amU
Aix Marseille Université

NNT : 2024AIXM0000

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue à Aix-Marseille Université
le 19 novembre 2024 par

Alexandre Vierron

Intensification des transferts thermiques par instabilités thermo-convectives en régime de convection pour des fluides complexes

Discipline
Sciences pour l'Ingénieur

Spécialité
Mécanique et physique des fluides

École doctorale
ED 353 Sciences pour l'ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique

Laboratoire
IUSTI UMR CNRS 7343

Composition du jury

Chérif NOUAR DR CNRS, LEMTA	Rapporteur
Denis FUNFSCHILLING CR CNRS, ICUBE	Rapporteur
Souad HARMAND Prof., Université Polytechnique Hauts de France	Présidente du jury
Fabrice ONOFRI DR CNRS, IUSTI	Examinateur
Michael LE BARS DR CNRS, IRPHE	Examinateur
Chérifa ABID Prof., Aix-Marseille Université	Directrice de thèse

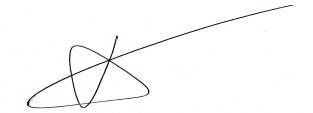
ED 353 Ecole Doctorale Sciences Pour l'Ingénieur
IUSTI
cnrs

Affidavit

Je soussigné, Alexandre Vierron, déclare par la présente que le travail présenté dans ce manuscrit est mon propre travail, réalisé sous la direction scientifique de Nora-Chérifa Abid, dans le respect des principes d'honnêteté, d'intégrité et de responsabilité inhérents à la mission de recherche. Les travaux de recherche et la rédaction de ce manuscrit ont été réalisés dans le respect à la fois de la charte nationale de déontologie des métiers de la recherche et de la charte d'Aix-Marseille Université relative à la lutte contre le plagiat.

Ce travail n'a pas été précédemment soumis en France ou à l'étranger dans une version identique ou similaire à un organisme examinateur.

Fait à Marseille le 11 juillet 2024



Cette œuvre est mise à disposition selon les termes de la Licence Creative Commons Attribution - Pas d'Utilisation Commerciale - Pas de Modification 4.0 International.

Liste de publications et participation aux conférences

Liste des publications et/ou brevets réalisées dans le cadre du projet de thèse :

A. Vierron, C. Abid, « Experimental investigation of Rayleigh-Bénard convection patterns in low-concentration nanofluids » (soumis).

Participation aux conférences et écoles d'été au cours de la période de thèse :

1. Société Française de Thermique (SFT) 2023.
2. Basilisk Users's Meeting 2023.

Résumé

La gestion des énergies est un enjeu majeur pour la société. Aujourd'hui, la recherche s'accentue sur le développement d'un liquide caloporteur appelé « nanofluide ». Ces nanofluides sont constitués d'un liquide avec des nanoparticules conductrices de la chaleur. L'ambition est d'augmenter les transferts de chaleur grâce à ces nanoparticules. L'objectif de la thèse est d'observer et de comprendre l'impact des nanoparticules sur les cellules de convection et ainsi que sur les transferts de chaleur. Pour ce faire, l'étude se divise en deux parties. La première partie s'est consacrée à développer un code numérique simulant la convection d'un nanofluide. Grâce aux simulations, nous avons pu montrer les limites du modèle de Buongiorno et sa capacité à simuler la convection pour des nanofluides. La deuxième partie de la thèse a pour objectif le développement d'un dispositif expérimental permettant d'étudier la convection naturelle d'un nanofluide dans une cavité cylindrique couplée à un banc optique utilisant l'ombroscopie. Ce montage nous a permis de caractériser l'évolution spatiale et temporelle des cellules de convection pour un nanofluide. Les résultats des expériences ont montré que la stabilité et la sédimentation des nanoparticules jouent un rôle important dans l'évolution des patterns de convection ce qui affecte les transferts de chaleur. Ces expériences exposent tout le potentiel des nanofluides et ouvrent la voie pour de nouvelles réflexions sur la conception des nanofluides pour de nouvelles applications.

Mots clés : nanofluide, convection naturelle, Rayleigh-Bénard, ombroscopie, sédimentation, Buongiorno

Abstract

Energy management is a major challenge for society. Today, research is focusing on the development of a heat-transfer fluid called "nanofluid". These nanofluids consist of a liquid with heat-conducting nanoparticles. The ambition is to increase heat transfer using these nanoparticles. The aim of the thesis is to observe and understand the impact of nanoparticles on convection cells and heat transfer. To this end, the study is divided into two parts. The first part was devoted to developing a numerical code to simulate the convection of a nanofluid. Thanks to the simulations, we were able to show the limits of the Buongiorno model and its ability to simulate convection for nanofluids. The second part of the thesis aimed to develop an experimental set-up for studying the natural convection of a nanofluid in a cylindrical cavity coupled to an optical bench using shadowgraph. This set-up enabled us to characterise the spatial and temporal evolution of convection cells for a nanofluid. The experimental results showed that the stability and sedimentation of nanoparticles play an important role in the evolution of convection patterns, which affects heat transfer. These experiments reveal the full potential of nanofluids, and pave the way for new thinking on the design of nanofluids for new applications.

Keywords: nanofluid, natural convection, Rayleigh-Bénard, shadowgraph, sedimentation, Buongiorno

Remerciements

Tout d'abord, j'aimerais exprimer ma gratitude au professeur Chérifa Abid pour m'avoir offert l'opportunité de travailler sur un sujet aussi intéressant et pour m'avoir laissé la liberté d'explorer de nouvelles directions dans mon travail.

De plus, je remercie mon comité de thèse : Chérif Nouar, Denis Funfschilling, Souad Harmand, Fabrice Onofri, Michael Le Bars pour toutes leurs remarques et leurs questions intéressantes sur la thèse.

Par ailleurs, je suis reconnaissant de toute l'aide apportée par Fabrice Onofri pour le montage optique de notre expérience et pour la compréhension de l'interaction de la lumière. D'autre part, j'aimerais remercier Michael Le Bars pour son aide concernant la thèse et son développement.

Je souhaite chaleureusement remercier Patrice Le Gal pour toutes ses remarques, ses conseils et son savoir scientifique sur les phénomènes observés.

Je remercie Angela Limare qui m'a donné goût de la recherche sur la convection.

J'aimerais également remercier Jean-Laurent Gardarein, Lionel Meister et Yann Jobic pour toutes nos discussions intéressantes durant la thèse. Je remercie aussi Nathalie Ehret pour tous ses conseils sportifs sur la course à pied et le fractionné. Un grand merci à Pascal Campion pour son précieux soutien.

Je tiens à remercier tous les chercheurs et surtout les doctorants qui m'ont aidé à améliorer mon travail par leurs conseils et leurs commentaires, en particulier Houssine, Jordan, Gabriel, Yann, Valentin, Solène, Yohanna, Joris, Léa, Enrico, Simon, Quentin, Yu-hsi et les autres.

Bien évidemment, mes colocataires : Jordan, Gabriel et Houssine pour leurs aides et l'ambiance formidable durant toute la thèse.

Dernier point, mais non des moindres, je tiens à remercier ma famille : mes parents Marc et Muriel, et mes grands frères Benoit et Nicolas pour leurs encouragements.

Table des matières

Affidavit 2

Liste de publications et participation aux conférences 3

Résumé 4

Abstract 5

Remerciements 6

Table des matières 7

Table des figures 10

Liste des tableaux 13

Nomenclature 14

Préambule 16

1. Introduction 17
1.1. Convection naturelle : principe général 17
1.2. Convection Rayleigh-Bénard : fluide Newtonien 19
1.3. Convection Rayleigh-Bénard : fluide complexe 27
1.4. Objectif de la thèse 30

2. Les nanofluides : état de l'art 31
2.1. Dynamique des suspensions 31
2.1.1. Agitation thermique 31
2.1.2. La thermophorèse 33
2.1.3. La force de Van der Waals 34
2.1.4. Potentiel zêta 34
2.1.5. Sédimentation 35
2.2. Propriétés thermophysiques des nanofluides 37
2.2.1. Masse volumique 37
2.2.2. Capacité calorifique 37
2.2.3. Modèles de viscosités 37
2.2.4. Modèles de conductivité thermique 38
2.3. Les différentes approches numériques 42
2.3.1. Monophasique 42

2.3.2. Diphasique . . . 43
2.3.3. Euler-Lagrange . . . 45

3. Simulations numériques **48**
3.1. Description du modèle et des objectifs . . . 48
3.2. Équations dimensionnelles et conditions aux limites . . . 49
3.2.1. Conservation de la masse . . . 49
3.2.2. Conservation de la quantité de mouvement . . . 49
3.2.3. Conservation des nanoparticules . . . 50
3.2.4. Conservation de l'énergie . . . 51
3.2.5. Conditions aux limites . . . 51
3.3. Équations adimensionnelles . . . 52
3.3.1. Choix des grandeurs de référence . . . 52
3.3.2. Système d'équations adimensionnées . . . 53
3.4. Présentation logiciel Basilisk . . . 54
3.5. Validation du modèle numérique . . . 54
3.5.1. Le nombre de Nusselt . . . 55
3.5.2. Convection naturelle . . . 56
3.5.3. Convection nanofluide . . . 58
3.6. Résultats . . . 60
3.7. Conclusion et perspectives . . . 64

4. Caractérisation des nanofluides **65**
4.1. Les nanofluides utilisés . . . 65
4.2. Granulométrie . . . 65
4.2.1. Principe de mesure . . . 65
4.2.2. Protocole de mesure . . . 66
4.2.3. Résultats . . . 66
4.2.3.1. Nanofluide TiO_2 . . . 66
4.2.3.2. Nanofluide d'argent . . . 67
4.3. Diffusion Rayleigh . . . 69

5. Méthodes expérimentales **71**
5.1. Dispositifs expérimentaux . . . 71
5.1.1. Cavité expérimentale . . . 71
5.1.2. Système hydraulique . . . 72
5.1.3. Banc optique . . . 73
5.2. Protocole expérimental . . . 74
5.2.1. Techniques optiques . . . 74
5.2.2. Préparation des nanofluides . . . 76
5.3. Post-traitement . . . 76
5.3.1. Image de référence I_0 . . . 76
5.3.2. Image transmise . . . 77

6. Résultats expérimentaux **78**
6.1. Eau 78
6.2. Nanofluides 81
6.2.1. Dioxyde de titane TiO_2 81
6.2.1.1. Concentration fixe et ΔT variable 81
6.2.1.2. Concentration variable et ΔT fixe 91
6.2.2. Argent Ag 99

Conclusion et perspectives **106**

Bibliographie **108**

ANNEXES **120**

A. Température plaque de saphir **121**

Table des figures

1.1. Deux exemples de convection naturelle à grande échelle. 17
1.2. Deux exemples de convection naturelle à petite échelle. 18
1.3. Applications de la convection. 18
1.4. Schéma de la convection thermique. 18
1.5. Photographie originale de H.Bénard de la surface de spermaceti chauffé à 90 °C pour une épaisseur de 450 μm [12]. 20
1.6. Photographie originale de Willis et al. [137] de la surface de l'eau pour un nombre Rayleigh de 2100. 20
1.7. Principe de l'ombroscopie [13]. 21
1.8. Schéma des rouleaux de Rayleigh-Bénard. 21
1.9. Courbe marginale de stabilité de Pellew et al. [111]. 22
1.10. Diagramme des régimes de convection de R. Krishnamurti [76]. 22
1.11. « Balloon » de Busse dans l'espace tridimensionnel Ra-Pr-α [23]. 23
1.12. Instabilité de « Zig-Zag » d'après Busse et al. [25]. 24
1.13. Instabilité des rouleaux croisés d'après Busse et al. [25]. 24
1.14. Instabilité variqueuse oblique d'après Busse et al. [24]. 25
1.15. Isothermes pour la convection de nœuds stables Ra = 2,5x10^4 et Ra = 8x10^4 avec Pr = 7 [34]. 25
1.16. Instabilité de nœud d'après Busse et al. [24]. 25
1.17. Instabilité oscillatoire d'après Croquette [42]. 26
1.18. Rouleaux concentriques proches du seuil de Hu et al. [66]. 26
1.19. Spirale à deux bras de Bodenschatz et al. [15]. 27
1.20. Cellules carrées proches du seuil de Le Gal et al. [81]. 27

2.1. Schéma du potential zêta d'une nanoparticule [36]. 35

3.1. Géométrie du domaine 52
3.2. Nos données numériques Pr = 6,5 58
3.3. Données expérimentales pour Pr ≈ 6,5 de Goldstein et al. 1990 [56]. . . 58
3.4. Comparaison de nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Chang et al. [30]. 59
3.5. Comparaison données expérimentales de Rao et al. [116]. 60
3.6. Variation de la viscosité μ en fonction de la température pour l'eau et un nanofluide d'Al_2O_3 (ϕ = 3 %, d_p = 28 nm). 62
3.7. Variation de la conductivité k en fonction de la température pour l'eau et un nanofluide d'Al_2O_3 (ϕ = 3 %, d_p = 28 nm). 62

3.8. Influence du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour différentes concentrations ϕ. 63

4.1. Distribution des tailles TiO_2. 67
4.2. Distribution des tailles d'Ag. 68
4.3. Distribution des tailles à T = 25 °C avec ou sans ultrasons. 69
4.4. Transmission d'un faisceau pour : c = 0,01 % wt (TiO_2, Ag), λ_a = 660 nm. 70

5.1. Montage expérimental et schéma du dispositif. 72
5.2. Cavité expérimentale et schéma détaillé. 72
5.3. Bain thermostaté Julabo. 73
5.4. Lentille achromatique. 73
5.5. Source de lumière. 74
5.6. Réponse spectrale du capteur IMX309AQJ [43]. 74
5.7. Schéma strioscopie [121]. 75
5.8. Schlieren avec les couvercles en PMMA. 75
5.9. Effet des aberrations sphériques. 76

6.1. État stationnaire Γ = 16, ΔT = 1 °C, Ra = 4,55x10^3. 79
6.2. État stationnaire Ra ≈ 10^4. 80
6.3. État instationnaire Ra ≈ 6-7x10^4. 81
6.4. Évolution du transitoire TiO_2 Γ = 16, ΔT = 0,4 °C, Ra = 1,82x10^3 (vidéo). 82
6.5. Schéma d'ombroscopie avec des nanoparticules. 83
6.6. Solutions non périodiques dépendant du temps TiO_2 Γ = 16, ΔT = 0,4 °C, Ra = 1,82x10^3 (vidéo). 84
6.7. Spectre en puissance d'une sonde locale issue du post-traitement d'image. 85
6.8. Défauts des patterns des rouleaux Γ = 16, ΔT = 0,4 °C, Ra = 1,82x10^3. . . 86
6.9. Évolution instationnaire TiO_2 Γ = 16, ΔT = 1 °C, Ra = 4,55x10^3 (vidéo). . 87
6.10. Éclatement tas sédimenté (vidéo). 88
6.11. Évolution vers la stationnarité TiO_2 Γ = 16, ΔT = 2 °C, Ra = 9,11x10^3 (vidéo). 89
6.12. Évolution vers la stationnarité TiO_2 Γ = 8,46, ΔT = 0.5 °C, Ra = 1,54x10^4 (vidéo). 90
6.13. États quasi-stationnaires du dépot pour 3,08x10^4 < R < 1,23x10^5. 91
6.14. Écoulement instationnaire TiO_2 Γ = 16, c = 0,02 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo). 93
6.15. Disparition de la convection TiO_2 Γ = 16, c = 0,05 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo). 94
6.16. Écoulement instationnaire TiO_2 Γ = 16, c = 0,1 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo). 95
6.17. Effet de la sédimentation TiO_2 Γ = 16, c = 0,02 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo). 96
6.18. Schéma des cellules hexagonales [53]. 97
6.19. Effet de la sédimentation TiO_2 Γ = 16, c = 0,05 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo). 98
6.20. Diagramme des différents régimes observés. 99
6.21. Écoulement stationnaire Ag Γ = 16, c = 0,01 % wt, Ra = 4,55x10^3. 100
6.22. Écoulement stationnaire Ag Γ = 16, c = 2 % wt, Ra = 4,55x10^3. 102
6.23. Évolution de la convection avec l'augmentation de la différence de température Ag Γ = 16, c = 2 % wt. 103

6.24. Évolution de la sédimentation d'Ag Γ = 8,46, c = 2 % wt, Ra = 3,08x10^4. . 104

A.1. Image infrarouge qualitative de la plaque de Saphir [51] 121

Liste des tableaux

3.1. Convergence en maillage. 57
3.2. Comparaison du nombre de Nusselt de notre étude avec la littérature (Pr = 0,71, H = 1). 57
3.3. Variations des propriétés thermophysiques (Al_2O_3 + Eau) ΔT = 1 K. . . 61
3.4. Variations des propriétés thermophysiques (Al_2O_3 + Eau) ΔT = 10 K. . . 61
3.5. Variations des propriétés thermophysiques (Al_2O_3 + Eau) ΔT = 60 K. . . 61

4.1. Récapitulatif des mesures de granulométrie TiO_2. 67
4.2. Récapitulatif des mesures pour l'argent. 68
4.3. Récapitulatif des mesures de granulométrie d'Ag avec ou sans ultrasons. 69

6.1. Récapitulatif des expériences avec l'eau. 78
6.2. Récapitulatif des expériences avec du TiO_2, c = 0,01 % wt. 81
6.3. Récapitulatif des expériences avec de l'argent. 100

Nomenclature

Constante physique

k_B Constante de Boltzmann $[J.K^{-1}]$.
g Accélération de pesanteur $[m.s^{-2}]$.

Indices

$_0$ État initial.
$_a$ Air.
$_{abs}$ Absorption $[-]$.
$_{diff}$ Diffusion $[-]$.
$_{eff}$ Effectif.
$_{ext}$ Extinction $[-]$.
$_f$ Fluide de base.
$_{nf}$ Nanofluide.
$_p$ Particule.
$_x$ Coordonnée x.
$_y$ Coordonnée y.
wt Pourcentage massique [%].

Lettres grecques

β Coefficient de dilatation $[K^{-1}]$.
Δ Différence $[-]$.
η Viscosité cinématique $[m^2.s^{-1}]$.
γ Composante imaginaire $[-]$.
κ Diffusivité thermique $[m^2.s^{-1}]$.
Λ Libre parcours moyen $[m]$.
λ Longueur d'onde $[m]$.
μ Viscosité dynamique $[Pa.s^{-1}]$.
μ_m Coefficient de mobilité $[s.m^{-1}]$.
∇ Gradient spatial $[m^{-1}]$.
ϕ Fraction volumique [%].
Π Poussée d'Archimède $[N]$.
ρ Masse volumique $[kg.m^{-3}]$.
θ Température adimensionnée $[-]$.

Lettres latines

c Concentration massique [%].
C_p Capacité calorifique $[J.kg^{-1}.K^{-1}]$.

$\bar{\bar{D}}$ Tenseur des taux de déformation $[s^{-1}]$.
d Diamètre $[m]$.
D_B Coefficient de diffusion Brownien $[m^2.s^{-1}]$.
F_D Force de traînée $[N]$.
H Hauteur $[m]$.
h Coefficient d'échange convection $[W.m^{-2}.K^{-1}]$.
I Intensité lumineuse $[W.m^2]$.
j Densité de flux de masse $[kg.m^{-2}.s^{-1}]$.
k Conductivité thermique $[W.m^{-1}.K^{-1}]$.
m Masse $[kg]$.
n Indice de réfraction $[-]$.
P Poids $[N]$.
p Pression $[Pa]$.
Q Coefficient $[-]$.
q Densité de flux de chaleur $[W.m^{-2}]$.
r Rayon $[m]$.
T Température $[K]$.
t Temps $[s]$.
V Volume $[m^3]$.
v Vitesse $[m.s^{-1}]$.

Nombres sans dimension

Le Nombre de Lewis.
Nu Nombre de Nusselt.
Pe Nombre de Peclet.
Pr Nombre de Prandlt.
Ra Nombre de Rayleigh.
Re Nombre de Reynolds.
S_T Nombre de Soret.
τ Rapport de capacité calorifique.

Préambule

Aujourd'hui, la gestion des énergies représente un enjeu majeur. L'amélioration des performances énergétiques est cruciale pour l'industrie et la société. Les nouvelles technologies nécessitent des transferts de chaleur plus efficaces, notamment par convection, un mode utilisé dans des applications comme les centrales nucléaires et les échangeurs de chaleur. Le transfert convectif requiert un fluide caloporteur, mais ces fluides ont la propriété de ne pas avoir une bonne conductivité thermique. En d'autres termes, ils ont une faible capacité à diffuser de la chaleur dans les milieux sans déplacement de matière. Les solutions prometteuses pour augmenter la conductivité des fluides comprennent les fluides chargés de nanoparticules appelés «nanofluides». Ces nanofluides sont des fluides mélangés avec des nanoparticules métalliques ou céramiques. Contrairement aux fluides, ces nanoparticules ont une bonne conductivité thermique. L'idée est d'augmenter la conductivité effective du système (fluide + particules) et donc d'améliorer le transport de chaleur des fluides caloporteurs. Le but ultime est d'augmenter l'efficacité énergétique d'un échangeur de chaleur. Afin de comprendre comment les nanofluides peuvent améliorer le transfert de chaleur, nous proposons d'étudier numériquement et expérimentalement le comportement de ces nanofluides.

Le chapitre 1 décrit une première partie introductive qui nous permettra de discuter de l'état actuel des connaissances sur la convection des fluides purs et des nanofluides. Nous présenterons un bilan de la recherche sur la convection d'un fluide pur et les progrès dans la compréhension des nanofluides. Ensuite, nous exposerons l'état de l'art sur les nanofluides et leurs propriétés thermophysiques dans le chapitre 2. De plus, nous exposerons les différents modèles numériques utilisés pouvant simuler la convection d'un nanofluide. Dans le chapitre 3, nous nous intéresserons à un modèle bien connu de la littérature pour modéliser et simuler la convection des nanofluides. L'objectif étant de montrer les limites actuelles du modèle. Après les résultats numériques, nous caractériserons les nanofluides sélectionnés pour notre étude. Ainsi, le chapitre 4 sera consacré à l'analyse granulométrique de nos nanofluides. Pour cela, nous utiliserons deux nanofluides différents pour nos expériences : un nanofluide composé de nanoparticules de dioxyde de titane (TiO_2) et un nanofluide à base de nanoparticules d'argent (Ag). Dans le chapitre 5, nous présentons le dispositif expérimental et les méthodes utilisées pour caractériser la convection. Plus précisément, nous utiliserons un banc optique pour visualiser la convection au sein du fluide. Le chapitre 6 présentera l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus pour un fluide pur et ensuite pour les deux nanofluides sélectionnés. Enfin nous finirons par une conclusion générale et présenterons des perspectives à notre étude.

