm{int}}$ des 10 gaz gris utilisés pour modéliser l'absorption du rayonnement IRT par l'air . . . 82
2.4 Différences de flux IRT nets (absorbé moins émis) et des flux de chaleur nets totaux moyennés sur chaque paroi du canyon en fonction du rapport d'aspect H/W du canyon . . . 91
2.5 Différences de flux IRT nets (sortant moins entrant) moyennés au niveau de l'interface haute du canyon ($z/H = 1$) en fonction du rapport d'aspect H/W du canyon . . . 92

3.1 Aperçu des études sur les écoulements urbains extérieurs utilisant des simulations LES à l'aide de méthodes LBM . . . 117
3.2 Paramètres des cas SV et FV, décrits sur la Fig. 3.10 . . . 121
3.3 Conditions limites associées aux frontières du domaine définies sur la Fig. 3.11 123
3.4 Caractéristiques des trois maillages de résolution différente utilisés pour l'analyse de sensibilité des résultats au maillage LBM . . . 126
3.5 Valeurs des indicateurs de performance associés aux simulations effectuées avec les trois maillages différents . . . 129

4.1 Coefficients d'absorption κ_j et poids a_j des 16 gaz gris utilisés pour modéliser l'absorption du rayonnement IRT par le mélange de gaz . . . 155
4.2 Analyse de sensibilité au maillage FVM radiatif dans la cavité . . . 156
4.3 Composition et propriétés des parois des bâtiments et du sol de la rue . . . 162

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

4.4 Températures des surfaces extérieures calculées à 19:30 UTC le 11 juillet 2022 168
4.5 Valeurs du flux convectif moyen sur chaque paroi interne de la rue canyon . . 174
4.6 Température, pression et composition gazeuse (en fractions volumiques) de l'air dans le domaine radiatif pour le cas d'étude considéré 178
4.7 Coefficients d'absorption κ_j et poids a_j de gaz, poids aux parois $a_{j,\mathrm{w}}$ et poids à l'interface $a_{j,\mathrm{int}}$ des 10 gaz gris utilisés pour modéliser l'absorption du rayonnement IRT par l'air dans le domaine radiatif 178
4.8 Bilans des flux IRT nets (absorbé moins émis) et des flux de chaleur nets totaux sur les surfaces du canyon en fonction de la localisation 187
4.9 Taux de refroidissement sur les surfaces du canyon en fonction de la localisation 188
4.10 Bilan du flux IRT net (sortant moins entrant) moyen en haut de la rue, moyenné sur l'heure 190

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés

FOLIO ADMINISTRATIF

THESE DE L'INSA LYON, MEMBRE DE L'UNIVERSITE DE LYON

NOM : SCHMITT DATE de SOUTENANCE : 11/09/2024

Prénoms : Félix

TITRE : Interactions rayonnement-atmosphère en milieu urbain : modélisation avancée et analyse de leurs effets sur le rafraîchissement

NATURE : Doctorat Numéro d'ordre : 2024ISAL0071

Ecole doctorale : MEGA de Lyon (Mécanique, Energétique, Génie civil, Acoustique)