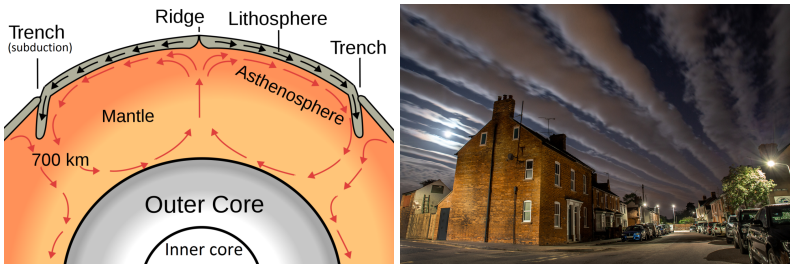
1. Introduction

Sommaire

1.1. Convection naturelle : principe général 17
1.2. Convection Rayleigh-Bénard : fluide Newtonien 19
1.3. Convection Rayleigh-Bénard : fluide complexe 27
1.4. Objectif de la thèse 30

1.1. Convection naturelle : principe général

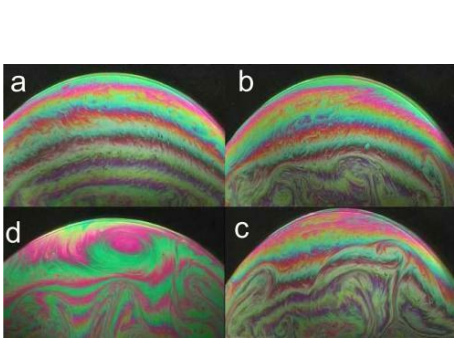
La convection caractérise un phénomène de transport. L'origine physique de la convection naturelle provient d'une différence de masse volumique au sein du fluide. Cette différence de masse volumique peut être causée par une différence de température ou de concentration. Lorsqu'un fluide est chauffé, il se dilate, devient plus léger et s'élève dans le fluide. Inversement, le fluide situé au-dessus est plus froid, plus lourd et coule par gravité. C'est ce que l'on appelle la convection thermique. Nous pouvons aussi mentionner une différence concentration comme source de convection. En effet, nous pouvons avoir de la convection lorsque l'on ajoute du sucre dans de l'eau. Le sucre se dissout et constitue une solution plus dense, tombe par gravité et créer ainsi des mouvements de convection. La convection est présente partout dans la nature, à différentes échelles. Il s'agit par exemple de la convection dans le manteau terrestre (figure 1.1a), la convection atmosphérique (figure 1.1b) ou, à plus petite échelle, la convection à la surface d'une bulle (figure 1.2a) et dans un verre d'alcool (figure 1.2b).



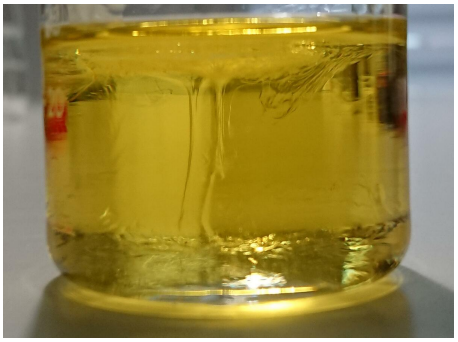
(a) Schéma de la convection mantellique [55].

(b) Convection atmosphérique de Brian [65].

FIGURE 1.1. – Deux exemples de convection naturelle à grande échelle.



(a) Convection de la surface d'une bulle chauffée de Seychelles et al. [122].



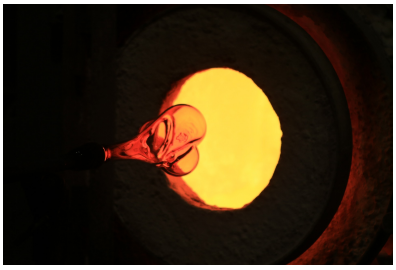
(b) Panache thermique dans un verre de Chartreuse.

FIGURE 1.2. – Deux exemples de convection naturelle à petite échelle.

Nous retrouvons aussi des phénomènes de convection pour des applications industrielles ou artisanales comme par exemple : les échangeurs de chaleur, la réfrigération, la climatisation, système de chauffage et de production d'électricité (figure 1.3a). L'artisanat utilise ce phénomène comme pour le travail du verre (figure 1.3b), le travail du chocolat ou le cidre breton.



(a) Tour de refroidissement [50].



(b) Verre soufflé [112].

FIGURE 1.3. – Applications de la convection.

Maintenant, regardons de manière plus rigoureuse la convection thermique d'un fluide confiné entre deux plaques parallèles horizontales et infiniment grandes, formant une cavité chauffée par le bas (figure 1.4).

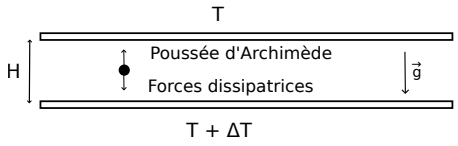


FIGURE 1.4. – Schéma de la convection thermique.

Dans ce système chauffé par le bas, nous pouvons avoir de la convection comme de la conduction si la différence de température n'est pas suffisante. Alors quels sont

les paramètres physiques qui gouvernent le transfert de chaleur dans un fluide? Le premier à avoir décrit ce phénomène est Lord Rayleigh en 1916 [118]. On peut décrire ce phénomène par un équilibre entre force motrice et forces dissipatrices. La force motrice est la poussée d'Archimède due à la variation de la masse volumique du fluide. Cette différence de masse volumique est fonction du gradient de température et du coefficient de dilatation du fluide β. La poussée d'Archimède dépend alors du produit de ces trois paramètres $\Delta T \beta g$. Concernant les forces dissipatrices, nous en avons deux qui sont reliées à la viscosité cinématique ν et à la diffusivité de la chaleur κ. Plus un fluide est visqueux, plus il est difficile de le mettre en mouvement, ce qui réduit les mouvements de convection. Plus la diffusivité thermique est élevée, c'est-à-dire plus le fluide diffuse la chaleur moins les gradients thermiques seront importante et ce qui induit des variations limitées de la masse volumique. Le dernier paramètre qui influence la vigueur de la convection, est la hauteur H de la couche de fluide. Plus la couche de fluide est mince, plus il sera difficile de mettre en mouvement le fluide, dans ce cas le transfert de chaleur se fera par conduction. Il est donc nécessaire d'avoir une certaine épaisseur H de fluide pour avoir des mouvements de convection. Lord Rayleigh démontra que la convection est gouvernée par ce rapport : $g\alpha\Delta T H^3/\nu\kappa$ et ce rapport prendra le nom de nombre de Rayleigh. Grâce à ce nombre, nous pouvons savoir si le transfert de chaleur se fait par conduction ou par convection. Lorsque la valeur de ce nombre dépasse une valeur seuil, la convection démarre. Ce seuil est appelé le nombre de Rayleigh critique Rac $\approx 10^3$. Comme nous l'avons vu, la convection est caractérisée par plusieurs paramètres à la fois géométrique (H), physique (ΔT) et du fluide utilisé (ν, κ). Plusieurs expériences ont été réalisées mais avec différents fluides. Afin de comparer quantitativement chaque expérience avec différents fluides, nous avons besoin d'un nombre sans dimension comme le nombre de Rayleigh qui caractérise uniquement les propriétés du fluide. Nous utiliserons également le nombre de Prandtl (Pr) qui est le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique. Par exemple, le nombre de Prandtl de l'air est d'environ 0,7 et celui de l'eau est de 7 pour une température du fluide autour de 20 °C.

1.2. Convection Rayleigh-Bénard : fluide Newtonien

L'étude de la convection n'est pas nouvelle. La première expérience notable est celle de Henri Bénard en 1900 [12]. Il a regardé la stabilité d'une fine couche de fluide à l'air libre en imposant un gradient de température vertical. Henri Bénard a montré l'apparition de cellules périodiques hexagonales avec une montée de fluide chaud en son centre et un flux descendant sur le pourtour de la cellule (figure 1.5).

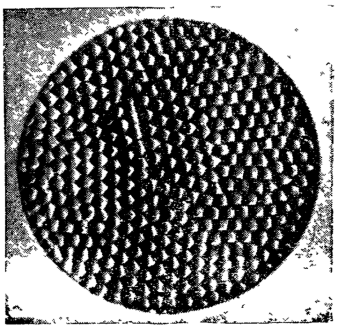


FIGURE 1.5. – Photographie originale de H.Bénard de la surface de spermaceti chauffé à 90 °C pour une épaisseur de 450 μm [12].

En 1916, Lord Rayleigh [118] propose une théorie sur l'origine des mouvements de convection de l'expérience de Henri Bénard. Il décrit l'influence de la flottabilité d'une particule fluide chaude et légère rencontrant une particule froide et plus lourde, donnant lieu à cette instabilité. Le nom de ce phénomène est devenu la convection de Rayleigh-Bénard, grâce aux contributions de ces deux chercheurs. Mais dans l'étude de Lord Rayleigh, la tension de surface est négligée. En 1956, J.Block [14] est le premier à donner une explication sur le rôle de la tension de surface sur la formation des cellules de Bénard. Puis en 1958, J. R. A. Pearson [110], développe les équations pour montrer l'influence de l'effet thermocapillaire lors de l'expérience de Henri Bénard. Lorsque la température augmente, la tension de surface diminue et induit alors une force tangentielle à la surface du liquide qui modifie la forme des cellules. Cette nouvelle forme de convection prend le nom de convection Bénard-Marangoni. D'autres expériences ont été réalisées mais cette fois-ci dans une cavité fermée. Elles ont montré un changement radical de la structure de l'écoulement. Des rouleaux longitudinaux stables apparaissent dans le cas où le nombre de Rayleigh serait faible Ra < 10Rac (figure 1.6).

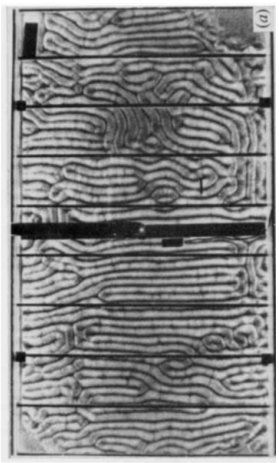


FIGURE 1.6. – Photographie originale de Willis et al. [137] de la surface de l'eau pour un nombre Rayleigh de 2100.

Sur la figure 1.6, les lignes blanches représentent les flux froids descendants et les lignes sombres les flux chauds ascendants. Ces images ont été obtenues grâce à un montage optique, l'ombroscopie. Le montage optique collimate des faisceaux lumineux pour qu'ils traversent le fluide perturbé. La figure 1.7 illustre la déviation des rayons lumineux. La lumière parallèle qui traverse le fluide est focalisé là où l'indice de réfraction est le plus grand (courants froids) et diverge pour les courants chauds. La déviation de la lumière fait l'apparaitre des lignes claires et sombres correspondant aux mouvements vers le bas et le haut.

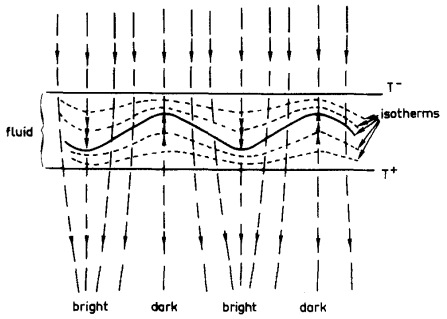


FIGURE 1.7. – Principe de l'ombroscopie [13].

La figure 1.8 représente les rouleaux typiques de Rayleigh-Bénard comme l'expérience de Willis et al. [137].

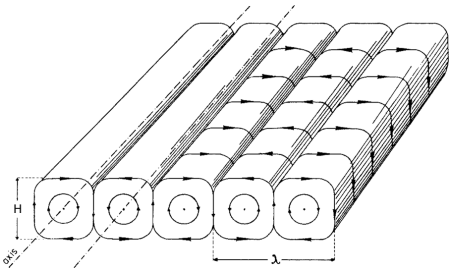


FIGURE 1.8. – Schéma des rouleaux de Rayleigh-Bénard.

La longueur d'onde d'une cellule de Rayleigh-Bénard est environ égale au double de la hauteur H de la cuve. En 1940, Pellew et al. [111], ont calculé le seuil de convection pour deux conditions aux limites différentes sur l'écoulement. Le Rayleigh critique est égal à $27\pi^4/4 \approx 657,5$ ou 1707,8 pour des conditions de glissement et non glissement aux parois. Sur la figure 1.9 est tracé la courbe marginale de stabilité où le nombre de Rayleigh est représenté en fonction du nombre d'onde ($a = 2\pi/\lambda$). Cette courbe définit la limite et le seuil de convection. En dessous de la courbe, la solution est stable ; l'échange est purement diffusif et au-dessus de la courbe la solution est instable ; le transfert de chaleur devient convectif.

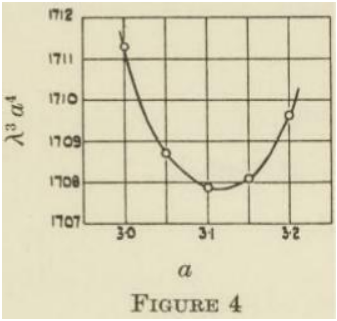


FIGURE 1.9. – Courbe marginale de stabilité de Pellew et al. [111].

La manifestation de la convection avec des rouleaux stables n'est observée que dans une certaine gamme de nombre de Rayleigh et dépend du nombre de Prandtl. Un accroissement du nombre de Rayleigh conduit à une déstabilisation des rouleaux rendant les champs de vitesse et thermiques tridimensionnels. Si le nombre de Rayleigh augmente davantage alors les cellules de convections deviennent oscillantes dans le temps et dans l'espace. Et enfin pour des Rayleigh encore plus importants l'écoulement devient turbulent. La figure 1.10 de Krishnamurti [76] résume les différentes transitions d'écoulement :

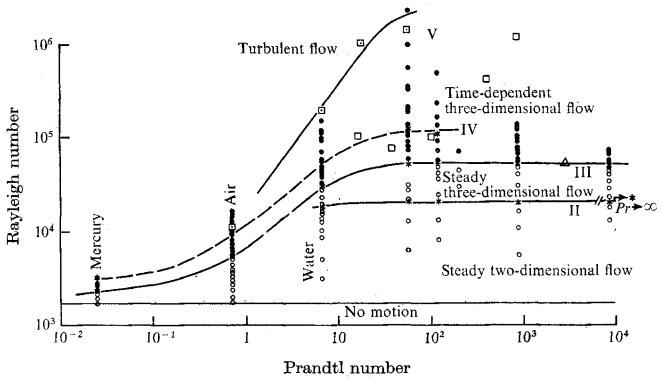


FIGURE 1.10. – Diagramme des régimes de convection de R. Krishnamurti [76].

Pour les faibles nombres de Prandtl, la transition vers la turbulence est très rapide du fait de la faible dissipation visqueuse. À l'inverse pour des nombres de Prandtl plus élevés, nous observons plusieurs régimes avant d'atteindre la turbulence.

La figure 1.11 représente la courbe de stabilité tridimensionnelle en fonction du nombre de Rayleigh, du nombre de Prandtl et de la longueur d'onde des rouleaux. Busse a répertorié toutes les instabilités secondaires universelles qui se développent après la formation des rouleaux bi-dimensionnels. Chacune des instabilités secondaires est positionnée sur la courbe par ses initiales. La courbe de stabilité marginale est en gras et sépare la zone des rouleaux stables de celles des rouleaux instables.

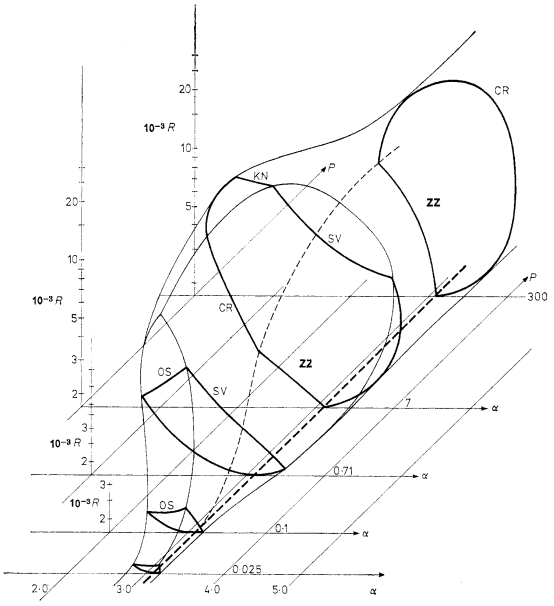


FIGURE 1.11. – « Balloon » de Busse dans l'espace tridimensionnel Ra-Pr-α [23].

On remarque que pour les fluides peu visqueux et un nombre d'onde inférieur au nombre d'onde critique, l'instabilité « oscillante » OS apparait. Pour le même nombre de Prandtl mais avec un nombre d'onde plus grand, nous avons l'instabilité « variqueuse oblique » SV qui se manifeste. Puis lorsque l'on augmente le nombre de Prandtl, l'instabilité de « rouleaux croisés » CR, de « nœuds » KN et l'instabilité « Zig-Zag » ZZ sont présentes pour des nombres de Rayleigh supérieurs aux nombres de Rayleigh correspondants aux rouleaux bi-dimensionnels stables. Ci-dessous, des images montrant ces différentes instabilités :

La figure 1.12 représente une image obtenue expérimentalement par Busse et al. [25]. Cette photographie montre une déformation dans le sens des rouleaux convectifs. C'est l'instabilité « Zig-Zag » obtenue avec de l'huile de silicone avec un nombre de Prandtl Pr = 100 et un nombre de Rayleigh Ra = 3600 pour une hauteur de la cellule H = 5 mm.

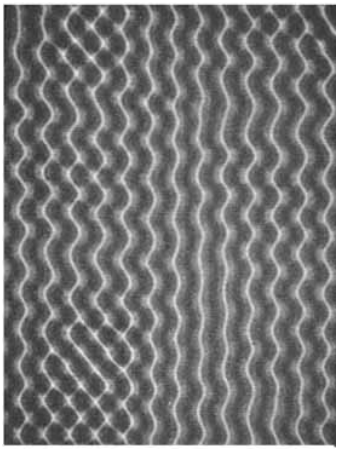


FIGURE 1.12. – Instabilité de « Zig-Zag » d'après Busse et al. [25].

L'instabilité des rouleaux croisés CR se manifeste par la nucléation d'un nouveau système de rouleaux perpendiculaires aux rouleaux d'origine. Il s'agit essentiellement d'une instabilité des couches limites produite par la circulation des fluides dans les rouleaux d'origine. Les rouleaux croisés sont généralement un peu plus étroits que les rouleaux d'origine. L'instabilité des rouleaux croisés « Cross-Roll » se développe d'abord dans les couches limites et produit des rouleaux croisées et plus étroits que ceux d'origine. La figure 1.13 est une image expérimentale obtenue avec un nombre de Rayleigh égale à 3000.

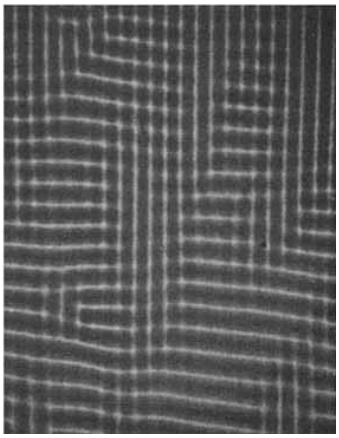


FIGURE 1.13. – Instabilité des rouleaux croisés d'après Busse et al. [25].

L'instabilité variqueuse asymétrique SV correspond à des épaississements et amincissements périodiques des rouleaux de convection. La figure 1.14 est le résultat d'une expérience avec de l'eau à une température de 50 °C, un nombre de Rayleigh de 10^4 et une hauteur de cellule H = 5,5 mm.

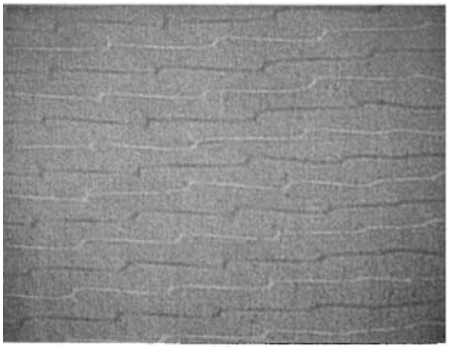


FIGURE 1.14. – Instabilité variqueuse oblique d'après Busse et al. [24].

Puis, nous avons l'instabilité de nœuds (« Knot ») qui modifie les profils verticaux de vitesse et de température. Elle tend à concentrer les panaches ascendants et descendants pour des nombres de Rayleigh élevés. La figure 1.15 représente les isothermes du champ de température et montre la concentration des panaches pour des Rayleigh plus importants.

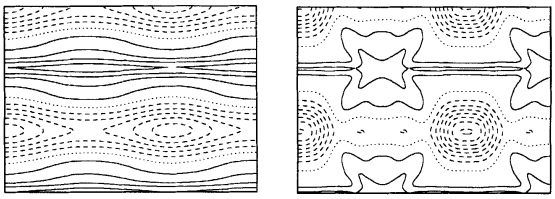


FIGURE 1.15. – Isothermes pour la convection de nœuds stables Ra = 2,5x10^4 et Ra = 8x10^4 avec Pr = 7 [34].

Cette instabilité conduit à un meilleur transport de la chaleur que le dans le cas des rouleaux bi-dimensionnels. L'instabilité du nœud provoque la transition vers une convection en forme de rayon à des nombres de Rayleigh plus élevés, tandis que l'instabilité variqueuse accomplit un changement vers des longueurs d'onde horizontales plus grandes des rouleaux de convection. Les deux instabilités disparaissent dans les limites des nombres de Prandtl petit et grand.

La figure 1.16 montre l'instabilité de nœud obtenue expérimentalement dans de l'alcool méthylique avec Ra $\approx 10^5$ et H = 8,4 mm par Busse et al. [24].

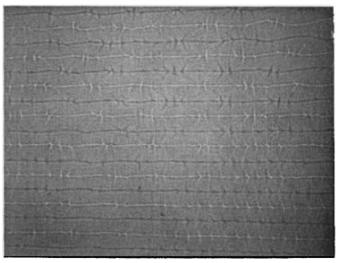
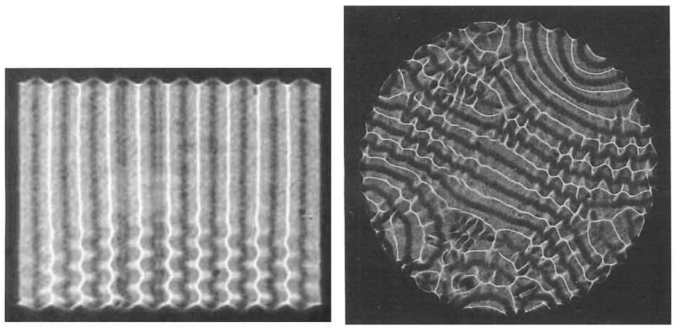


FIGURE 1.16. – Instabilité de nœud d'après Busse et al. [24].

La figure 1.17 représente des résultats expérimentaux de V. Croquette [42]. Ces expériences montrent l'instabilité oscillante OS que l'on retrouve pour des nombres de Prandtl faibles. Cette instabilité est caractérisée par des perturbations sinusoïdales qui se déplacent le long des rouleaux.



(a) Cavité rectangulaire Ra = 3,69 Rac, Pr = 0,7 [42]. (b) Cavité cylindrique Ra = 6,21 Rac, Pr = 0,7 [42].

FIGURE 1.17. – Instabilité oscillatoire d'après Croquette [42].

D'autres formes de rouleaux de convection peuvent apparaître en fonction de la géométrie de la cavité, du fluide utilisé ou des conditions aux limites. Par exemple la figure 1.18 représente des rouleaux concentriques de CO_2 pour un nombre de Rayleigh proche du seuil de convection.

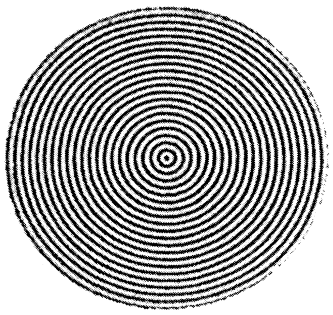


FIGURE 1.18. – Rouleaux concentriques proches du seuil de Hu et al. [66].

Ou encore la formation d'une spirale de CO_2 pour une différence de température plus elevée et un comportement non-Boussinesq (Figure 1.19).

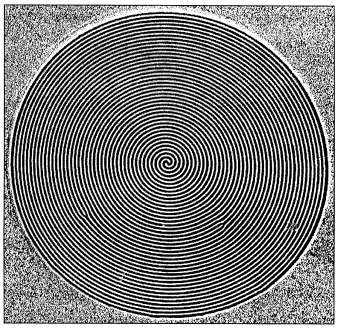


FIGURE 1.19. – Spirale à deux bras de Bodenschatz et al. [15].

Des cellules carrées apparaissent lorsque la conductivité thermique des parois horizontales est inférieure ou du même ordre de grandeur que la conductivité thermique du fluide.

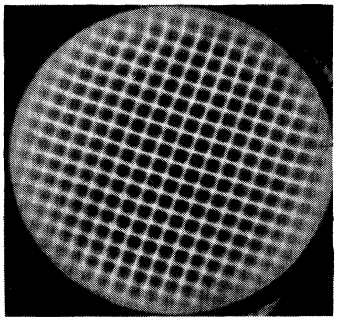


FIGURE 1.20. – Cellules carrées proches du seuil de Le Gal et al. [81].

1.3. Convection Rayleigh-Bénard : fluide complexe

Dans cette partie, nous nous intéresserons aux études sur la convection avec des fluides chargés de particules de taille micrométrique jusqu'au nanométrique. Nous regarderons comment la présence des micro ou nanoparticules affecte l'écoulement en convection naturelle. Tout d'abord, plusieurs études expérimentales sur le sujet existent dans la littérature concernant les microparticules. Koyaguchi et al. [74] ont réalisé une série d'expériences avec des microparticules de carbure de silicium de 16 μm et une concentration en particules de 0,3 % en masse (wt) dans un réservoir d'eau chauffé par le bas. Les particules sont uniformément réparties dans le fluide. Une grande différence de température est imposée pour obtenir un écoulement turbulent. Ils ont observé la formation d'une interface entre deux couches : la première couche convective régie par la sédimentation des particules et une couche fluide au-dessus. L'accroissement de la température conduit à une destabilistation de la couche de particules sédimentées ce qui provoque une homogénéisation soudaine des particules dans le fluide. Ils ont montré l'existence d'un équilibre entre l'augmentation de la densité du fluide due aux particules et la diminution de la densité due à

l'augmentation de la température. Quelques années plus tard, Martin et al. [89] ont étudié la sédimentation de particules de polystyrène (>0,21 mm et <0,50 mm) en suspension dans de l'eau salée, en y ajoutant de la cellulose pour augmenter la viscosité du fluide. Ils voulaient reproduire la cristallisation dans une chambre magmatique. Ils ont montré que le nombre de particules en suspension dans le fluide diminue exponentiellement, en fonction de la vitesse de Stokes. Ils ont observé un équilibre entre le réentraînement des particules et la suspension des particules lorsqu'une grande partie des particules a déjà sédimenté. Cependant, ils n'ont pas proposé de description physique de ce phénomène de réentraînement des particules. Le réentraînement des particules est un processus qui peut affecter l'écoulement sur une longue période. Pourtant, peu d'études s'y sont intéressées depuis l'étude de Solomatov et al. [125]. Ces chercheurs ont réalisé une étude expérimentale avec des particules de polystyrène de diamètre allant de 15-35 μm et 60-100 μm pour une concentration de 1,5-2 % wt dans une solution de chlorure de calcium. Ils expliquent le réentraînement par la formation de dunes à la base des panaches thermiques sous l'effet d'une contrainte tangentielle horizontale. Lorsque l'épaisseur de cette dune atteint une certaine hauteur, la contrainte tangentielle verticale peut soulever la particule. Il y a donc un équilibre entre la contrainte de flottabilité et le poids par unité de surface des particules. Selon Solomatov et al., ce rapport doit être supérieur à 0,1 pour réentraîner les particules. Une autre étude intéressante sur le sujet a été réalisée par Lavorel et al. [80]. Ils se sont intéressés à la dynamique de la sédimentation des particules et au critère de stabilité des particules dans le système. Pour ce faire, ils se sont appuyés sur l'expérience de Solomatov et al. [125]. Ils ont réalisé des expériences avec des particules de PMMA d'un rayon de 300±25 μm dans un écoulement turbulent. Lavorel et al. ont confirmé la présence d'un flux constant de réentraînement des particules issues de la couche limite. De plus, ils ont aussi confirmé la loi d'échelle de Solomatov et al. [125] concernant l'équilibre des particules au sein du fluide. Ils ont vérifié que les particules sédimentent à la vitesse de stokes en fonction de l'écart relatif de densité des particules avec le fluide et ont pu montrer l'existence d'une viscosité apparente à la surface des particules due à l'écoulement turbulent. En 2017, Morize et al. [97] ont fait une étude sur la resuspension d'un lit de particules de polystyrène (diamètre = 250 μm) en chauffant par le bas. Ils ont montré que la température de destabilisation du lit dépend linéairement de la différence de masse volumique. De plus, le temps de déstabilisation est proportionnel au carré de l'épaisseur du lit. Ce qui signife que le temps de déstabilisation est fonction de la diffusivité thermique effective du lit granulaire. Il existe un équilibre entre la flottabilité critique $\beta_c = (\rho_p - \rho_f)/(\rho_p \beta \Delta T)$ du lit et l'épaisseur de la couche. Plus la couche est fine plus la flottabilité critique est importante et inversement. L'expérience de Morize et al. ressemble à l'expérience de Davaille et al. [46] mais cette dernière concerne deux couches superposées de fluides de masse volumique différente. Davaille et al. ont développé un diagramme de stabilité montrant que la convection peut se développer dans toute la cavité, dans deux couches stables stratifiées ou de manière oscillante en fonction du nombre de Rayleigh et de la flottabilité.

Maintenant, diminuons la taille des particules pour avoir des nanoparticules, car les

études précédentes ont été réalisées avec des microparticules de polymère. L'article de Choi et al. [32] en 1995, est considéré comme le premier article qui définit le mot « nanofluide » comme nous le connaissons. Ils proposent d'utiliser des nanoparticules métalliques dans un fluide caloporteur afin d'augmenter la conductivité thermique effective et ainsi améliorer l'efficacité des échanges thermiques. Aujourd'hui, de nombreuses études numériques avec des nanofluides existent utilisant différents modèles théoriques [5]. Un des plus connus est l'article de Buongiorno [22] qui émet des hypothèses sur l'origine de l'augmentation des transferts de chaleurs et un nouveau système d'équations. Au cours de son analyse, il a conclu que les diffusions brownienne et thermophorétique jouent un rôle important pour expliquer l'augmentation des transferts d'énergie. Par la suite, nous étudierons plus en détail son modèle. Des calculs d'instabilité s'appuyant sur le modèle de Buongiorno ont été développés. Par exemple Nield et al. [99, 100] ont constaté que la principale contribution des nanoparticules se fait par un effet de flottabilité couplé à la conservation des nanoparticules et que la contribution des nanoparticules à l'équation de l'énergie est de second ordre. La dernière étude d'instabilité sur les nanofluides est celle de Chang et al. [31]. Cette étude est plus complète, car elle prend en compte l'effet de la sédimentation alors négligé. Chang et al. ont montré que l'équilibre entre la sédimentation et la thermophorèse est crucial pour la stabilité du système. Lorsque la sédimentation est plus importante que la thermophorèse alors le seuil de convection augmente et inversement. La sédimentation a un effet stabilisant alors que la thermophorèse diminue le seuil critique de convection. De plus, un état oscillatoire apparaît lorsque la sédimentation et la thermophorèse sont du même ordre de grandeur. A présent, intéressons-nous aux études expérimentales avec des nanofluides. De nombreux articles existent concernant la caractérisation de la conductivité [4], de la viscosité [98], de la stabilité et des méthodes de fabrication des nanofluides [60]. Par contre peu d'études expérimentales se consacrent sur l'impact de la convection sur la distribution des nanoparticules et l'impact des nanoparticules sur l'écoulement en lui-même. Une expérience faite par Li et al. [85] montre une diminution des transferts de chaleur pour différentes concentrations massiques. Ils ont développé un montage expérimental pour observer le mouvement de particules de polystyrène d'un diamètre de 850 nm à l'aide d'un microscope. Ils ont pu voir les mouvements browniens et la thermophorèse agir sur les particules et montrer que les particules ont légèrement retardé le début de la convection. Une autre expérience notable est celle de Kouloulias et al. [73]. Grâce à un montage expérimental, ils ont pu mesurer les flux de chaleur et déterminer si une augmentation des transferts de chaleur est possible. Après avoir réalisé plusieurs expériences pour différentes concentrations volumiques d'alumine, ils concluent que les nanoparticules ont dégradé les transferts de chaleur. Par contre, ils ont remarqué la formation d'une fine couche de nanoparticules qui a sédimenté au fond de la cuve. Ils expliquent la formation de cette couche par la mauvaise stabilité du nanofluide qui a facilité l'agglomération des particules et ainsi accéléré la sédimentation. Rao et al. [116] ont réalisé un montage expérimental s'appuyant sur des mesures d'interférométrie dans une cavité différentiellement chauffée avec des nanofluides. Ils ont montré qu'avec de faibles concentrations volumiques d'alumine (<0,04 %), il est

possible d'augmenter de 38 % le coefficient de transfert de chaleur. Ils observent cette augmentation par une diminution des couches limites thermiques et une augmentation du nombre de rouleaux convectif (Ra $\approx 10^5$). Khalili et al. [71] ont aussi développé un montage expérimental de cavité différentiellement chauffée. Par contre, ils se sont intéressés à la distribution des nanoparticules dans l'écoulement. Le résultat de leur étude est que le cœur de l'écoulement et la surface d'en bas contiennent plus de particules que le reste de la cavité. Donc les nanoparticules restent piégées dans le centre du vortex et avec le temps, les nanoparticules les plus grosses sédimentent. Donzelli et al. [47] en 2009 réalise une étude expérimentale sur la convection avec un nanofluide de Hyflon ($k_p < 1 W/mK$ et $c \approx 4$ % wt) dans une cavité de hauteur de 2,9 mm. Ils ont observé deux comportements différents en fonction de la distribution initiale des nanoparticules. Pour une distribution homogène, ils remarquent soit une convection confinée dans une partie de la cavité qui finit par disparaître [82], soit un régime de convection oscillatoire stable. Dans le cas où initialement les nanoparticules sédimenteraient, ils observent un régime conductif. Ils concluent que les nanoparticules détériorent les transferts de chaleur et modifient l'écoulement en fonction de la distribution des nanoparticules.

1.4. Objectif de la thèse

En raison des études précédentes, nous constatons que la recherche sur la compréhension et l'origine de l'augmentation des transferts de chaleur dans les nanofluides pose encore des questions. Il existe de nombreuses études sur la caractérisation de la viscosité, de la conductivité et des mesures d'augmentation ou de la diminution des transferts de chaleur. Cependant, il existe peu d'études sur l'impact des nanoparticules sur les patterns de convection. Il est pourtant nécessaire de regarder comment l'écoulement est affecté, car il régit les transferts de chaleur par convection. La caractérisation de l'écoulement permettra de comprendre comment les nanoparticules modifient l'écoulement et les flux de chaleur. Aujourd'hui, de nombreuses questions restent sans réponse, telles que : les nanoparticules modifient-elles les cellules et les patterns de convection que nous connaissons pour un fluide pur ? Les seuils d'écoulement et les transitions sont-ils affectés ? Les nanoparticules sédimentent-elles ? Quelle est l'influence de la taille, de la conductivité et de la différence de densité sur la suspension ?
L'objectif de cette thèse est d'essayer de répondre à toutes ces questions. Pour ce faire, nous décomposons la thèse en cinq parties. La première correspond à un état de l'art sur les nanofluides. Nous simulerons ensuite la convection naturelle d'un nanofluide et montrerons les limites du modèle de Buongiorno. Par la suite, nous caractériserons les nanofluides utilisés dans nos expérimentations. Et enfin, nous développerons un montage expérimental pour visualiser les cellules de convection et la dynamique des nanoparticules dans l'écoulement. Nous regarderons comment les patterns de convection sont modifiés en présence d'un nanofluide par rapport à un fluide pur.

2. Les nanofluides : état de l'art

Sommaire

2.1. Dynamique des suspensions 31
2.1.1. Agitation thermique 31
2.1.2. La thermophorèse 33
2.1.3. La force de Van der Waals 34
2.1.4. Potentiel zêta 34
2.1.5. Sédimentation 35
2.2. Propriétés thermophysiques des nanofluides 37
2.2.1. Masse volumique 37
2.2.2. Capacité calorifique 37
2.2.3. Modèles de viscosités 37
2.2.4. Modèles de conductivité thermique 38
2.3. Les différentes approches numériques 42
2.3.1. Monophasique 42
2.3.2. Diphasique 43
2.3.3. Euler-Lagrange 45

2.1. Dynamique des suspensions

L'étude de la dynamique des suspensions représente un domaine scientifique complexe et crucial, étant donné qu'elle façonne les caractéristiques des flux d'énergies. Elle est fonction de la taille des particules, de l'homogénéité, de la concentration des particules, des gradients thermiques et des mouvements de convection. Pour le cas des nanofluides, les particules sont de taille nanométrique avec de faibles concentrations et sont soumises à un champ de température et de vitesse. Dans ce qui suit nous décrirons les phénomènes physiques pouvant influencer le comportement d'une suspension nanométrique.

2.1.1. Agitation thermique

Lorsque des particules sont placées dans un fluide, à partir d'une certaine taille de particules, les effets d'agitations thermiques du fluide sur les particules ne sont plus négligeables. L'ordre de grandeur correspond à des particules inférieures au micromètre. Ces particules sont soumises à un mouvement que l'on appelle la diffusion brownienne. Les premières observations de ce mouvement ont été mises en évidence

par Robert Brown en 1828 [20]. Il a décrit le mouvement irrégulier des particules de pollen. Puis en 1905, Albert Einstein décrit la théorie des mouvements browniens [49]. Ces mouvements sont aussi étudiés par d'autres physiciens comme William Sutherland [127], Paul Langevin [79] ... La source des mouvements browniens est causée par la collision des molécules du fluide. Sous l'effet de l'agitation thermique les particules se déplacent à travers le fluide grâce aux collisions incessantes des molécules du fluide.

Supposons une particule sphérique, de rayon r_p, dans un liquide, soumise aux agitations thermiques. La force d'interaction du fluide avec cette particule est égale à la force de traînée de Stokes :

$$F_D = -6\pi\mu r_p v_p \tag{2.1}$$

avec η le coefficient de viscosité du fluide et v_p la vitesse de la particule. Cette expression de la force sur la particule que l'on appelle la loi de Stokes est valide uniquement pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1 avec Re= $\frac{v2r_p}{\eta}$. L'équation 2.1 peut se mettre sous la forme :

$$F_D = -\frac{v_p}{\mu_m} \tag{2.2}$$

avec μ_m le coefficient de *mobilité* :

$$\mu_m = \frac{1}{6\pi\mu r_p} \tag{2.3}$$

En 1905, Einstein relie le coefficient de diffusion D_B et de mobilité μ_m par :

$$D_B = \mu_m k_B T \tag{2.4}$$

où k_B correspond à la constance de Boltzmann et T la température.

On trouve alors loi de Stokes-Einstein-Sutherland :

$$D_B = \frac{k_B T}{6\pi\mu r_p} \tag{2.5}$$

Maintenant on peut vérifier si nos nanoparticules sont bien soumises aux mouvements browniens, pour cela on calcule le nombre de Péclet. Ce dernier est défini comme le rapport entre le temps de diffusion brownien et le temps de transport par convection. Plus les particules sont grosses, plus les effets hydrodynamiques seront dominants et moins l'agitation thermique sera importante. Pour vérifier l'ordre de grandeur du micromètre, on calcule :

$$Pe = \frac{\tau_B}{\tau_c} \tag{2.6}$$

où τ_B correspond au temps de diffusion brownienne des particules sur la distance r_p et τ_c est le temps de convection des particules à la vitesse $v_p \propto \dot{\gamma} r_p$. $\dot{\gamma}$ est le taux de cisaillement de l'écoulement

On obtient :

$$\tau_B = \frac{r_p^2}{D_B}; \quad \tau_c = \frac{r_p}{v_p} = \frac{1}{\dot{\gamma}} \tag{2.7}$$

Donc :

$$Pe = \frac{r_p v_p}{D_B} = \frac{6\pi\mu\dot{\gamma} r_p^3}{k_B T} \tag{2.8}$$

Le seuil pour lequel les mouvements browniens sont non négligeables correspond à Pe<=1. Prenons des particules dans de l'eau ($\eta \propto 10^{-6}$ m^2.s^{-1}) à température ambiante (T$\propto$ 300K) avec un taux de cisaillement de l'ordre $\dot{\gamma} = 1$s^{-1}.

On a alors :

$$r_p \leq \sqrt[3]{\frac{k_B T}{6\pi\eta\dot{\gamma}}} \leq 10^{-6}\text{m} \tag{2.9}$$

Ce calcul d'ordre de grandeur montre la limite entre des particules browniennes et non-browniennes.

2.1.2. La thermophorèse

La thermophorèse est un phénomène physique qui se produit uniquement en présence de particules dans un fluide soumis à un gradient de température. Les particules vont migrer vers une région plus froide à cause de l'impact moléculaire sur les particules. McNab et al. [92] ont réalisé une étude expérimentale pour déterminer la vitesse thermophoretique de microparticules de latex ($\approx$ 1 µm) dans de l'eau et dans de l'hexane. Ils en conclurent que la vitesse est indépendante de la taille de particules que le fluide soit un liquide ou un gaz. Par contre et à notre connaissance aucune expérience n'a été faite pour des nanoparticules avec une forte conductivité thermique ; l'expression 2.10 n'est valide que pour des liquides.

La vitesse des particules due au gradient thermique est égale à :

$$v_T = -\beta\frac{\mu}{\rho}\frac{\nabla T}{T} \tag{2.10}$$

où β est un facteur qui s'écrit :

$$\beta = 0.26\frac{k_f}{k_f + k_p} \tag{2.11}$$

avec k_f et k_p les conductivités thermiques du fluide et de la particule.

Un flux de particules se superpose aux mouvements browniens. Le flux massique j devient :

$$J = -\rho_p D_B \nabla c - \rho_p c(1-c) D_T \nabla T \tag{2.12}$$

avec D_T « le coefficient de diffusion thermique » ou plutôt le coefficient de mobilité thermophorétique (Vigolo et al. [134]) et c la concentration de particules.

En réalisant une analyse dimensionnelle, on se rend compte que le coefficient D_T n'est pas un coefficient de diffusion. Afin d'obtenir un coefficient de diffusion avec la bonne dimension, on pose :

$$J' = -\rho_p D_B \frac{\nabla c}{c} - \rho_p (1-c) \tilde{D}_T \frac{\nabla T}{T} \tag{2.13}$$

avec J' le flux massique par unité de concentration et $\tilde{D}_T$ = T D_T le coefficient de diffusion.

Lorsque l'on atteint un état d'équilibre J' = 0 :

$$\nabla c = -c(1-c) \frac{\tilde{D}_T}{D_B} \frac{\nabla T}{T} = -c S_T (1-c) \frac{\nabla T}{T} \tag{2.14}$$

où S_T est le coefficient Soret par analogie à la diffusion dans les mélanges de liquides.

2.1.3. La force de Van der Waals

La force de Van der Waals correspond à une interaction électrique attractive de faible intensité entre atomes ou molécules. Cette force a une portée de quelques nanomètres. Il existe trois types : les forces de London, de Debye et de Keesom. Ces forces jouent un rôle sur la stabilité d'une solution colloïdale, car elles influent sur l'agrégation des nanoparticules. Plus les particules deviennent grandes moins les forces de Van der Waals seront importantes. De plus, la nature du fluide porteur comme par exemple l'eau qui est une solution polaire peuvent induire des forces de Van der Waals importantes.

2.1.4. Potentiel zêta

Le potentiel zêta est une grandeur qui caractérise la stabilité d'une suspension. Il mesure la différence de potentiel entre la surface d'une particule et le fluide environnant (Fig. 2.1). Lorsque des particules électriquement neutres sont immergées dans une solution ionique, une double couche électrique apparaît à la surface à cause de la dissociation des molécules. À l'interface, une densité surfacique de charge apparaît et un potentiel électrique est alors généré (voir modèle de Stern et Gouy-Chapman). Plus le potentiel zêta est élevé, moins les forces d'attraction de type Van der Waals agglomèreront les nanoparticules entre elles. Pour augmenter le potentiel zêta, il existe deux techniques. Soit diminuer ou augmenter le pH, soit ajouter des surfactants.

Les surfactants sont des molécules ayant la capacité de se positionner à l'interface entre deux phases non miscibles. En se positionnant à l'interface, ils modifient l'énergie à l'interface et changent le potentiel de surface entre les nanoparticules et le fluide. Concernant le pH, qui est une mesure de la concentration en ions H_3O^+ en solution, en modifiant le pH d'une solution, on modifie la charge de surface des particules et donc le potentiel zêta. Pour modifier le pH, on peut rendre la solution basique ou acide et éviter le point isoélectrique. Le point isoélectrique correspond à une valeur de pH pour laquelle le potentiel zêta est nul. De plus, le point isoélectrique dépend à

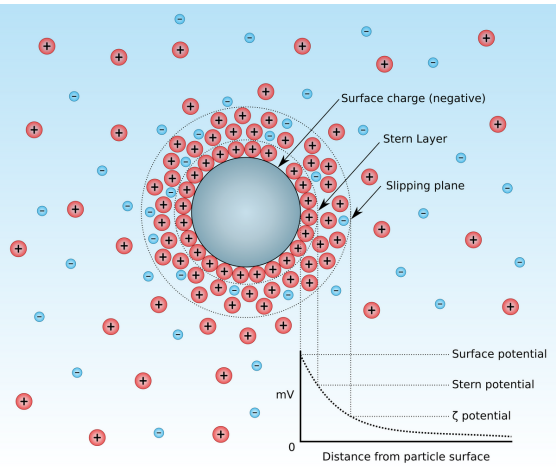


FIGURE 2.1. – Schéma du potential zêta d'une nanoparticule [36].

la fois des nanoparticules et du fluide porteur, et ne correspond pas nécessairement à la valeur neutre du pH. Néanmoins, l'ajout d'un surfactant ou d'une substance pour modifier le pH change les propriétés thermophysiques telles que la viscosité ou la conductivité thermique.