Spécialité : Thermique Énergétique

RESUME : Les microclimats urbains se caractérisent par un rafraîchissement nocturne limité en comparaison des zones rurales environnantes, participant au développement d'îlots de chaleur urbains. La surchauffe urbaine qui en résulte impacte le confort et la santé des citadins, et ce de manière de plus en plus accentuée du fait de l'urbanisation mondiale croissante et des vagues de chaleur de plus en plus intenses et fréquentes. Prédire les conditions microclimatiques urbaines est dès lors crucial pour comprendre et atténuer cette surchauffe et améliorer la résilience du bâti en période de fortes chaleurs. Ce travail de thèse propose un modèle micro-météorologique avancé, capable de simuler avec précision les interactions entre rayonnement infrarouge thermique (IRT) et atmosphère urbaine à micro-échelle, dont les effets sont encore peu connus et étudiés. Il résulte d'un couplage entre un solveur CFD (Computational Fluid Dynamics) basé sur la méthode de Boltzmann sur réseau et effectuant des simulations des grandes échelles, et un solveur radiatif IRT en milieu participant permettant d'analyser les effets des interactions IRT/atmosphère sur les bilans de chaleur et les écoulements d'air dans la canopée urbaine. Dans un premier temps, le solveur IRT est appliqué et validé dans une configuration de rue canyon infiniment longue dont les parois sont plus chaudes que l'air. Les résultats montrent que le flux IRT moyen absorbé aux parois peut être surestimé de 4 W/m² à 12 W/m² en considérant l'air dans la rue comme transparent, pour un rapport d'aspect de la rue compris entre 0,75 et 2,4. Pour un rapport d'aspect de 2,4, la sous-estimation du potentiel de refroidissement de ces parois est estimée entre 23 % et 60 % sous des conditions de vent faible. L'importance de recourir à un traitement spectral du ciel rigoureux aux frontières du domaine radiatif ouvertes sur le ciel est souligné, ce traitement étant analysé en détails. Dans un second temps, des simulations de convection mixte sont réalisées avec le solveur CFD dans une configuration de rue canyon infiniment longue à échelle réduite, favorisant des effets marqués de la flottabilité sur l'écoulement par chauffage uniforme des parois de la rue à haute température. Les solutions statistiquement stationnaires obtenues sont comparées à des mesures de référence effectuées en soufflerie, permettant de valider la capacité du solveur à reproduire les caractéristiques moyennes et turbulentes de l'écoulement mixte et des transferts de chaleur associés, malgré une reproduction imparfaite des couches limites en proche-paroi. Enfin, des simulations micro-météorologiques sont mises en place à partir du solveur couplé IRT-CFD, dans une rue canyon infiniment longue à échelle réelle, de rapport d'aspect unitaire, sous des conditions météorologiques limites réalistes. Plusieurs simulations statistiquement stationnaires et dynamiques sont effectuées afin de déterminer l'impact des interactions IRT/air sur les bilans radiatifs de surface, la dynamique de l'écoulement et le refroidissement des parois en période nocturne, après le coucher du soleil. Les résultats montrent tout d'abord que les puissances radiatives volumiques dans l'air ne sont pas assez importantes pour impacter de manière sensible les forces de flottabilité dans la rue et donc l'écoulement mixte. D'autre part, la prise en compte des effets des interactions IRT/air sur les flux IRT absorbés aux parois engendre un refroidissement moyen de surface de 4 % à 8 % plus rapide que dans le cas où l'atmosphère est considérée transparente. L'ensemble de ce travail conforte la pertinence d'un niveau de modélisation élevé dans une configuration de rue, capable de fournir des données radiatives, aérauliques et thermiques détaillées et à haute résolution pour l'étude dynamique des microclimats urbains sous l'influence des interactions IRT/atmosphère. Il est envisageable d'étendre l'application de cette méthodologie de simulations et d'analyses sur un panel plus large de formes urbaines, en incluant à terme l'effet des polluants atmosphériques sur le rayonnement IRT et solaire en milieu urbain.

MOTS-CLÉS : Micro-météorologie, Microclimat urbain, Mécanique des fluides numérique, Transfert radiatif, Modèle SLW, Milieu participant, Rayonnement infrarouge, Couplage numérique, Interactions rayonnement-atmosphère, Simulation des grandes échelles, Méthode de Boltzmann sur réseau

Laboratoire de recherche : Centre d'Énergétique et de Thermique de Lyon (CETHIL UMR 5008)

Directeur de thèse : Frédéric ANDRE

Président de jury : Benoit BECKERS

Composition du jury : Brent WEBB, Pierre BOIVIN, Marjorie MUSY, Benoit BECKERS, Etienne VERGNAULT, Frédéric ANDRE, Lucie MERLIER, Mathieu GALTIER, Jérôme JACOB

Thèse accessible à l'adresse : https://theses.insa-lyon.fr/publication/2024ISAL0071/these.pdf © [F. Schmitt], [2024], INSA Lyon, tous droits réservés