2.1.5. Sédimentation

Comme vu précédemment l'agglomération des nanoparticules donne des nouvelles particules plus lourdes. Ces particules vont sédimenter avec un temps caractéristique supérieur au temps caractéristique de convection. La stabilité d'un nanofluide dépend de plusieurs forces, telles que le poids, la traînée et la flottabilité. L'équilibre des forces sur une nanoparticule donne le résultat suivant :

$$-F_D + \Pi - P = 0 \tag{2.15}$$

avec : F_D la force de traînée de Stokes, Π la poussée d'Archimède et P le poids.

En réexprimant l'équation 2.15 en fonction de la vitesse de sédimentation, on obtient :

$$v_s = \frac{2r_p^2 g(\rho_p - \rho_f)}{9\mu_f} \tag{2.16}$$

On remarque que la vitesse de sédimentation dépend surtout du rayon de la particule. Par exemple, pour une nanoparticule de dioxyde de titane (TiO_2) de diamètre, 100 nm dans de l'eau, la vitesse de sédimentation est de l'ordre de 10^{-8}m.s^{-1}. Le nombre de Stokes qui est un nombre adimensionnel permet de déterminer si une particule va perturber l'écoulement d'un fluide. C'est le rapport entre l'énergie cinétique et l'énergie dissipée par frottement de la particule avec le fluide.

$$St = \frac{2\rho_p r_p |v - v_p|}{9\mu_f} \tag{2.17}$$

Pour des nanoparticules, le nombre de Stokes est très faible ce qui signifie que les nanoparticules ne sont que des traceurs. En d'autres termes, elles suivent l'écoulement sans le perturber ($v = v_p$). L'expérience de Misale et al. [96] montre l'évolution temporelle de la sédimentation de nanoparticules d'alumine sur plusieurs semaines pour différentes concentrations sans convection. Ils en concluent que la vitesse de sédimentation n'est pas constante au cours du temps. Des amas peuvent se former au début de la sédimentation, augmentant ainsi la vitesse de sédimentation. Et qu'un équilibre se forme entre le lit de particules au fond du réservoir et les particules plus petites encore en suspension. Leurs expériences ont été réalisées sans convection alors que pour notre étude, notre fluide sera en mouvement. La convection pourrait prévenir la sédimentation des particules et ainsi les garder en suspension dans le fluide. Lavorel et al. [80] ont étudié la sédimentation de microparticules (r = 300 ± 25 μm) de PMMA dans un fluide convectif avec un nombre de Rayleigh de l'ordre de 10^9. Ils ont montré que les microparticules de PMMA sédimentent même pour des nombres de Rayleigh très élevés. De plus, les différences de masse volumique sont de l'ordre de 1% et la vitesse de Stokes est d'environ égale à 10^{-6} m.s^{-1}. Donc un critère qui implique la sédimentation et la convection doit être utilisé afin de trouver un seuil pour une bonne suspension. Solomatov et al. [125] ont proposé une approche sur un équilibre énergétique d'interaction fluide-particule. Si l'énergie potentielle des particules est supérieure à l'énergie dissipative par friction alors les particules vont sédimenter. Par contre pour réentrainer les particules, un ratio critique entre le stress tangentiel de flottabilité et le poids surfacique des particules est calculé. L'ordre de grandeur est égal à 0,1-0,2. On en conclut que même pour un nombre de Stokes inférieur à 1, la limite $v = v_p$ est discutable, car on observe de la sédimentation même pour des particules micrométriques. Sur une échelle de temps égale au temps caractéristique de convection les particules se comportent comme des traceurs. Néanmoins, sur une échelle de temps plus longue, les particules sont soumises aux forces de flottabilité et sédimentent. Nous rappelons que nous travaillons avec des nanoparticules. Il est intéressant de comparer l'énergie de potentiel de gravité d'une particule par rapport à l'énergie d'agitation thermique du fluide. Pour que les nanoparticules restent en suspension, ce rapport doit être inférieur à 1. On pose :

$$\begin{aligned} \frac{(\rho_p - \rho_f) V_p g d_p}{k_B T} &< 1 \\ d_p &< \left(\frac{6 k_B T}{(\rho_p - \rho_f)\pi g} \right)^{\frac{1}{4}} \end{aligned} \tag{2.18}$$

Dans le cas de l'eau avec des nanoparticules d'argent à température ambiante, soit 293 K, on a un diamètre limite d'environ 3 μm.

2.2. Propriétés thermophysiques des nanofluides

2.2.1. Masse volumique

La masse m_{nf} d'un nanofluide ou d'une suspension colloïdale s'exprime par :

$$m_{nf} = \rho_f V_f + \rho_p V_p \tag{2.19}$$

avec V le volume et les indices $_{nf}$, $_p$ et $_f$ correspondent aux nanofluides, aux nanoparticules et aux fluides de base.

Il est plus communément utile de travailler avec les masses volumiques. On introduit alors ϕ la fraction volumique de particules dans le nanofluide $\phi = \frac{V_p}{V_{nf}}$.

On a alors :

$$\rho_{nf} = (1-\phi)\rho_f + \phi\rho_p \tag{2.20}$$

2.2.2. Capacité calorifique

La capacité calorifique (J/kg.K) est la quantité de chaleur qu'il faut donner à un kilogramme d'une substance pour augmenter sa température d'un degré Kelvin. La capacité calorifique est une grandeur extensive :

$$m_{nf} C_{p_{nf}} = m_p C_{p_p} + m_f C_{p,f} \tag{2.21}$$

On souhaite exprimer la capacité calorifique en fonction de la fraction volumique ϕ :

$$C_{p_{nf}} = \frac{\rho_f C_{p,f}(1-\phi) + \rho_p C_{p,p}\phi}{\rho_{nf}} \tag{2.22}$$

Lorsque les masses volumiques du fluide et des particules sont similaires et pour des faibles concentrations, l'équation 2.22 peut-être réduite à :

$$C_{p_{nf}} = (1-\phi)C_{p,f} + \phi C_{p_p} \tag{2.23}$$

mais cette approximation ne sera pas valide lorsque l'on augmente la concentration des nanoparticules.

2.2.3. Modèles de viscosités

Lorsque l'on ajoute des nanoparticules dans un fluide, la viscosité effective (fluide + particules) augmente. Ces modèles effectifs se divisent en deux catégories : les modèles théoriques et les modèles expérimentaux.

Le modèle le plus connu est le modèle d'Einstein (1906) [48], qui a proposé une expression de viscosité en négligeant l'interaction particule-particule :

$$\frac{\mu_{\mathrm{nf}}}{\mu_{\mathrm{f}}} = (1 + 2,5\phi) \tag{2.24}$$

Ce modèle est valide pour des particules sphériques et une concentration volumique homogène inférieure à 2 %.

En 1952, Brinkman [19] modifie le modèle d'Einstein et étend le domaine de validité pour des concentrations allant à 4 % :

$$\frac{\mu_{\mathrm{nf}}}{\mu_{\mathrm{f}}} = \left(\frac{1}{(1-\phi)^{2,5}}\right) \tag{2.25}$$

Puis en 1977, Batchelor [6] fut un des premiers à proposer un modèle de viscosité effective avec une correction dûe aux mouvements browniens :

$$\frac{\mu_{\mathrm{nf}}}{\mu_{\mathrm{f}}} = \left(1 + 2,5\phi + 6,5\phi^2\right) \tag{2.26}$$

Les trois modèles théoriques ci-dessus ne prennent pas en compte la taille et la forme des particules, car ils ont été développés avant l'émergence des nanofluides. Donc de nouveaux modèles sont apparus qui prennent en compte la nature des particules et du fluide. Un des derniers modèles de viscosité notable et parmi les plus récents est le modèle de Masoumi et al. [90] :

$$\mu_{\mathrm{eff}} = \mu_{\mathrm{f}} + \frac{\rho_{\mathrm{p}} V_{\mathrm{B}} d_{\mathrm{p}}^2}{72 C \delta} \tag{2.27}$$

avec V_{B} qui est la vitesse brownienne

$$V_{\mathrm{B}} = \frac{1}{d_{\mathrm{p}}} \sqrt{\frac{18 k_{\mathrm{b}} T}{\pi \rho_{\mathrm{p}} d_{\mathrm{p}}}} \tag{2.28}$$

et C un coefficient de correction qui est déterminé à partir des résultats expérimentaux. Ce modèle a l'avantage d'exprimer la viscosité effective comme fonction de la température, de la taille des particules, de la concentration volumique, de la masse volumique des particules et des propriétés du fluide de base.

2.2.4. Modèles de conductivité thermique

L'objectif d'ajouter des nanoparticules dans un liquide est d'augmenter la conductivité thermique du fluide grâce à la taille nanométrique des particules et leur grande conductivité thermique. On rappelle que la conduction de la chaleur dans un liquide se propage de proche en proche. La conductivité thermique des nanofluides peut être exprimée par des modèles effectifs. Ces modèles effectifs sont fonctions des caractéristiques du fluide de base et des particules. Aujourd'hui, aucun modèle théorique n'est capable de prédire la conductivité thermique d'un nanofluide. De nombreuses études expérimentales ont pu mesurer l'influence de la forme [131], de la taille [9, 84], de la conductivité des particules [45] et de la concentration des nanoparticules [83].

Ces modèles sont aussi dépendants de la conductivité thermique du fluide de base [8] et de la température du fluide. Une bonne partie des modèles effectifs suppose une distribution homogène des particules dans le fluide. Ils négligent donc l'effet de sédimentation du fait de la taille des particules qu'ils considèrent comme des traceurs.

Les principales raisons énoncées pour expliquer l'augmentation de la conductivité thermique du nanofluide seraient causées par une modification des collisions des molécules [67], la diffusion brownienne des nanoparticules, la formation d'une couche de molécules autour des particules [138]. Les nanoparticules se déplaceraient dans le fluide et augmenteraient les transferts de chaleur grâce aux collisions entre le fluide et les nanoparticules. Calculons le temps de diffusion brownienne et thermique :

$$\tau_{D_B} = \frac{3\pi\mu d_p^3}{k_b T} \quad \text{et} \quad \tau = \frac{d_p^2}{\kappa} = \frac{d_p^2 \rho C_p}{k} \tag{2.29}$$

avec κ la diffusivité thermique du fluide et d_p le diamètre des nanoparticules.

En réalisant un calcul d'ordre de grandeur, on remarque que $\tau_{D_B} \approx 10^3 \tau$. Donc la diffusion thermique est plus rapide que la diffusion brownienne et les collisions entre nanoparticules dues aux mouvements browniens sont négligeables. Une autre hypothèse aurait été de dire que les nanoparticules transportent de la chaleur depuis des zones chaudes vers les zones froides, mais les particules sont instantanément en équilibre thermique avec le fluide environnant. Si on calcule le temps inflationnaire pour qu'une nanoparticule soit en équilibre thermique avec le fluide, on trouve un temps de l'ordre de la picoseconde. Donc une nanoparticule ne peut transporter de la chaleur en son cœur vers une zone plus froide. De plus, la conductivité thermique d'une nanoparticule est fonction de sa taille, car le libre parcours moyen des phonons est du même ordre de grandeur [135]. Une autre hypothèse qui justifierait que les mouvements browniens sont moteurs de l'augmentation des transferts de chaleur serait un meilleur mélange grâce aux nanoparticules. Les nanoparticules joueraient le rôle d'agitateurs thermiques dans le fluide à l'échelle nanométrique.

Par contre les nanoparticules pourraient directement modifier le flux de chaleur conductif au sein des couches limites thermiques. En effet, la taille de la couche limite étant supérieure à la taille des nanoparticules quel que soit le régime de convection [59]. Les couches limites thermiques déterminent l'efficacité des transferts de chaleur. Donc la présence de nanoparticules dans ces couches limites augmenterait les transferts de chaleur en réduisant le libre parcours moyen et ainsi augmenter les collisions entre molécules et particules.

Les modèles de conductivité effectifs, se divisent en trois catégories : les modèles théoriques classiques puis les modèles théoriques fonction des mouvements Browniens et les modèles empiriques.

Des modèles théoriques ont été développés pour des milieux homogènes et des tailles millimétrique ou micrométrique comme le modèle de Maxwell [91]. Ce modèle permet de déterminer la conductivité pour une faible concentration de particules et des particules sphériques micrométriques.

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{k_p + 2k_f + 2\left(k_p - k_f\right)\phi}{k_p + 2k_b - \left(k_p - k_b\right)\phi} \tag{2.30}$$

avec k_{eff} la conductivité effective, k_f, la conductivité du fluide, k_p la conductivité de la particule et ϕ la concentration volumique.

En 1935, Bruggeman et al. [21] développent un nouveau modèle homogène de conductivité effective pour des particules sphériques. La différence avec le modèle de Maxwell, c'est sur la limitation de la concentration volumique de particules.

$$\phi\left(\frac{k_p - k_{eff}}{k_p + 2k_{eff}}\right) + (1-\phi)\left(\frac{k_f - k_{eff}}{k_f + 2k_{\text{eff}}}\right) = 0 \tag{2.31}$$

Ensuite Hamilton et Crosser modifient le modèle de Maxwell pour des particules non-sphériques grâce à un facteur de forme n :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{k_p + (n-1)\cdot\phi\cdot\left(k_f - k_p\right)}{k_p + (n-1)\cdot k_f + \phi\cdot\left(k_f - k_p\right)} \tag{2.32}$$

avec n :

$$n = \frac{3}{\Psi}$$

Ψ est la sphéricité de la particule, définie comme le rapport entre la surface d'une sphère de volume égale à celui de la particule et la surface de la particule.

Ces trois modèles théoriques n'ont pas réussi à prédire la conductivité effective des nanofluides, car ils ne prennent pas en compte : la taille des particules, les mouvements browniens, les agglomérations et les phénomènes d'interactions particules-fluides.

Un des derniers modèles théoriques est le modèle de Yu et al. [138] :

$$k_{pe} = \frac{\left[2(1-\gamma) + (1+\chi)^3(1+2\gamma)\right]\gamma}{-(1-\gamma) + (1+\chi)^3(1+2\gamma)}k_p \tag{2.33}$$

Ce modèle s'appuie sur le modèle de Maxwell, mais introduit une notion de nano-couche autour des particules. Cette nano-couche modifierait la conductivité des particules. L'équation 2.33 traduit la nouvelle conductivité thermique des particules avec γ qui est le rapport entre la conductivité de cette couche et la conductivité de la particule puis χ le rapport entre l'épaisseur de cette couche et le rayon de la particule. L'équation 2.33 qui est l'expression de la conductivité de cette nouvelle particule est introduite dans l'équation 2.30 :

$$k_{nf} = \frac{k_{pe} + 2k_f + 2\left(k_{pe} - k_f\right)(1+\chi)^3\phi}{k_{pe} + 2k_{bf} - \left(k_{pe} - k_f\right)(1+\chi)^3\phi}k_f \tag{2.34}$$

D'autres modèles de conductivité thermique existent, mais s'appuient sur les modèles précédents en ajoutant la diffusion brownienne comme le modèle de Koo et al. [72] :

$$\begin{aligned} k_{nf} = & \frac{k_p + 2k_f - 2\left(k_f - k_p\right)\phi}{k_p + 2k_f + \left(k_f - k_p\right)\phi} k_f + 5 \times 10^4 \beta \phi \rho_f C_{pf} \\ & \times \sqrt{\frac{\kappa T}{\rho_p d_p}} f(T, \phi) \\ & f(T, \phi) = (-6.04\phi + 0.4705)\, T + (1722.3\phi - 134.63) \end{aligned} \tag{2.35}$$

Ce modèle s'inspire du modèle de Maxwell mais ajoute d'autres termes qui sont fonctions des mouvements browniens. Les nouveaux modèles reposent sur une explication de l'augmentation de la conductivité plus dynamique. Les mouvements browniens, les collisions et une micro-convection induits par les particules.

Comme par exemple le modèle de Jang et al. [67] :

$$k_{nf} = k_f(1-\phi) + \beta_1 k_p \phi + C_1 \frac{d_f}{d_p} k_f \, \mathrm{Re}_{d_p}^2 \, \mathrm{Pr} \, \phi \tag{2.36}$$

Ce modèle est divisé en 3 termes : la diffusion thermique dans le fluide, la collision entre nanoparticules et l'interaction molécules-particules. Ce modèle prend en compte la concentration, la taille des particules et la température.

Prasher et al. [115] ont choisi le modèle de Maxwell pour expliquer l'augmentation de la conductivité lorsque que les particules sont grandes et ils ont ajouté d'autres termes qui caractérisent les nanoparticules. Le terme $ARe^m Pr^{0.333}\phi$ est fonction des mouvements browniens.

$$\frac{k}{k_f} = (1 + ARe^m Pr^{0.333}\phi) \left[\frac{(1+2\alpha) + 2\phi(1-\alpha)}{(1+2\alpha) - \phi(1-\alpha)} \right] \tag{2.37}$$

D'autres modèles de conductivité sont développés à partir du théorème Pi comme le modèle de Chong et al. [33] ou le modèle de Corcione [37] :

$$k_{nf} = (1 + 4.4 Re_p^{0.4} Pr_f^{0.66} (\frac{T}{T_{fr}})^{10} (\frac{k_s}{k_f})^{0.03} \phi^{0.66}) \tag{2.38}$$

Ces modèles empiriques utilisent une grande quantité de données expérimentales pour ajuster leurs coefficients ou exposants. Il faut prêter attention à leurs domaines de validité. Pour le modèle de Corcione, la taille des nanoparticules est comprise entre 10 et 150 nm pour une concentration entre 0.002 et 0.09 et pour une gamme de température entre 294 K et 324 K.

En conclusion, on peut dire que la conductivité thermique dépend de plusieurs paramètres comme la concentration, la taille, la conductivité des particules, la température et la nature du fluide. Les modèles sont donc dépendants de ces paramètres et sont exprimés par l'intermédiaire de la diffusion brownienne. Une majorité des expériences confirme l'augmentation de la conductivité thermique et montre l'influence de la concentration volumique, de la taille, de la stabilité ... Par contre l'ensemble des expériences publiées dans la littérature rend plus difficile la compréhension physique de l'augmentation de la conductivité, car de trop nombreux paramètres liés à

la stabilité de la solution et de la technique de mesure peuvent fausser les résultats. Aujourd'hui, une étude théorique sur le sujet de la conductivité thermique dans les nanofluides est requise afin de mieux comprendre l'origine physique de cette augmentation. De plus, une technique de mesure et un protocole robuste permettraient d'avoir des résultats plus fiables pour une meilleure interprétation des résultats.

2.3. Les différentes approches numériques

Dans la littérature, plusieurs approches numériques existent afin de modéliser la convection avec des nanofluides. Il existe trois grandes catégories : le modèle monophasique et pseudo-diphasique, le modèle diphasique et une approche dite Euler-Lagrange. Chacun de ces modèles sera décrit de manière succincte ci-dessous.

2.3.1. Monophasique

Tout d'abord, le modèle monophasique est le premier modèle développé qui a montré ses avantages et ses faiblesses. Le modèle monophasique ressemble en tout point à un modèle classique homogène. C'est un modèle facile à mettre en place mais qui repose uniquement sur les modèles effectifs de viscosité et de conductivité. Ce modèle suppose une répartition homogène des particules dans l'écoulement. Les particules seraient facilement convectées et entrainées par le fluide grâce à la taille nanométrique des particules. Le modèle monophasique est décrit par un système à trois équations :

L'équation de continuité :

$$\nabla . v = 0 \tag{2.39}$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho_{0,eff}\left(\frac{\partial v}{\partial t} + v.\nabla v\right) = -\nabla p + \mu_{eff}\nabla^2 v + \rho(T)g \tag{2.40}$$

L'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho_{0,eff}C_{p,eff}\left(\frac{\partial T}{\partial t} + v.\nabla T\right) = k_{eff}\nabla^2 T \tag{2.41}$$

avec $_{eff}$ qui désigne effectif et ρ, C_p, μ et k qui sont la masse volumique, la capacité calorifique, la viscosité dynamique et la conductivité du nanofluide. p, T et v sont le champ de pression, de température et de vitesse.

Les résultats obtenus sont donc dépendants des modèles de viscosité et de conductivité. Sachant qu'aujourd'hui aucun modèle de viscosité ou de conductivité ne représente parfaitement la réalité. R.Mansour et al. [88] ont montré les conséquences du choix des modèles effectifs sur les transferts de chaleur et les caractéristiques de l'écoulement. Donc l'utilisation d'un modèle monophasique n'est pas viable.

Le modèle pseudo-diphasique est le modèle de Buongiorno [22]. Ce modèle s'appuie sur un système de quatre équations :

L'équation de continuité :

$$\nabla . v = 0 \tag{2.42}$$

L'équation de conservation des nanoparticules

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + v.\nabla \phi = \nabla . j_p = \nabla . \left(D_B \nabla \phi + D_T \frac{\nabla T}{T} \right) \tag{2.43}$$

L'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v.\nabla v \right) = -\nabla P + \nabla .(2\mu D) \tag{2.44}$$

avec D le tenseur des déformations.

Et l'équation de la conservation l'énergie :

$$\rho C_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v.\nabla T \right) = -\nabla .q + h_p \nabla . j_p \tag{2.45}$$

avec q le flux de chaleur due à la conduction et à la diffusion de nanoparticules, h_p l'enthalpie spécifique des nanoparticules.

La particularité de ce modèle est que l'équation de l'énergie est fonction du champ de nanoparticules grâce à la diffusion brownienne et à la thermophorèse. D'après l'article Buongiorno [22] les coefficients de diffusion des nanoparticules étant très faible l'apport d'énergie due aux particules dans l'équation 2.45 est négligeable. Pourtant, plusieurs études numériques utilisent ce modèle pour simuler la convection des nanofluides. [29, 38, 61, 52, 62].

2.3.2. Diphasique

Il existe trois modèles de diphasique pour simuler la convection de nanofluide. On a le modèle « Mixture », le modèle Euler-Euler et le modèle utilisant la technique Volume Of Fluid (VOF).

La particularité du modèle dit « Mixture » est qu'une seule composante de vitesse est résolue pour le mélange fluide-particules. Les vitesses des phases sont déduites à partir des équations d'équilibre. La première phase influence la deuxième phase grâce aux forces de traînée et à la turbulence. La deuxième phase influence à son tour la première phase par une réduction de la quantité de mouvement.

Ce modèle impose plusieurs hypothèses et utilise le système d'équations :

L'équation de continuité :

$$\nabla \cdot \left(\rho_{nf} v_{nf} \right) = 0 \tag{2.46}$$

avec :

$$v_{nf} = \frac{\sum_{k=1}^{n} \phi_k \rho_k v_k}{\rho_{nf}} \tag{2.47}$$

où $\sum_{k=1}^{n}$ représente la somme sur le nombre de phases.
L'équation de quantité de mouvement :

$$\nabla \cdot \left(\rho_{nf} v_{nf} v_{nf}\right) = -\nabla P_{nf} + \nabla \cdot \left[\mu_{nf} \nabla v\right] + \rho_{nf} g + \nabla \cdot \left(\sum_{k=1}^{n} \varphi_k \rho_k v_{dr,k} v_{dr,k}\right) \tag{2.48}$$

avec $v_{dr,k}$ qui correspond à la vitesse de glissement et elle s'écrit :

$$v_{dr,k} = v_{pf} - \frac{\sum_{k=1}^{n} \phi_k \rho_k v_{fk}}{\rho_{nf}} \tag{2.49}$$

et v_{pf} est la vitesse relative :

$$v_{pf} = v_p - v_f = \frac{\rho_p d_p^2}{18 \mu_f f_{drag}} \frac{\left(\rho_p - \rho_{nf}\right)}{\rho_p} \tag{2.50}$$

Les indices $_p$ et $_f$ désignent les particules et le fluide.
L'équation de l'énergie

$$\nabla \cdot \left(\varphi_k v_k \left(\rho_k h_k + P\right)\right) = \nabla \cdot \left(k_{nf} \nabla T - c_p \rho_{nf} \overline{vt}\right) \tag{2.51}$$

et l'équation de la fraction volumique :

$$\nabla \cdot \left(\varphi_p \rho_p v_{nf}\right) = -\nabla \cdot \left(\varphi_p \rho_p v_{dr,p}\right) \tag{2.52}$$

Dans la littérature, on trouve quelques simulations numériques réalisées avec le modèle de « mixture » [109, 78, 124] comme par exemple Pakravan et al. [109]. Dans cette étude, ils ont pris en compte les mouvements browniens et la thermophorèse dans le calcul de la vitesse. Deux résultats importants sont montrés : une diminution des échanges de chaleur en augmentant la concentration ou la taille des particules et une répartition non-homogène des particules. L'inconvénient de ce modèle diphasique est qu'il dépend des modèles effectifs de viscosité et conductivité sachant que les particules ne sont pas réparties de manière homogène.

Une dernière méthode diphasique peut être utilisée, c'est le modèle Euler-Euler. Cette méthode correspond à un système d'équations diphasiques classiques avec en plus des termes sources représentants les échanges entre fluide-particules. Pour ce faire, on fait l'hypothèse que la pression est partagée par les deux phases.
Le système d'équations est décrit ci-dessous :

L'équation de continuité pour les deux phases :

$$\nabla.(\rho_f v_f) = 0 \tag{2.53}$$
$$\nabla.(\rho_p v_p) = 0 \tag{2.54}$$
$$\phi_p + \phi_f = 1 \tag{2.55}$$
$$\tag{2.56}$$

l'équation de conservation de la quantité de mouvement :

$$\nabla.(\rho_f \phi_f v_f v_f) = -\nabla P + \nabla.(2\phi_f \mu_f D) + f \tag{2.57}$$
$$\nabla.(\rho_p \phi_p v_p v_p) = -\nabla P + \nabla.(2\phi_p \mu_p D) + f \tag{2.58}$$
$$\tag{2.59}$$

avec f est un terme source qui représente les forces volumiques appliquées sur les particules et le fluide.

et l'équation de l'énergie :

$$\nabla.(\phi_f \rho_f C_{p,f} v_f T_f) = \nabla.(\phi_f k_f \nabla T_f) - h_v(T_f - T_p) \tag{2.60}$$
$$\nabla.(\phi_p \rho_p C_{p_p} v_p T_p) = \nabla.(\phi_p k_p \nabla T_p) + h_v(T_f - T_p) \tag{2.61}$$

La méthode Euler-Euler a peu été utilisée. On trouve quelques travaux sur le sujet comme celui de Kalteh et al. [70]. Ils ont montré une augmentation des transferts de chaleur avec la diminution de la taille des particules et l'augmentation de la concentration volumique de particules. De plus, la distribution des nanoparticules reste uniforme dans l'écoulement. L'avantage de cette méthode est que les propriétés thermophysiques ne sont pas dépendantes d'un modèle effectif. Cependant, l'inconvénient est qu'il faut déterminer une viscosité pour la phase particule. Kalteh et al. [70] ont choisi d'approximer la viscosité de la phase solide en comparant la chute de pression et des échanges de chaleur d'un fluide hautement dilué par rapport à l'eau pure. Ils déterminent la valeur de la viscosité de la phase solide pour que la pression et les échanges de chaleur correspondent à ceux de l'eau pur,

Le dernier modèle Euler est le modèle VOF. Ce modèle utilise la technique Volume Of Fluid qui permet d'advecter une phase sans la diffuser. Cette méthode d'advection est généralement utilisée pour simuler un écoulement multiphasique de fluides non-miscibles ou un écoulement avec des tensions de surface. Donc la méthode VOF n'est pas adaptée pour simuler la convection d'un nanofluide, car la diffusion joue un rôle très important pour les transferts de chaleur.

2.3.3. Euler-Lagrange

Le dernier modèle numérique est le modèle dit Euler-Lagrange. Ce modèle consiste à simuler le fluide de manière Eulerienne, les particules sont alors suivies une à une.

Différents types de couplage existent entre le fluide et les particules. Comme par exemple ce que l'on appelle le « Two-Way Coupling ». Ce couplage implique des interactions bi-directionnelles entre le fluide et les particules. Il est naturel de penser au modèle d'Euler-Lagrange car ce modèle est le plus proche de la réalité. Mais à cause de la petite taille des particules, le nombre de particules à suivre est beaucoup trop important. Par exemple pour une concentration volumique de 1% et une taille de 10 nm, le nombre de particules est égale à :

$$N_{particule} = \frac{\phi V}{\frac{4}{3}\pi R^3} \approx 10^{24} V \tag{2.62}$$

avec V le volume du domaine.

On a alors plusieurs milliards de nanoparticules à suivre numériquement ce qui est impossible car les ressources sont limitées. Il faut donc diminuer le nombre de particules à simuler. Pour cela, il existe deux solutions possibles : diminuer le volume pour faire des simulations type microfluidique [123] ou simuler des particules numériques représentant des milliers de particules réelles. Le logiciel commercial Ansys Fluent dispose d'un solver Discrete-phase Model (DPM) qui permet de faire des simulations Two-Way Coupling [117, 120, 44].

Ce modèle Euler-Lagrange est décrit par le système d'équations suivant :

L'équation de continuité :

$$\nabla \cdot v = 0 \tag{2.63}$$

L'équation de quantité de mouvement :

$$\rho \frac{Dv}{Dt} = -\nabla P + \mu \nabla^2 v + S_v \tag{2.64}$$

Et l'équation de l'énergie :

$$\rho C_p \frac{DT}{Dt} = k \nabla^2 T + S_h \tag{2.65}$$

Avec $\frac{D}{Dt}$ la dérivé particulaire et S_v, S_h sont respectivement les termes sources pour la quantité de mouvement et de l'énergie. Les termes S_v et S_h représentent le transfert de quantité de mouvement et d'énergie entre le fluide et les nanoparticules. Ils sont définis par le bilan des forces et des énergies dans l'écoulement. On exprime S_v et S_h :

$$S_v = \sum_p \frac{m_p}{\delta V} \frac{dV_p}{dt} \tag{2.66}$$

$$S_h = \sum_p \frac{m_p}{\delta V} c_p \frac{dT_p}{dt} \tag{2.67}$$

avec δV le volume de la cellule, m_p la masse de la particule et c_p la capacité calorifique des nanoparticules.

Les forces généralement prises en compte pour le bilan des forces de l'équation 2.66

sont : la trainée, la flottabilité, les mouvements browniens ... Concernant l'équation 2.67, on applique la première loi de la thermodynamique.

Cette méthode de modélisation demande une bonne connaissance théorique des forces prépondérantes appliquées sur les particules. De plus, des problèmes de modélisation se pose car quelle masse volumique ou capacité calorifique doit-on appliquer sur la particule numérique ? Que vaut le terme $\frac{dT_p}{dt}$ car la température des particules est instantanément en équilibre avec le fluide ? Comment bien définir les conditions aux limites pour les nanoparticules ?

Quelques simulations numériques ont été réalisées [123, 117, 120, 44] sur le sujet et le principal résultat constaté est la distribution non-homogène des particules dans l'écoulement.

Au vu des modèles et résultats précédents, le modèle de Buongiorno [22] a attiré notre attention. C'est un modèle qui décrit le comportement des nanoparticules par le biais d'une équation de conservation. Cette équation est fonction de la diffusion brownienne et de la thermophorèse. De plus, dans l'équation de l'énergie on retrouve l'impact des particules. Par contre, la viscosité et la conductivité sont fonction des modèles effectifs. D'autre part, on retrouve plusieurs études numériques utilisant ce modèle dans la littérature montrant des résultats intéressants.

3. Simulations numériques

Sommaire

3.1. Description du modèle et des objectifs 48
3.2. Équations dimensionnelles et conditions aux limites 49
3.2.1. Conservation de la masse 49
3.2.2. Conservation de la quantité de mouvement 49
3.2.3. Conservation des nanoparticules 50
3.2.4. Conservation de l'énergie 51
3.2.5. Conditions aux limites 51
3.3. Équations adimensionnelles 52
3.3.1. Choix des grandeurs de référence 52
3.3.2. Système d'équations adimensionnées 53
3.4. Présentation logiciel Basilisk 54
3.5. Validation du modèle numérique 54
3.5.1. Le nombre de Nusselt 55
3.5.2. Convection naturelle 56
3.5.3. Convection nanofluide 58
3.6. Résultats 60
3.7. Conclusion et perspectives 64

3.1. Description du modèle et des objectifs

Le modèle utilisé pour notre étude est le modèle de Buongiorno [22]. Le modèle de Buongiorno se décrit avec un système de quatre équations : la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et d'un champ scalaire de nanoparticules. Ce modèle est un modèle pseudo-diphasique qui a la particularité d'être constitué d'une équation d'advection-diffusion d'un champ scalaire « passif ». Ce champ représente les nanoparticules ayant un impact direct sur l'équation de l'énergie. L'équation de l'énergie est alors fonction de la chaleur transportée par ces nanoparticules. Pour l'équation de la quantité de mouvement, la présence des nanoparticules est comprise dans la viscosité. Les nanoparticules sont advectées par le fluide et diffusées par les mouvements browniens et la thermophorèse. Ce sont ces deux mécanismes qui seraient responsables de l'augmentation des transferts de chaleur. Le modèle de Buongiorno comme dans son article décrit un phénomène de convection forcé. On a alors adapté le modèle pour de la convection naturelle. De plus, la viscosité et la conductivité sont fonction de la concentration de nanoparticules et

de la variation spatiale de température. Dans l'article de Buongiorno [22], il démontre que l'influence des termes de diffusion de nanoparticules dans l'équation de l'énergie sont négligeables par rapport à la diffusion thermique ce qui reviendrait à simuler une convection classique sans nanoparticules. Pourtant, plusieurs articles montrent des résultats allants dans le sens contraire [61, 1, 62, 39]. L'objectif de cette étude est de tester le modèle de Buongiorno afin de mieux comprendre ses limites. Nous allons vérifier si le champ scalaire de nanoparticules a bien un impact sur l'équation de l'énergie et sur la quantité de mouvement.

3.2. Équations dimensionnelles et conditions aux limites

3.2.1. Conservation de la masse

L'équation de conservation de la masse pour l'ensemble du fluide est :

$$\frac{\partial \rho_{nf}}{\partial t} + \nabla.(\rho_{nf} v) = 0 \tag{3.1}$$

Nous pouvons réduire l'équation de la conservation de la masse à l'équation dite de continuité car nous faisons l'hypothèse d'un fluide incompressible.

$$\nabla.v = 0 \tag{3.2}$$

3.2.2. Conservation de la quantité de mouvement

Pour décrire le mouvement convectif d'un fluide chauffé lorsque le champ de vitesse est petit par rapport à la vitesse du son, nous pouvons utiliser les équations de Navier-Stokes compressibles, mais elles sont trop complexes. Les équations de Navier-Stokes incompressibles, en revanche, sont plus simples et permettent de prendre en compte les effets de flottabilité dus à l'échauffement, tout en négligeant la variation temporelle de la densité. Cette approximation est rendue possible par l'approximation de Boussinesq [17], qui permet de prendre en compte les effets de flottabilité tout en filtrant les ondes acoustiques.

Voici l'équation de Navier-Stokes 2D incompressible newtonien :

$$\rho_{nf,0}\,(\partial_t v + v.\nabla v) = -\nabla p + \nabla.(2\mu_{nf} D) + \rho_{nf}(T) g \tag{3.3}$$

avec le champ de vitesse $v = (v_x, v_y)$, p le champ de pression, μ_{nf}(T) la viscosité dynamique, $\rho_{nf,0}$ la masse volumique du nanofluide 2.20 et $\bar{\bar{D}}$ le tenseur des taux de déformation.

$$\bar{\bar{D}} = \frac{\nabla v + \nabla v^t}{2} \tag{3.4}$$

Nous détaillons l'approximation de Boussinesq :

1. La masse volumique du fluide est supposée constante sauf dans le terme source de pesanteur.
2. Dans le terme source de pesanteur, seule l'influence de la température sur la masse volumique est prise en compte, tandis que l'effet de la variation de la pression est négligé.
3. $\rho_{nf}(T) \approx \rho_{nf}(T_0) + \left(\frac{\partial \rho_{nf}}{\partial T}\right)_{P_0}(T - T_0)$.

avec β le coefficient de dilatation thermique à pression constante :

$$\beta = -\frac{1}{\rho_{nf}}\left(\frac{\partial \rho_{nf}}{\partial T}\right)_P \tag{3.5}$$

Pour le coefficient de dilatation on effectue le même raisonnement que pour la capacité calorifique 2.23 :

$$\beta_{nf} = \frac{(1-\phi)(\rho\beta)_f + \phi(\rho\beta)_p}{\rho_{nf}} \tag{3.6}$$

Cette approximation est valide si $\Delta\rho_{nf}(T)/\rho_{nf}(T_0) = \beta\Delta T << 1$

$$\rho_{nf}(T) = \rho_{nf_0}[1 - \beta_{nf}(T - T_0)] \tag{3.7}$$

Dans le cas de l'eau, l'écart admissible de température doit être inférieur à 1,25 °C [58]. Cette contrainte d'écart de température vient de la variation relative de viscosité dynamique, qui n'est pas négligeable et non de la variation de masse volumique. Il est alors possible d'étendre le formalisme et d'augmenter l'écart de température d'environ 10 °C en linéarisant la viscosité dynamique en fonction de la température sans changer l'équation de continuité.

À propos de la viscosité, le modèle récent de Masoumi et al. [90] a été choisi pour son approche physique de la viscosité et qu'il soit fonction de la température et de la taille des particules (équation : 2.27).

Concernant la dépendance de la masse volumique avec la température, nous avons choisi de linéariser directement $\rho_{nf}(T)$ (équation 3.7) car les variations de masse volumique des nanoparticules avec la température sont négligeables contrairement à celle du fluide de base.

3.2.3. Conservation des nanoparticules

Le champ scalaire de nanoparticules est décrit par une équation advection-diffusion :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + v \cdot \nabla\phi = -\frac{1}{\rho_p}\nabla \cdot j_p \tag{3.8}$$

où le flux j_p de nanoparticules est proportionnel à la diffusion brownienne et de thermophorèse :

$$j_p = j_{p,B} + j_{p,T} = -\rho_p D_B \nabla\phi - \rho_p D_T \frac{\nabla T}{T} \tag{3.9}$$

L'équation 3.8 devient :

$$\frac{\partial\phi}{\partial t} + v \cdot \nabla\phi = \nabla \cdot \left[D_B \nabla\phi + D_T \frac{\nabla T}{T} \right] \tag{3.10}$$

3.2.4. Conservation de l'énergie

On néglige dans l'équation de l'énergie, les termes correspondant au travail des forces de pression, l'échauffement visqueux et il n'y a pas d'échauffement interne. L'équation de l'énergie pour un nanofluide en considérant le transport de chaleur des nanoparticules s'écrit (voir [87], chapitre 19.3) :

$$\rho_{nf} C_{p_{nf}} (\partial_t T + u.\nabla T) = \nabla.\left(k_{nf} \nabla T\right) + \rho_p C_{p_p} \left(D_B \nabla\phi.\nabla T + D_T \frac{\nabla T.\nabla T}{T_f} \right) \tag{3.11}$$

avec $C_{p_{nf}}$ (J/kg.K) la capacité calorifique (équation 2.23).

Pour le modèle de conductivité effective k_{nf}, le modèle [37] de Corcione a été choisi (équation 2.38) parce que son modèle est basé sur le théorème de Pi et s'est basé sur un grand nombre de données expérimentales. De plus, il est fonction de la taille des particules, de la température et de la concentration volumique.

3.2.5. Conditions aux limites

On applique les conditions de non glissement et de non pénétration sur le champ de vitesse pour toutes les parois. Les parois latérales sont adiabatiques et on impose une paroi chaude en bas à une température T_h et une paroi froide en haut à une température T_c. Pour le champ scalaire de nanoparticules, on applique une diffusion nulle aux parois.

Pour $x = \pm\frac{H}{2}$ et $-\frac{H}{2} < y < \frac{H}{2}$:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad v_x = 0, \quad v_y = 0, \quad \frac{\partial\phi}{\partial x} = 0 \tag{3.12}$$

pour $y = \frac{H}{2}$ et $-\frac{H}{2} < x < \frac{H}{2}$:

$$T = T_c \text{ avec } T_c < T_h, \quad v_y = 0, \quad v_x = 0, \quad \frac{\partial\phi}{\partial y} = -\frac{D_T}{D_B} \frac{1}{T_f} \frac{\partial T}{\partial y}\bigg|_{y=\frac{H}{2}} \tag{3.13}$$

pour $y = -\frac{H}{2}$ et $-\frac{H}{2} < x < \frac{H}{2}$:

$$T = T_{\mathrm{h}}, \quad v_y = 0, \quad v_x = 0, \quad \frac{\partial \phi}{\partial y} = -\frac{D_T}{D_B}\frac{1}{T_f}\frac{\partial T}{\partial y}\bigg|_{y=-\frac{H}{2}} \tag{3.14}$$

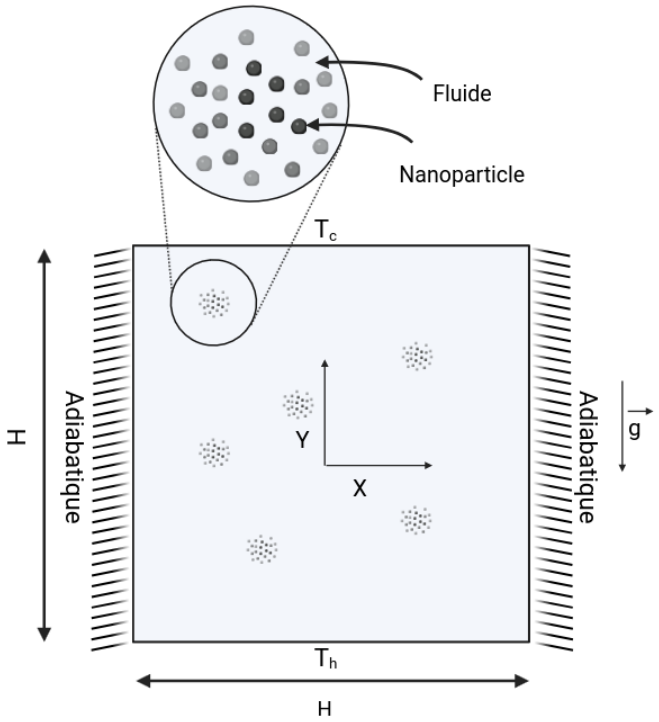


FIGURE 3.1. – Géométrie du domaine

3.3. Équations adimensionnelles

3.3.1. Choix des grandeurs de référence

Pour adimensionner notre système nous avons choisi une unité de longueur basée sur la hauteur H du domaine. La température est adimensionnée avec la différence de température ΔT entre le bas et le haut du domaine. Nous avons utilisé une échelle de vitesse décrite par G. K. Batchelor [7]. La vitesse est proportionnelle aux forces visqueuses compensées par une force de flottabilité. L'échelle de vitesse est proportionnelle à la racine carrée du nombre de Rayleigh.

$$\widetilde{x} = \frac{x}{[L]}, \ \widetilde{v} = \frac{v}{[V]}, \ \widetilde{p} = \frac{p}{\rho_{nf_0}[V]^2}, \ \widetilde{\theta} = \frac{T - T_0}{[\theta]}, \ \widetilde{t} = \frac{t}{[L]/[V]}, \ \Phi = \frac{\phi}{\phi_p} \tag{3.15}$$

$$[L] = H \tag{3.16}$$

$$[\theta] = \Delta T = T_{\mathrm{h}} - T_{\mathrm{c}} \tag{3.17}$$

$$[V] = \frac{\kappa_{nf}}{H}\sqrt{\frac{g\beta_{nf}\Delta T H^3}{\nu_{nf}\kappa_{nf}}} = \frac{\kappa_{nf}}{H}\sqrt{Ra_{nf}} \tag{3.18}$$

La vitesse caractéristique est obtenue en réalisant une analyse dimensionelle.

$$Ra_{nf} = \frac{g\beta_{nf}\Delta T H^3}{\nu_{nf}\kappa_{nf}} \tag{3.19}$$

Ra_{nf} est le nombre de Rayleigh. Ce nombre sans dimension et permet de déterminer le mode de transfert de chaleur dans un milieu. Pour une valeur inférieure au Rayleigh dit critique le transfert est conductif sinon il est convectif. Ce nombre caractérise la stabilité du système. Le numérateur représente les forces déstabilisantes et le dénominateur les forces dissipatives ou stabilisantes.

3.3.2. Système d'équations adimensionnées

En adimensionnant nos équations de conservation, on obtient le système suivant :

$$\widetilde{\nabla}.\widetilde{v} = 0 \tag{3.20}$$

$$\partial_t \widetilde{v} + \widetilde{v}.\widetilde{\nabla}\widetilde{v} = -\widetilde{\nabla}\widetilde{p} + \frac{Pr_{nf}}{\sqrt{Ra_{nf}}}\widetilde{\nabla}.(\widetilde{\nu}(\theta)\widetilde{D}) + Pr_{nf}\widetilde{\theta} \tag{3.21}$$

$$\partial_t \widetilde{\theta} + \widetilde{v}.\widetilde{\nabla}\widetilde{\theta} = \frac{\widetilde{\nabla}.(\widetilde{k}(\widetilde{\theta})\widetilde{\nabla}\widetilde{\theta})}{\sqrt{Ra_{nf}}} + \frac{\tau\widetilde{\nabla}\Phi.\widetilde{\nabla}\widetilde{\theta}}{Le_{nf}\sqrt{Ra_{nf}}} + \frac{\tau S_T\widetilde{\nabla}\widetilde{\theta}.\widetilde{\nabla}\widetilde{\theta}}{\sqrt{Ra_{nf}}} \tag{3.22}$$

$$\partial_t \widetilde{\Phi} + \widetilde{v}.\widetilde{\nabla}\widetilde{\Phi} = \frac{1}{\sqrt{Ra_{nf}}}\left(\frac{\widetilde{\nabla}^2\Phi}{Le_{nf}} + S_T\widetilde{\nabla}^2\widetilde{\theta}\right) \tag{3.23}$$

avec :

$$Pr_{nf} = \frac{\nu_{nf}}{\kappa_{nf}} \tag{3.24}$$

Le nombre de Prandtl Pr_{nf} désigne le rapport entre la dissipation de quantité de mouvement et la dissipation thermique.

$$Le_{nf} = \frac{k_{nf}}{\rho_{nf}C_{p_{nf}}D_B} \tag{3.25}$$

Le nombre de Lewis Le_{nf} correspond au rapport de la diffusion thermique avec la diffusion brownienne des nanopoarticules.

$$S_T = \frac{D_T \Delta T}{\kappa_{nf} T_0 \phi_0} \tag{3.26}$$

Le nombre S_T que l'on appelle Soret désigne le rapport entre la diffusion thermophorèse et la diffusion thermique.

$$\tau = \frac{\rho_p C_{p_p} \phi_0}{\rho_{nf} C_{p_{nf}}} \tag{3.27}$$

Le dernier nombre sans dimension τ correspond à la capacité calorifique des nanoparticules divisée par la capacité calorifique du nanofluide.

3.4. Présentation logiciel Basilisk

Le logiciel Basilisk a été choisi pour notre étude, car c'est un logiciel de "computational fluid dynamics" (CFD) libre qui est développé à l'Institut Jean Le Rond ∂'Alembert et qui permet d'utiliser un maillage adaptatif [114]. De plus, le logiciel a été plusieurs fois utilisé pour simuler la convection naturelle de type Rayleigh-Bénard [27, 26, 28, 133, 77]. Ce logiciel est écrit en langage C et utilise la technique des volumes finis. Le logiciel contient déjà des fonctions prédéfinies qui peuvent être assemblés afin de résoudre des équations différentielles, dont l'équation de Navier-Stokes. La partie advection est discrétisée avec le schéma Bell-Colella-Glaz [10] et le terme visqueux de manière implicite. Un schéma de correction de la pression pour le couplage vitesse-pression est codé avec une précision globale de deuxième ordre. Le champ de vitesse et les champs scalaires sont discrétisés de manière centrée. Dans cette étude, nous utilisons un maillage cartésien adaptatif dont le maillage se raffine en fonction de l'erreur absolue sur le champ de vitesse et le champ de température. L'équation de Navier-Stokes est donc discrétisée de manière centrée avec une boucle temporelle qui respecte la condition de Courant–Friedrichs–Lewy (CFL). Pour accélérer les calculs, les fonctions prédéfinies de Basilisk utilisent les modèles de parallélisme à mémoire partagée (OpenMP) et à mémoire distribuée (MPI). Tous les détails du code sont accessibles en ligne (`http://www.basilisk.fr/sandbox/Vierron/Nanofluid-convection/nanofluid.c`). Le fluide est initialisé avec un bruit sur le champ de vitesse afin d'accélerer le déclenchement de l'instabilité, un champ de température linéaire et champ de nanoparticules homogène. Nous avons pour conditions aux limites des parois latérales adiabatiques et des parois supérieures et inférieures isothermes. Nous appliquons la condition de non-glissement pour le champ de vitesse aux parois. Nos simulations ont été réalisées en 2D avec un rapport d'aspect égal à 1.

3.5. Validation du modèle numérique

Afin de valider notre modèle code, nous avons commencé par faire une convergence en maillage puis simuler la convection naturelle pour un fluide monophasique et

comparer les résultats à des lois d'échelles théoriques. Après cela, nous effectuerons une simulation de la convection en employant un nanofluide, et nous mettrons en parallèle nos résultats avec ceux issus d'expériences.

3.5.1. Le nombre de Nusselt

Pour la suite de notre étude, nous avons besoin d'un nombre adimensionnel permettant de quantifier l'échange de chaleur aux parois. Le nombre de Nusselt mesure le rapport entre l'énergie transportée par convection et l'énergie qui aurait été transportée par conduction en l'absence de convection. Il mesure donc l'efficacité de la convection thermique dans le système.

On trouve plusieurs définitions du nombre de Nusselt Nu dans la littérature, dont la définition phénoménologique :

$$Nu = \frac{hH}{k_{nf}} \tag{3.28}$$

avec h le coefficient d'échange convectif sachant que le coefficient h est difficile à déterminer.

On s'intéresse alors à l'approche dite mécanique des milieux continus :

$$\rho C_p \partial_t T = \nabla.(\underbrace{-\rho C_p v T + k \nabla T}_{\text{flux total}}) \tag{3.29}$$

Nous appliquons la définition des milieux continus pour un fluide monophasique effectif :

$$Nu_1 = \frac{\rho_{nf} C_{p_{nf}} T v - k_{nf} \nabla T}{k_{nf} \Delta T / H} \tag{3.30}$$

puis pour le modèle de Buongiorno [22] :

$$Nu_2 = \frac{\rho_{nf} C_{p_{nf}} v T - k_{nf} \nabla T + J p C_{p_p} T}{k_{nf} \Delta T / H} \tag{3.31}$$

avec j_p, le flux de nanoparticules et C_{p_p} la capacité calorifique des nanoparticules.

Dans la littérature [1, 11, 102, 54], nous trouvons cette définition du nombre de Nusselt :

$$Nu_3 = \frac{hH}{k_f} \tag{3.32}$$

avec h fonction du nanofluide.

Nous calculons numériquement le nombre de Nusselt en posant :

$$\mathrm{Nu} \equiv \frac{\langle v\ \mathrm{T} \rangle_\mathrm{x} - k \langle \partial_y \mathrm{T} \rangle_\mathrm{x}}{k \Delta \mathrm{T} / H} \tag{3.33}$$

avec $\langle \rangle_\mathrm{x}$ correspondant à la moyenne spatial sur une ligne, soit l'intégrale le long

d'une frontière :

$$\langle \phi \rangle_{\mathrm{x}}(y,t) \equiv \frac{\int \phi(x,y,t)\mathrm{dx}}{L_x} \tag{3.34}$$

De ce fait nous posons alors nos deux premières définitions de Nusselt fonction des variables adimensionnées choisies précédement (équation 3.15) :

$$Nu_1(y,t) = \sqrt{Ra}\langle v\,\theta \rangle_{\mathrm{x}} - \langle \partial_{\mathrm{y}}\theta \rangle_{\mathrm{x}} \tag{3.35}$$

$$Nu_2(y,t) = \sqrt{Ra}\langle v\,\theta \rangle_{\mathrm{x}} - \langle \partial_{\mathrm{y}}\theta \rangle_{\mathrm{x}} - \frac{\tau}{Le_{nf}\Delta T}\langle \partial_y \phi \rangle_{\mathrm{x}} - \frac{\tau\, St}{\Delta T}\langle \partial_y \theta \rangle_{\mathrm{x}} \tag{3.36}$$

Concernant la définition du nombre de Nusselt issu de la littérature nous détaillons leur démonstration :

$$Nu_3 = \frac{hH}{k_f} \tag{3.37}$$

Le coefficient d'échange de chaleur est exprimé par :

$$h = \frac{q_w}{T_h - T_c} \tag{3.38}$$

L'expression de la conductivité thermique du nanofluide est donnée par :

$$k_{nf} = \frac{-q_w}{\frac{\partial T}{\partial y}} \tag{3.39}$$

En insérant cette équation dans l'expression de Nusselt, on obtient :

$$Nu_3 = -\left(\frac{k_{nf}}{k_f}\right)\frac{\partial T}{\partial y}\frac{H}{\Delta T} \tag{3.40}$$

Finalement, le nombre de Nusselt moyenné sur une paroi est égale à :

$$Nu_3(y,t) = -\frac{k_{nf}}{k_f}\langle \partial_y \theta \rangle_{\mathrm{x}} \tag{3.41}$$

3.5.2. Convection naturelle

Pour valider notre code, nous avons réalisé une convergence en maillage et comparé avec les résultats issus de la littérature. Le tableau 3.1 représente une convergence en maillage dans un domaine carré contenant de l'air. Pour notre convergence, on a fait varier le maillage et regarder comment les composantes du champ de vitesses changent et le nombre de Nusselt le long de la paroi inférieure.

On remarque que les valeurs ne changent pas grandement avec le maillage. Nous choisissons de prendre un maillage de 256^2 car les variables ne varient que très légèrement et nous avons suffisamment de points dans la couche limite.

H	Pr	Ra	Mesh	$v_{x\max}$	$v_{y_{\max}}$	$Nu_{\tilde{y}=-0.5}$	Temps(s)	Grid
1	0,71	10^5	1024^2					
			512^2	0.2918	0.3135	3.908558	4465.76	34429
			256^2	0.2905	0.3155	3.907449	2889.97	28108
			128^2	0.2922	0.3131	3.909912	1034.01	13279
			64^2	0.2921	0.3162	3.915612	293.888	3895

TABLEAU 3.1. – Convergence en maillage.

La taille de la maille étant fixée, nos résultats de simulation sont comparés avec ceux de la littérature. Les résultats sont présentés dans le tableau 3.2.

Ra	Notre étude	Ouertatani et al. [108]	Turan et al. [132]	Bouabdallah et al. [16]	Correlation [63]
10^3	1.000	1.000	1.000	1.000	-
10^4	2.154	2.158	2.154	2.2	2.400
10^5	3.907	3.91	3.907	3.9	4.190
10^6	6.303	6.309	6.636	6.4	8.269

TABLEAU 3.2. – Comparaison du nombre de Nusselt de notre étude avec la littérature (Pr = 0,71, H = 1).

Nos résultats sont cohérents car nous retrouvons presque les mêmes valeurs de Nusselt et pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh. Seuls ceux de la corrélation [63] semblent s'écarter légèrement.

Afin de confirmer notre code et notre choix de maillage, nous avons choisi d'agrandir le domaine de simulation tout en gardant la même taille de maille et de vérifier la loi d'échelle liant le Nusselt à la vigueur de la convection représentée par le nombre de Rayleigh [59]. Pour les deux figures ci-dessous, le domaine est un rectangle. La figure 3.2 représente nos résultats numériques. Nous avons obtenue numériquement la valeur de 0,3 pour l'exposant du nombre de Rayleigh dans le cas de l'eau. La figure 3.3 contient des données expérimentales pour une gamme de nombre de Rayleigh plus large et pour laquelle le comportement asymptotique de la loi d'échelle est mieux atteint. On remarque que nos résultats numériques respectent la loi d'échelle théorique, ce qui valide notre code et notre maillage.

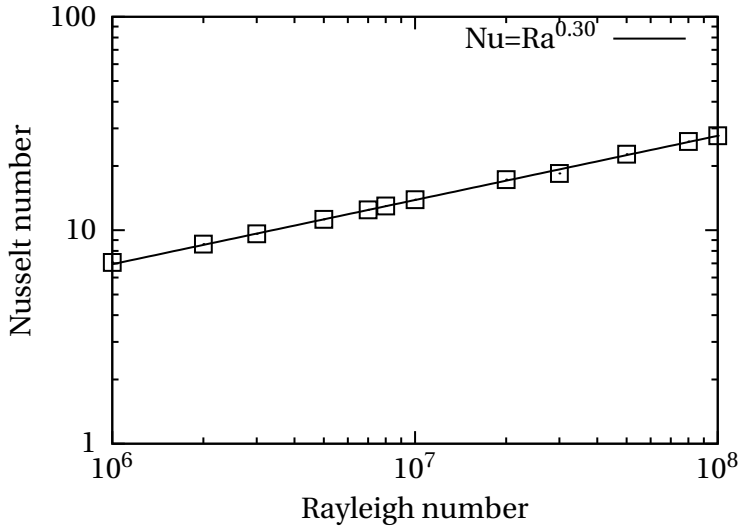


FIGURE 3.2. – Nos données numériques Pr = 6,5

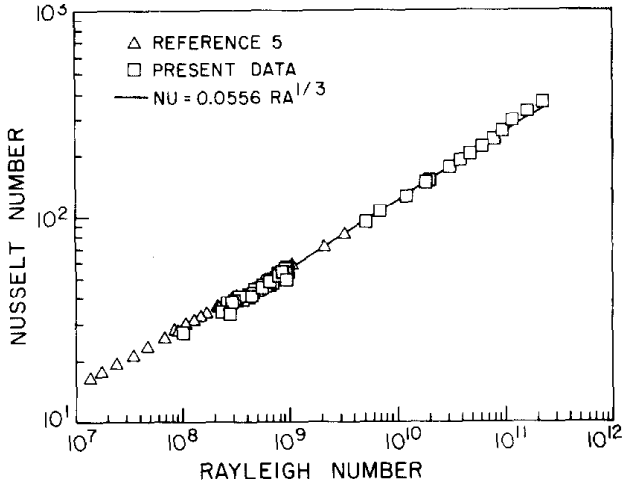


FIG. 1. Nusselt number as a function of Rayleigh number.

FIGURE 3.3. – Données expérimentales pour Pr ≈ 6,5 de Goldstein et al. 1990 [56].

3.5.3. Convection nanofluide

Après avoir validé notre code pour la convection naturelle. Nous allons pouvoir simuler la convection avec un nanofluide. Pour comparer, nous sélectionnons des résultats expérimentaux issus de la littérature [30, 116].

Chang et al. [30] ont réalisés une étude expérimentale dans une cavité cylindrique ayant un diamètre de 152 mm et une hauteur de 4 mm. Le nanofluide utilisé est de l'alumine (Al_2O_3) avec différentes concentrations volumiques (1.31 % et 2.72 %). La taille des nanoparticules mesurée est égale à 250 nm. Les résultats présentés concernent le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh. Nous avons

simulé la convection avec les mêmes particules, tailles et concentrations afin de comparer nos résultats numériques avec leurs résultats expérimentaux.

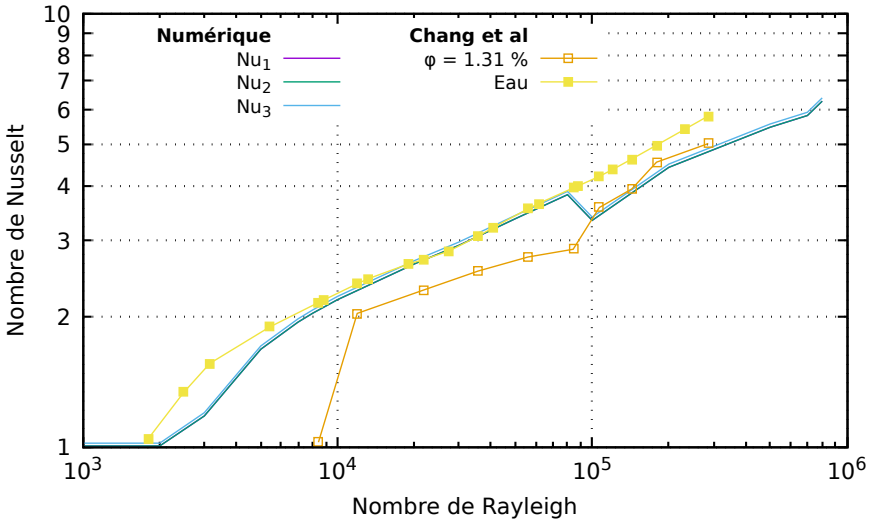


FIGURE 3.4. – Comparaison de nos résultats numériques avec les résultats expérimentaux de Chang et al. [30].

Nous remarquons que trois différentes façons de calculer le nombre de Nusselt donnent le même résultat, les trois courbes se superposent. Cependant, nos simulations se superposent avec les données expérimentales de l'eau et non avec celles du nanofluide sauf pour les nombres de Rayleigh supérieurs à 10^5. La différence entre nos résultats et les résultats expérimentaux peut être causée par de multiples raisons, comme par exemple : une distribution non-uniforme des particules dans la cavité, la sédimentation, l'agrégation des nanoparticules ou la mesure expérimentale des flux...

Au vu de ce premier résultat, nous avons choisi de tester notre code sur une autre étude expérimentale plus récente, celle de Rao et al. [116]. Cette étude expérimentale est basée sur le principe de la mesure d'interférométrie optique. Rao et al. ont travaillé avec de l'Al_2O_3 dilué dans de l'eau à de très faibles concentrations volumiques (0,01 %, 0,02 %, 0,03 % et 0,04 %). Ils ont observé une augmentation du nombre des cellules convectives et un amincissement de la couche limite thermique lors de l'ajout de nanoparticules. Rao et al. pensent que l'ajout de nanoparticules donne un meilleur mélange à l'intérieur de la cavité. Ils ont également observé des oscillations périodiques et quasi-périodiques dans l'écoulement pour les concentrations les plus élevées (0,03 % et 0,04 %). Rao et al. en déduisent que la force de la convection a été augmentée par les nanoparticules, et que l'échange de chaleur a augmenté. Ils ont calculé le coefficient d'échange convectif et le nombre de Nusselt et ont montré une augmentation d'environ 14 % du coefficient de Nusselt, soit 38 % du coefficient d'échange convectif. Ils ont conclu que l'augmentation des échanges de chaleur pouvait s'expliquer par trois mécanismes : une augmentation de la conductivité, une rupture de la couche limite thermique et une augmentation des oscillations et du nombre de structures dans l'écoulement.

La figure ci-dessous représente leurs résultats expérimentaux avec nos résultats numériques pour différents ΔT et différentes concentrations volumiques ϕ.

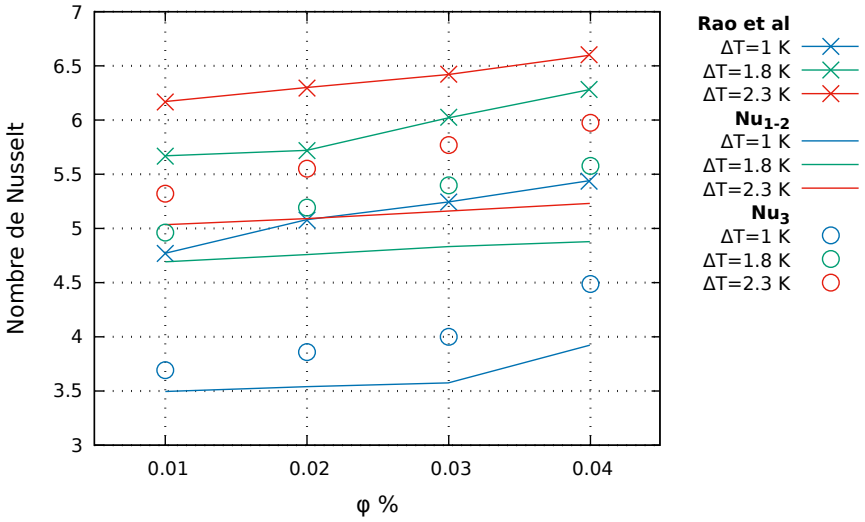


FIGURE 3.5. – Comparaison données expérimentales de Rao et al. [116].

Nous constatons que pour chaque concentration ϕ et chaque différence de température ΔT, nos résultats numériques sous-estiment les valeurs expérimentales d'au moins 20 %. Seul le calcul du nombre de Nusselt numéro trois donne une meilleure estimation des valeurs expérimentales de Nusselt, mais les sous-estime encore.

Aucune de nos deux comparaisons avec les résultats de la littérature n'est satisfaisante. Nous ne pouvons pas confirmer notre code et notre modèle sur la base de ces résultats. Dans ce qui suit, nous verrons comment les résultats de la littérature sont biaisés et quelles sont les lacunes de notre code ou du modèle de Buongiorno [22].

3.6. Résultats

Afin de comprendre pourquoi ce modèle ne donne pas les résultats escomptés, nous avons calculé les variations relatives des grandeurs thermophysiques de notre nanofluide et les avons comparées aux variations relatives des mêmes grandeurs, mais pour le fluide de base (l'eau). Nous nous intéressons ensuite à l'impact des nanoparticules sur l'équation de l'énergie et de la quantité de mouvement.

Dans un premier temps, nous calculons les variations relatives des propriétés thermophysiques du nanofluide (Al_2O_3) et de l'eau pour trois différences de température et deux concentrations volumiques différentes.

Ci-dessous un premier tableau récapitulatif pour une différence de température de 1 K et deux concentrations volumiques différentes :

ϕ (%)	$\frac{\Delta\mu_{nf}(T,\phi)}{\mu_{nf}(T_0)}$	$\frac{\Delta\mu_f(T)}{\mu_f(T_0)}$	$\frac{\Delta k_{nf}(T,\phi)}{k_{nf}(T_0)}$	$\frac{\Delta k_f(T)}{k_f(T_0)}$	$\frac{\Delta\rho_{nf}(T,\phi)}{\rho_{nf}(T0)}$	$\frac{\Delta\rho_f(T)}{\rho_f(T_0)}$
0		0.0245		0.0029		0.0002
1	0.0243		0.0044		0.0002	
3	0.0241		0.0059		0.00021	

TABLEAU 3.3. – Variations des propriétés thermophysiques (Al_2O_3 + Eau) ΔT = 1 K.

Le tableau 3.3 montre que pour une faible différence de température, les variations relatives du nanofluide sont presque égales à celles du fluide pur. Donc simuler l'échauffement d'un fluide pour une faible variation de température revient à simuler les variations d'un fluide pur comme l'eau.

Dans notre étude, nous avons pu appliquer une différence de température de 10 K. Les variations relatives des grandeurs thermophysiques sont présentées dans le tableau 3.4 :

ϕ (%)	$\frac{\Delta\mu_{nf}(T,\phi)}{\mu_{nf}(T_0)}$	$\frac{\Delta\mu_f(T)}{\mu_f(T_0)}$	$\frac{\Delta k_{nf}(T,\phi)}{k_{nf}(T_0)}$	$\frac{\Delta k_f(T)}{k_f(T_0)}$	$\frac{\Delta\rho_{nf}(T,\phi)}{\rho_{nf}(T0)}$	$\frac{\Delta\rho_f(T)}{\rho_f(T_0)}$
0		0.257		0.0280		0.0022
1	0.254		0.0462		0.0021	
3	0.252		0.0639		0.0020	

TABLEAU 3.4. – Variations des propriétés thermophysiques (Al_2O_3 + Eau) ΔT = 10 K.

Nous constatons que pour la viscosité, les variations relatives sont presque égales, mais que pour la conductivité thermique, les variations relatives sont légèrement plus élevées. Nous arrivons aux mêmes conclusions que précédemment.

Nous calculons les mêmes variations, mais pour une différence de température de 60 K. Les modèles de viscosité effective et de conductivité effective seront extrapolés pour illustrer nos propos. L'approximation de Boussinesq et l'extension du domaine de validité par linéarisation de la viscosité ne sont plus valables pour une telle différence de température. Seuls l'approximation des faibles nombres de Mach et un modèle dilatable permettraient d'appliquer cette différence de température [93]. Le tableau 3.5 représente les variations relatives pour les grandeurs thermophysiques du nanofluide et du fluide pur :

ϕ (%)	$\frac{\Delta\mu_{nf}(T,\phi)}{\mu_{nf}(T_0)}$	$\frac{\Delta\mu_f(T)}{\mu_f(T_0)}$	$\frac{\Delta k_{nf}(T,\phi)}{k_{nf}(T_0)}$	$\frac{\Delta k_f(T)}{k_f(T_0)}$	$\frac{\Delta\rho_{nf}(T,\phi)}{\rho_{nf}(T0)}$	$\frac{\Delta\rho_f(T)}{\rho_f(T_0)}$
0		1.85902		0.1191		0.0255
1	1.829		0.4105		0.0245	
3	1.799		0.6959		0.0227	

TABLEAU 3.5. – Variations des propriétés thermophysiques (Al_2O_3 + Eau) ΔT = 60 K.

Nous remarquons que même pour une grande différence de température, la variation relative de la viscosité du nanofluide est égale à celle de l'eau. Par contre, nous

avons un écart non-négligeable pour la variation de la conductivité thermique du nanofluide par rapport à l'eau. Donc utiliser un nanofluide avec des propriétés effectives devient intéressant pour des grands écarts de température, car les variations relatives de conductivité sont plus importantes que pour un fluide pur. L'impact du modèle effectif de conductivité sur l'équation de l'énergie devient non négligeable.

Pour mieux comprendre les résultats obtenus, nous avons tracé la variation de la viscosité en fonction de la température :

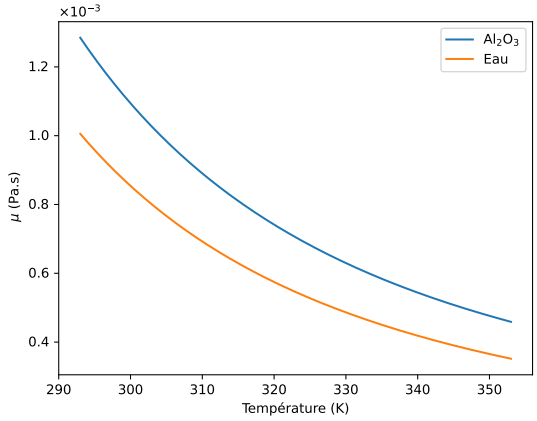


FIGURE 3.6. – Variation de la viscosité μ en fonction de la température pour l'eau et un nanofluide d'Al_2O_3 ($\phi = 3$ %, $d_p = 28$ nm).

Cette figure montre que la variation du modèle de viscosité effective [90] suit de manière similaire les variations de l'eau. Donc peu importe les écarts relatifs de température, les variations relatives seront égales à celles de l'eau. La seule différence est un offset très faible de l'ordre de $2x10^{-4}$ Pa.s.

Nous traçons la courbe de conductivité thermique en fonction de la température :

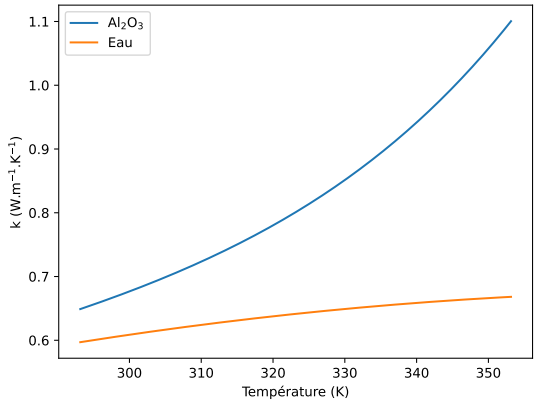


FIGURE 3.7. – Variation de la conductivité k en fonction de la température pour l'eau et un nanofluide d'Al_2O_3 ($\phi = 3$ %, $d_p = 28$ nm).

Nous observons que la conductivité thermique des nanofluides est beaucoup plus importante pour les hautes températures. Donc il est plus intéressant de travailler avec des températures élevées afin d'avoir une conductivité effective importante par rapport au fluide de base. L'enjeu est de trouver un modèle de conductivité pour ces échelles de température. Selon notre modèle limité par une différence de température de 10K, on en conclut que les variations thermophysiques du nanofluide sont quasiment similaires à celles du fluide de base. Donc les variations relatives de la viscosité ou de la conductivité sont du même ordre de grandeur que le fluide de base, mais avec un léger offset qui est négligeable pour la viscosité. Maintenant, qu'en est-il de l'impact des nanoparticules sur l'équation de l'énergie. D'après le modèle de Buongiorno, l'équation de l'énergie est fonction de la diffusion brownienne des particules et de la thermophorèse.

Nous allons étudier l'impact des nanoparticules sur le nombre de Nusselt. La figure 3.8 représente le nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour deux concentrations volumiques ϕ différentes.

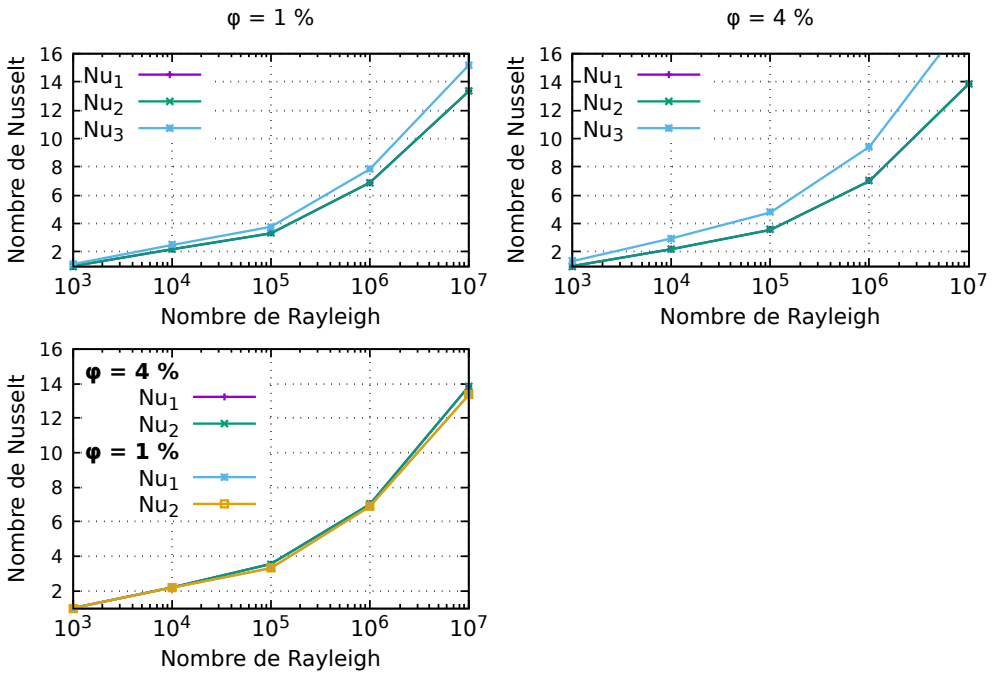


FIGURE 3.8. – Influence du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Rayleigh pour différentes concentrations ϕ.

Nous remarquons que pour les deux concentrations 1 % et 4 %, les courbes se superposent sauf pour le Nusselt numéro 3. Le Nusselt numéro 3 (équation 3.41) correspond à l'expression provenant de la littérature. Nous constatons qu'il est fonction du rapport $\frac{k_{nf}}{k_f}$. Mais cette expression est biaisée, car le nombre de Nusselt est fonction de la conductivité du fluide et non celle du nanofluide dans l'expression 3.37. De plus, imaginons que nous ayons un nanofluide à l'état conductif avec une concentration de

nanoparticules. Le rapport $\frac{k_{nf}}{k_f}$ serait supérieur à 1 et par conséquent le Nusselt selon leurs définitions serait aussi supérieur à 1 à l'état conductif. Lorsque le Nusselt est supérieur à 1, l'état du système est convectif. Cet exemple montre que cette expression fausse les résultats et donne un nombre de Nusselt plus élevé qu'il ne le devrait car il est fonction du rapport $\frac{k_{nf}}{k_f}$. Concernant le Nusselt un et deux, nous obtenons les mêmes résultats alors que le Nusselt numéro 2 est proportionnel au flux de nanoparticules (diffusion brownienne et thermophorèse). Donc les nanoparticules ont un impact négligeable sur l'équation de l'énergie. Calculons l'ordre de grandeur des nombres adimensionnels de notre système d'équations 3.23 pour mieux comprendre l'impact des nanoparticules sur l'équation de l'énergie. Considérons une concentration de 1 % d'Al_2O_3 dans de l'eau pour une température ambiante de 318 K et un diamètre de particule de 13 nm. Nous obtenons : $\mathrm{Le}_{nf} \approx 10^3$, $\mathrm{St} \approx 10^{-4}$, $\tau \approx 10^{-3}$, $\mathrm{Ra} \approx 10^4$ et $\mathrm{Pr} \approx 10^1$. Au vu de ces ordres de grandeurs, on se rend compte que l'impact du flux de nanoparticules sur l'équation de l'énergie et le nombre Nusselt est négligeable. C'est pour cette raison que le Nusselt d'un fluide effectif et le Nusselt du modèle de Buongiorno [22] se superposent.

3.7. Conclusion et perspectives

Le modèle de Buongiorno [22] est le premier modèle à prendre un flux de nanoparticule proportionnel à la diffusion brownienne et la thermophorèse. Ce modèle est un modèle pseudo-diphasique avec une équation d'avection-diffusion du champ de nanoparticule. L'enjeu est de prendre en compte les phénomènes physiques à l'échelle nanométrique qui impactent l'écoulement et les flux à l'échelle macrométrique. En calculant l'ordre de grandeur des nombres adimensionnels, le flux de nanoparticules dans l'équation de l'énergie devient négligeable. Nous obtenons alors un système d'équations d'un modèle monophasique avec des propriétés effectives. De plus, la variation relative de ces propriétés étant du même ordre de grandeur que le fluide de base, mais avec un léger offset pour la viscosité, donne des résultats très similaires à ceux du fluide de base. En outre, la distribution du champ de nanoparticules reste uniforme, car la sédimentation a été négligée. Buongiorno néglige la sédimentation du fait de la faible vitesse de sédimentation par rapport à la vitesse de la thermophorèse. Mais dans son calcul, il surestime la vitesse de thermophorèse en imposant un gradient thermique bien trop important. La vitesse de sédimentation et de la thermophorèse sont du même ordre de grandeur. La prise en compte du flux de sédimentation est nécessaire, car à la fois, il est physiquement plus correct, mais aussi que le terme diffusion $\nabla\phi.\nabla T$ serait plus important. Les particules sédimenteront au fond de la cavité sur la paroi chaude et modifieraient ainsi le flux de chaleur. De plus, les variations spatiales du champ de nanoparticules deviendraient plus importantes et on sait que les propriétés thermophysiques en sont dépendantes. Par conséquent, les variations spatiales du champ de nanoparticules deviendraient plus importantes, et ainsi les propriétés thermophysiques pourraient influencer localement les transferts de chaleur.

4. Caractérisation des nanofluides

Sommaire

4.1. Les nanofluides utilisés 65
4.2. Granulométrie 65
4.2.1. Principe de mesure 65
4.2.2. Protocole de mesure 66
4.2.3. Résultats 66
4.2.3.1. Nanofluide TiO_2 66
4.2.3.2. Nanofluide d'argent 67
4.3. Diffusion Rayleigh 69

4.1. Les nanofluides utilisés

Pour nos expériences, on a choisi de prendre du dioxyde de titane (TiO_2) et une solution de nanoparticule d'argent (Ag). Le TiO_2 possède une masse volumique d'environ 4 g.cm^{-3} alors que l'Ag est bien plus lourd avec une masse volumique d'environ 10 g.cm^{-3}. Concernant la conductivité thermique de l'Ag, elle est égale à 400 W.m^{-1}.K^{-1} alors que le TiO_2 n'est que de 8 W.m^{-1}.K^{-1}. Les nanofluides de TiO_2 proviennent du fournisseur Nanoshel qui certifie une taille de nanoparticule entre 30 nm et 50 nm pour une concentration massique de 15 %wt dans de l'eau. Concernant le nanofluide d'Ag, il est fabriqué par nanoComposix pour une concentration massique de 0.022 mg/mL dans une solution d'eau et de citrate de sodium à une concentration de 2 mmol/L. L'entreprise indique une taille de particule égale à : 193.7 ± 21.2 nm mesurés au microscope électronique.

4.2. Granulométrie

4.2.1. Principe de mesure

Pour mesurer la taille des nanoparticules au sein d'un fluide, on utilise le principe de la diffusion dynamique de la lumière (DLS). La DLS est une technique optique non destructive qui utilise la théorie du mouvement brownien pour mesurer le coefficient de diffusion D_B et donc le diamètre hydrodynamique des nanoparticules. Le diamètre hydrodynamique correspond à un diamètre théorique qu'aurait une sphère avec ce coefficient de diffusion. Pour une particule chargée, le diamètre hydrodynamique est

défini par la couche d'hydratation. La couche d'hydratation est une fine couche de molécule entourant la couche de Stern et la particule chargée (figure 2.1). Les mesures DLS peuvent donc surestimer la taille des nanoparticules. Expérimentalement, on éclaire notre solution à l'aide d'un laser dont la lumière est diffusée par la diffusion de Rayleigh. À l'aide d'un capteur, on mesure l'intensité de la lumière diffusée selon un certain angle au cours du temps. La variation temporelle de l'intensité est corrélée aux propriétés du mouvement brownien. Grâce à une fonction d'autocorrélation, on peut « fitter » notre courbe et ainsi obtenir le coefficient de diffusion D_B de l'équation de Stokes-Einstein. Connaissant la température, la viscosité du milieu, le coefficient de diffusion D_B, on en déduit le diamètre hydrodynamique.

4.2.2. Protocole de mesure

Avant de faire passer chaque solution de nanofluide dans l'appareil, on la met dans un bain à ultrasons afin de briser les agglomérations éventuellement présentes. La solution est laissée dans le bain pendant environ 1 h. Pour mesurer la taille des nanoparticules, on a à notre disposition le Horiba sz-100 [64], qui peut mesurer des tailles allant de 3 nm à 10 µm. Chaque solution est analysée au moins trois fois pour deux températures différentes.

4.2.3. Résultats

4.2.3.1. Nanofluide TiO_2

La solution de TiO_2 a été fournie avec une concentration massique de 15 %wt, ce qui représente une solution trop concentrée pour que la lumière du laser puisse passer à travers le nanofluide. La solution a donc été diluée pour assurer une bonne transmission de la lumière à travers l'échantillon. La nouvelle concentration est de 0,01 %wt. Cette concentration sera conservée pour les expériences ultérieures. Après avoir passé la solution de TiO_2 au bain à ultrason, voici les résultats obtenus :

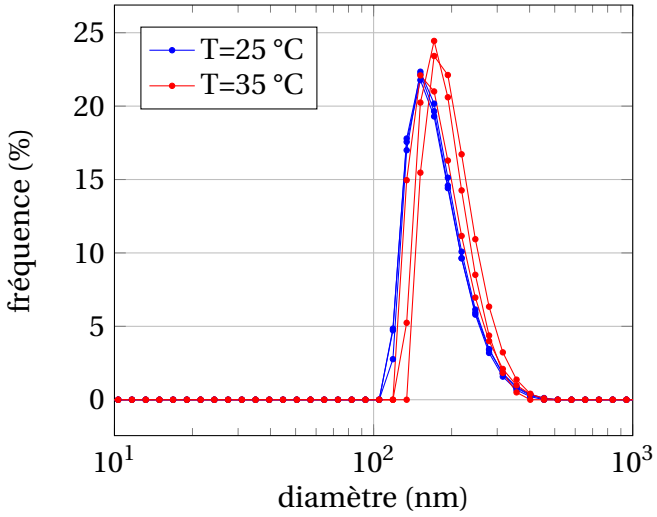


FIGURE 4.1. – Distribution des tailles TiO_2.

La figure 4.1 représente la distribution des tailles de nanoparticule de TiO_2 pour deux températures différentes 25 °C et 35 °C. On observe une superposition des courbes pour $T = 25\,°C$ et un écart pour $T = 35\,°C$. Cet écart peut être causé par un mauvais établissement de la température ou des fluctuations trop importantes pendant la mesure. Les données quantitatives sont détaillées dans le tableau 4.1. On en déduit que dans les deux cas, la taille des nanoparticules de TiO_2 est bien supérieure à la taille annoncée par le fournisseur. C'est-à-dire environ 170 nm au lieu de 30-50 nm. Cette différence peut être expliquée par le fait que nous avons dilué la solution afin d'obtenir une meilleure transmission de la lumière. La dilution a donc modifié le potentiel zêta du nanofluide et ainsi augmenté l'agglomération des nanoparticules.

Nanofluide	Température	Diamètre moyen	Std	Nombre de mesures
TiO_2	25 °C	168.43 nm	44.3 nm	3
	35 °C	182.3 nm	42.73 nm	3

TABLEAU 4.1. – Récapitulatif des mesures de granulométrie TiO_2.

4.2.3.2. Nanofluide d'argent

La solution de nanofluide d'Ag a une concentration de 0.02 mg/mL pour une taille de nanoparticules d'environ 193 nm. Aucune dilution n'a été nécessaire pour nos mesures et le même protocole a été utilisé. Voici les résultats obtenus :

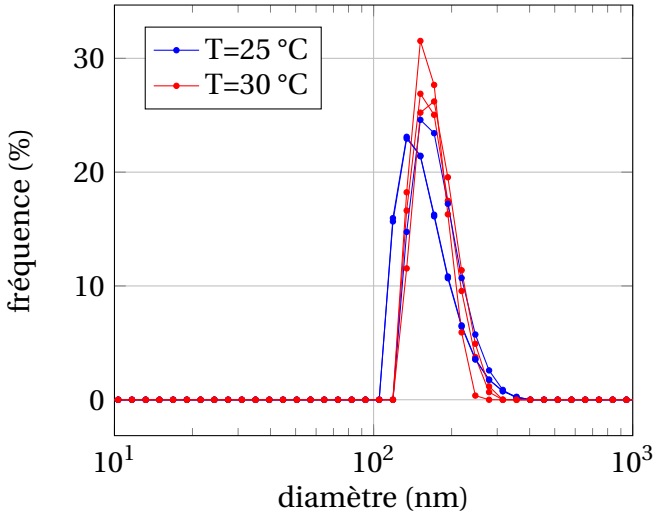


FIGURE 4.2. – Distribution des tailles d'Ag.

On remarque sur la figure 4.2 une bonne fidélité des mesures à la fois pour 25 °C et 30 °C. D'après le tableau 4.2, le diamètre moyen est d'environ 160 nm au lieu de 193 nm. La taille de nos nanoparticules d'Ag est plus petite de 17 % par rapport au constructeur.

Nanofluide	Température	Diamètre moyen	Std	Nombre de mesures
Ag	25 °C	157,43 nm	36,87 nm	3
	30 °C	161,03 nm	26,9 nm	3

TABLEAU 4.2. – Récapitulatif des mesures pour l'argent.

L'influence du bain à ultrasons sur l'agglomération des nanoparticules a été testée sur les nanofluides d'argent. Pour ce faire, on a mesuré avant et après 1h de bain à ultrasons pour vérifier s'il y a des agglomérations présentes dans le fluide et voir l'effet du bain sur la distribution des nanoparticules. La figure 4.3 représente la distribution des tailles de particules pour une température de 25 °C. On remarque que dans les deux cas, on obtient presque les mêmes courbes. L'effet du bain sur les nanoparticules d'Ag n'a pas de conséquence. Ce qui signifie que cette solution de nanofluide est relativement stable.

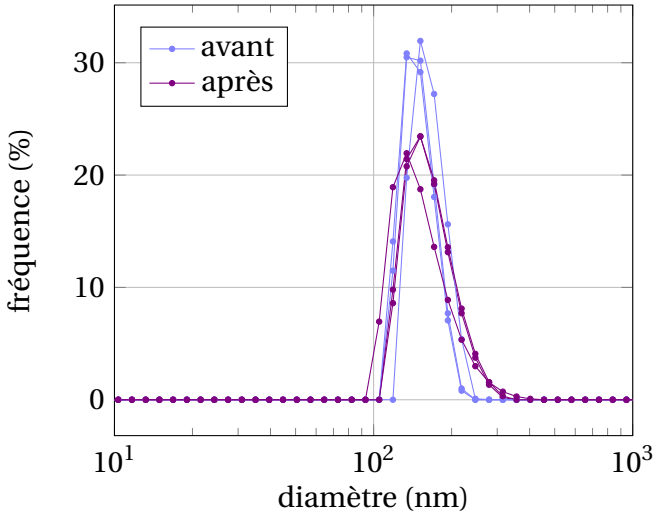


FIGURE 4.3. – Distribution des tailles à T = 25 °C avec ou sans ultrasons.

Le tableau 4.3 récapitule toutes les mesures avant et après le passage du nanofluide aux ultrasons pour deux températures différentes. On a une faible dispersion du diamètre moyen. On en conclut d'après le tableau 4.2 et le tableau ci-dessous que la taille moyenne des nanoparticules d'Ag est d'environ 150-160 nm.

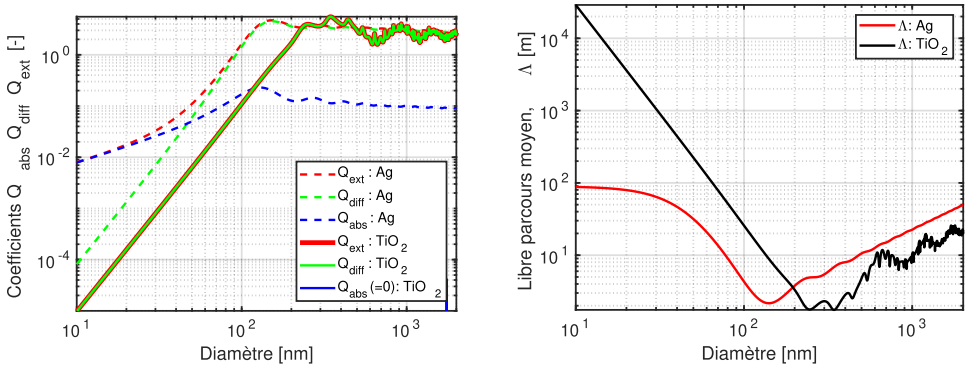
	Température	Diamètre moyen	Std	Nombre de mesures
Sans ultrasons	25 °C	145,03 nm	20,87 nm	3
	30 °C	146,8 nm	19,77 nm	3
Après ultrasons	25 °C	152,5 nm	35,63 nm	3
	30 °C	148,56 nm	21,16 nm	3

TABLEAU 4.3. – Récapitulatif des mesures de granulométrie d'Ag avec ou sans ultrasons.

4.3. Diffusion Rayleigh

Lorsqu'un rayon de lumière traverse une solution contenant des nanoparticules, elle est diffusée de manière élastique dans toutes les directions de l'espace. Cette diffusion intervient qu'à des longueurs d'onde supérieures au diamètre de la particule. C'est ce qu'on appelle la diffusion de Rayleigh. C'est le même chercheur John William Strutt Rayleigh qui a décrit l'expérience d'Henri Bénard en 1916. Considérons une particule sphérique de diamètre d et la longueur d'onde λ_f du fluide $\lambda_f = \lambda_a / n_f$ avec λ_a la longueur d'onde du visible dans l'air et n_f l'indice de réfraction du fluide. Nous définissons le rapport $\zeta = \pi d / \lambda_f$. Pour $\zeta << 1$, l'intensité diffusée par une particule est proportionnelle à d^6 et à $1/\lambda_f^4$. Donc plus une particule est grosse, plus l'intensité diffusée sera importante. D'autre part, l'intensité diffusée est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Donc lorsque la longueur d'onde est petite, l'intensité

diffusée sera grande. En optique ondulatoire, l'indice complexe relatif d'un matériau ou d'une particule est défini par $\tilde{n} = n + i\gamma$. La partie réelle $n = n_a / n_f$ est proportionnelle à la densité du matériau. La partie imaginaire $\gamma = \gamma_a / n_f$ est liée aux bandes d'absorption moléculaires. Les composantes de $\tilde{n}$ sont responsables des phénomènes de diffusion et d'absorption de la lumière. Donc la densité de la nanoparticule aura un impact sur l'absorption et la diffusion de la lumière. Dans le cas d'une nanoparticule d'argent, celle-ci absorbera de la lumière en raison des électrons présents à sa surface, contrairement à une particule de TiO_2. C'est ce que l'on appelle la résonance plasmonique de surface. La théorie de Mie, ou de Lorenz-Mie, explique comment une onde lumineuse est diffusée par une sphère. Cette théorie électromagnétique consiste à résoudre l'équation d'onde en coordonnées sphériques et à calculer l'intensité diffusée. Il est possible de réaliser des calculs de coefficients d'absorption Q_{abs}, diffusion Q_{diff} et d'extinction Q_{ext} de la lumière en fonction de la taille des particules, de la nature des particules et de leur concentration dans le fluide [104]. Ces calculs sont basés sur l'hypothèse d'une diffusion simple. En d'autres termes, le milieu est optiquement dilué, la diffusion multiple est négligée et la particule est isolée. Cela signifie que le libre parcours moyen Λ de la lumière est beaucoup plus grand que la dimension caractéristique H du milieu ou que la concentration c est réduite. Dans le cas de la diffusion multiple des méthodes et des modèles de Monte-Carlo permettent de calculer la diffusion. La figure 4.4a représente les trois coefficients en fonction du diamètre de la particule ($Q_{ext} = Q_{abs} + Q_{diff}$) et la figure 4.4b représente le libre parcours moyen de la lumière.



(a) Coefficients Q_{abs}, Q_{diff} et Q_{ext}.

(b) Libre parcours moyen Λ.

FIGURE 4.4. – Transmission d'un faisceau pour : c = 0,01 % wt (TiO_2, Ag), λ_a = 660 nm.

Nous remarquons qu'une nanoparticule d'argent de 160 nm diffuse plus la lumière qu'une nanoparticule de TiO_2 et qu'elle absorbera la lumière. À partir de 230 nm, le TiO_2 diffuse autant la lumière que l'Ag. D'autre part, le libre parcours moyen d'un faisceau est plus petit pour l'argent que le TiO_2. La transmission est donc moins efficace avec les nanoparticules d'argent que le TiO_2.

5. Méthodes expérimentales

Sommaire

5.1. Dispositifs expérimentaux 71
5.1.1. Cavité expérimentale 71
5.1.2. Système hydraulique 72
5.1.3. Banc optique 73
5.2. Protocole expérimental 74
5.2.1. Techniques optiques 74
5.2.2. Préparation des nanofluides 76
5.3. Post-traitement 76
5.3.1. Image de référence I_0 76
5.3.2. Image transmise 77

Notre objectif expérimental est de regarder comment les nanoparticules interagissent avec les cellules de convection. Pour ce faire, nous allons d'abord décrire le montage expérimental réalisé durant la thèse et son principe de fonctionnement. Nous détaillerons ensuite chaque élément du dispositif et le banc optique utilisé. Nous expliquerons également comment les données ont été acquises et traitées numériquement.

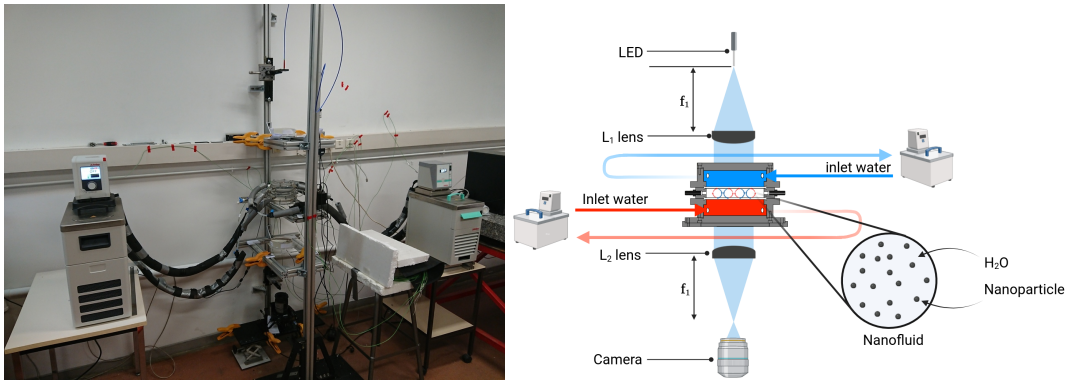
5.1. Dispositifs expérimentaux

Nous commençons par présenter les trois grands éléments du montage nécessaires à la réalisation des expériences. C'est-à-dire la cavité expérimentale, le système hydraulique et le banc optique. La figure 5.1a montre le montage final utilisé dans notre étude et la figure 5.1b représente un schéma du montage expérimental.

5.1.1. Cavité expérimentale

Dans notre étude, nous travaillons avec une cavité cylindrique de diamètre D de 110 mm et de hauteur H variable. Nous avons à notre disposition trois cellules différentes pour des hauteurs de 8,875 mm, 15 mm et 21 mm. Le rapport d'aspect de l'intérieur de la cellule est égal à : 16, 8,46 et 5,79.

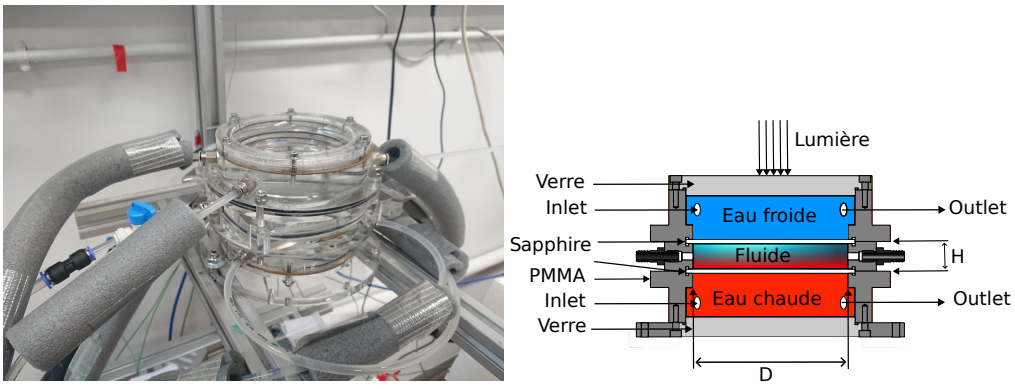
La figure 5.2a représente la cavité faite de polymétacrylate de méthyle (PMMA), de verre et de saphir. La figure 5.2b est un schéma détaillant la structure de la cavité. Cette



(a) Vue d'ensemble du montage. (b) Schéma du dispositif.

FIGURE 5.1. – Montage expérimental et schéma du dispositif.

cavité est inspirée de l'étude de Bouteraa et al. [18]. Nous avons changé les couvercles d'origine en PMMA par des couvercles en verre [106] de 6,5 mm d'épaisseur afin d'éviter les problèmes de biréfringence et les rayures visibles sur l'image transmise. Les parois latérales ont une épaisseur d'au moins 10 mm pour isoler thermiquement le fluide. Le fluide est compris entre deux fenêtres de saphir avec une épaisseur de 2 mm. Le saphir [107] a une bonne transmission de la lumière et une bonne conductivité thermique ($k_s \approx 35 \sim 40 \mathrm{W.m^{-1}.K^{-1}}$). Les deux plaques de saphir sont thermalisées par deux réservoirs d'eau situés au-dessus et au-dessous (Annexe A).

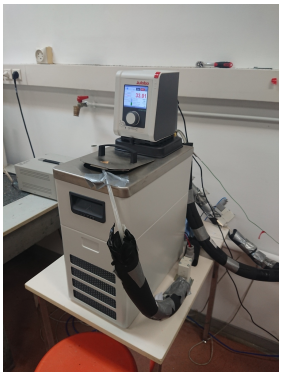


(a) Cavité. (b) Schéma de coupe.

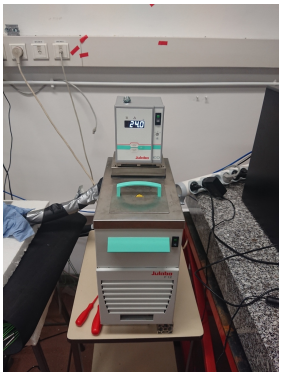
FIGURE 5.2. – Cavité expérimentale et schéma détaillé.

5.1.2. Système hydraulique

Pour faire circuler l'eau chaude et l'eau froide dans notre cavité et imposer notre gradient de température. Nous utilisons deux bains thermostatés. Les figures 5.3a et 5.3b correspondent aux bains d'eau chaude et d'eau froide. Le bain de gauche est précis à ± 0,01 °C et le bain de droite à ± 0,1 °C.



(a) Bain thermostaté Julabo 200F [69].



(b) Bain thermostaté Julabo F12.

FIGURE 5.3. – Bain thermostaté Julabo.

Pour nos expériences, nous avons choisi de fixer une température constante de 24 °C pour le bain d'eau froide afin de limiter les fluctuations de température. La température de la pièce est maintenue plus ou moins constante à environ 22 °C par un climatiseur. De plus, nous utilisons deux électrovannes installées à la sortie du bain chaud pour ouvrir ou fermer l'arrivée d'eau chaude dans la cuve. Grâce à ce système, il est alors possible d'imposer directement la température souhaitée dans la cuve et d'éviter le transitoire du chauffage de l'eau.

5.1.3. Banc optique

Pour visualiser nos cellules de convection, nous avons besoin d'une source de lumière, de deux lentilles et d'une caméra. Pour ce faire, nous utilisons deux lentilles achromatiques avec une focale de 333 mm et un diamètre de 135 mm [105].

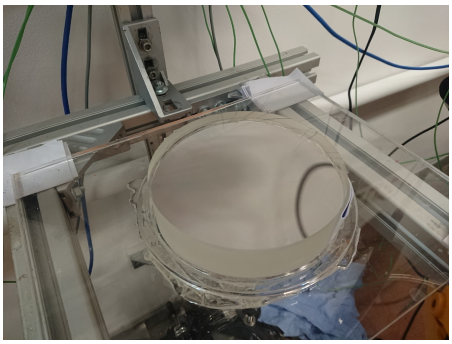


FIGURE 5.4. – Lentille achromatique.

Nous disposons de deux sources lumineuses. Une LED bleu 470 nm [128] et une rouge 660 nm [129]. Pour guider la lumière, nous avons besoin d'une fibre optique [130] avec un cœur de 400 µm et d'une ouverture numérique de 0.5. Deux sources lumineuses différentes sont utilisées en fonction du fluide. Pour les nanofluides, la

lumière rouge est choisie pour réduire la diffusion de Rayleigh et ainsi obtenir une meilleure transmission de la lumière.

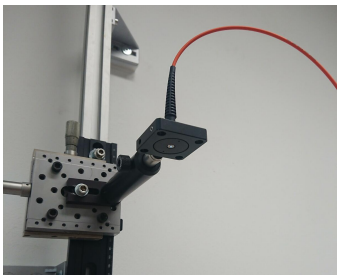


FIGURE 5.5. – Source de lumière.

La figure 5.6 montre la réponse spectrale de la caméra en fonction de la longueur d'onde. La LED rouge n'est utilisée qu'en présence d'un nanofluide, car le capteur de notre caméra a une meilleure réponse spectrale pour le bleu. La LED bleue est donc choisie lorsque nous avons un fluide pur. Notre appareil photo est un Nikon D850 [101]. Chaque photo a été prise avec une résolution de 5504 x 5504 pixels et un échantillonnage de 8 bits.

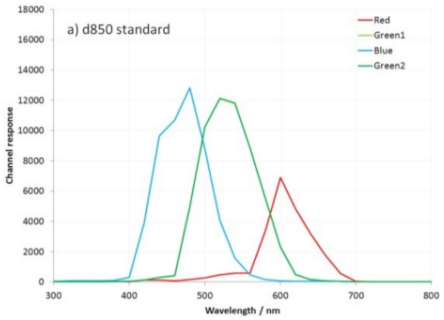


FIGURE 5.6. – Réponse spectrale du capteur IMX309AQJ [43].

5.2. Protocole expérimental

5.2.1. Techniques optiques

Plusieurs techniques optiques sont disponibles pour visualiser les cellules, notamment la strioscopie et l'ombroscopie. Dans un premier temps, nous avons choisi la strioscopie, car l'intensité de l'image transmise est plus sensible au gradient thermique que l'ombroscopie. Enfin, nous vous montrerons pourquoi l'ombroscopie a été utilisée à la place de la strioscopie.

La strioscopie, ou « Topler-Schlieren » en anglais, est une technique similaire à l'ombroscopie, mais elle nécessite un « couteau » pour sélectionner les déviations an-

gulaires souhaitées [121]. Cette technique est proportionnelle au gradient thermique ou d'indice de réfraction. La figure 5.7 présente un schéma de la strioscopie.

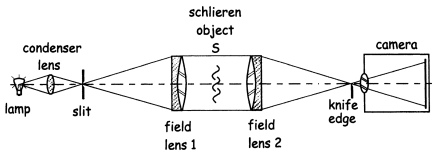
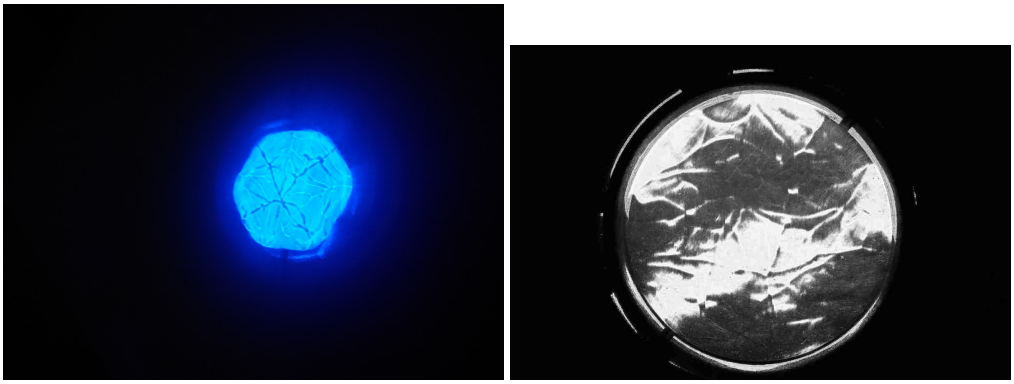


FIGURE 5.7. – Schéma strioscopie [121].

Après avoir réalisé ce montage optique, nous avons testé la strioscopie en appliquant un gradient de température. La figure 5.8a représente une photo de l'image formée par le système optique et la figure 5.8b représente une image prise avec la caméra.

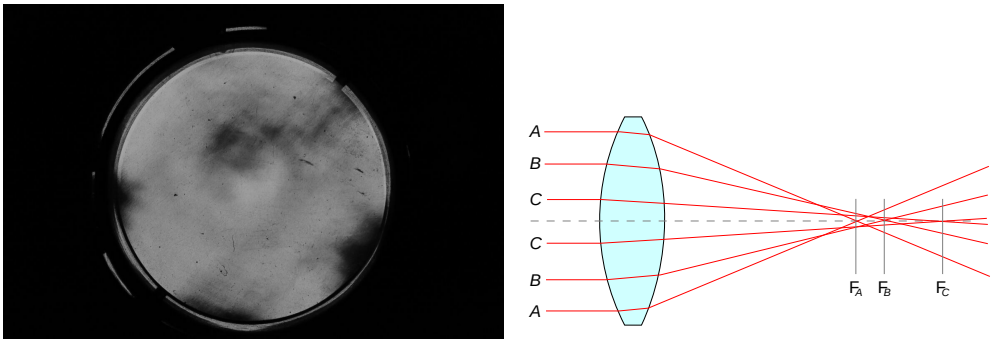


(a) Déformation de l'image due au PMMA. (b) Schlieren avec couvercle PMMA.

FIGURE 5.8. – Schlieren avec les couvercles en PMMA.

La photo de gauche montre une image formée par les lentilles qui n'est pas circulaire, mais plutôt hexagonale. Cette déformation est causée par les couvercles d'origine en PMMA. Ces couvercles sont biréfringents et dévient les rayons lumineux. La figure 5.8b montre les conséquences de l'utilisation de couvercles en PMMA. Lorsqu'on « coupe » le faisceau lumineux, on doit avoir une image dont l'intensité lumineuse diminue uniformément. Dans notre cas, l'intensité de notre image n'est pas uniforme, car nous avons un mélange de rayons entre les déviations résultants des mouvements de convection et celles des couvercles en PMMA. C'est la raison pour laquelle nous avons remplacé les couvercles en PMMA par du verre pour éviter la biréfringence. La figure 5.9a montre un schlieren, mais avec des couvercles en verre.

L'image est uniformément plus sombre, mais la disparité demeure. Le point focal du système optique n'est donc pas parfait. Nous pensons qu'il doit y avoir un léger angle d'inclinaison sur l'un des éléments du système optique, ou alors nous avons des aberrations sphériques causées par nos lentilles (figure 5.9b). À cause des aberrations sphériques, nous avons opté pour l'ombroscopie, car cette technique est beaucoup moins sensible aux petits défauts du banc optique. L'ombroscopie [121] est une technique optique plus simple que la strioscopie. Cette technique est proportionnelle



(a) Schlieren avec couvercle en verre. (b) Schéma aberration sphérique [35].

FIGURE 5.9. – Effet des aberrations sphériques.

au laplacien du champ de température ou au laplacien de l'indice de réfraction. Un schlieren est proportionnel à un angle de déviation tandis que l'ombroscopie est sensible au déplacement du rayon résultant de la déviation.

5.2.2. Préparation des nanofluides

Les nanofluides sont d'abord passés au bain à ultrason pendant au moins une heure, afin d'éviter de trop gros agglomérats dans la solution. Le nanofluide est ensuite mélangé durant quelques minutes. La dernière étape avant d'insérer le liquide dans la cellule consiste à diluer les nanofluides de TiO_2 avec de l'eau, car ils sont trop concentrés. Nous sommes passés d'une concentration massique égale à 15 % à une concentration de 0,01 %.

5.3. Post-traitement

5.3.1. Image de référence I_0

Nous savons que l'intensité de l'image d'ombroscopie est proportionnelle à :

$$\frac{I(x,y)}{I_0} \propto \int_0^H \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right) \ln(\mathrm{n})\,\mathrm{d}z \tag{5.1}$$

avec I_0 l'intensité de la lumière sans gradient thermique.

Pour déterminer Io, nous prenons une série temporelle de 150 photos avant le début de l'expérience. Puis, pour chaque pixel, nous appliquons la transformée de Fourier et nous filtrons le signal temporel avec un filtre pass-bas. Après avoir appliqué le filtre, on réalise une moyenne sur l'échantillon filtré pour chaque pixel.

5.3.2. Image transmise

L'image transmise avec le système pour un fluide pur lors d'une expérience correspond au rapport :

$$\frac{I(x,y) - I_b(x,y)}{I_0(x,y) - I_b(x,y)} \tag{5.2}$$

avec $I(x,y)$ l'image prise pendant l'expérience, $I_b(x,y)$ l'image caractérisant le bruit thermique de la caméra et $I_0(x,y)$ l'image de référence.

Pendant une expérience, des petites bulles peuvent apparaître sur l'image et nous pouvons supprimer numériquement ces bulles en appliquant un filtre spatial médian. Seules les grosses bulles restent sur l'image finale. La dernière étape de post-traitement consiste à augmenter le contraste de l'image en modifiant son histogramme des niveaux de gris. Lorsque l'on calcule ce rapport pour des nanofluides, nous obtenons une image uniforme en intensité. En d'autres termes, l'amplitude des variations d'intensité dans l'image transmise augmente en raison de la présence de particules. Les cellules de convection ne sont plus directement visibles. En présence de nanoparticules, nous appliquons le logarithme népérien au rapport précédent, car l'intensité transmise [104] est proportionnelle à :

$$\frac{I((x,y) - I_b(x,y))}{I_0(x,y) - I_b(x,y)} = \exp(-C_N C_e H) \tag{5.3}$$

avec C_N [part./m 3] la concentration volumique de particules, C_e les sections efficaces d'extinction de l'ensemble des particules dans le volume et H l'épaisseur de la cellule.

En outre, la fonction logarithme d'une image comprime les valeurs supérieures des pixels tout en étirant les valeurs inférieures. Les pixels sombres sont étirés vers des valeurs plus élevées tandis que les pixels clairs sont comprimés vers des valeurs plus faibles. Comme la plage dynamique (c'est-à-dire la différence entre les valeurs de pixels les plus sombres et les plus claires) est trop importante, le logarithme permet d'accentuer les détails dans les parties sombres de l'image sans saturer les parties claires.

6. Résultats expérimentaux

Sommaire

6.1. Eau 78
6.2. Nanofluides 81
6.2.1. Dioxyde de titane TiO_2 81
6.2.1.1. Concentration fixe et ΔT variable 81
6.2.1.2. Concentration variable et ΔT fixe 91
6.2.2. Argent Ag 99

6.1. Eau

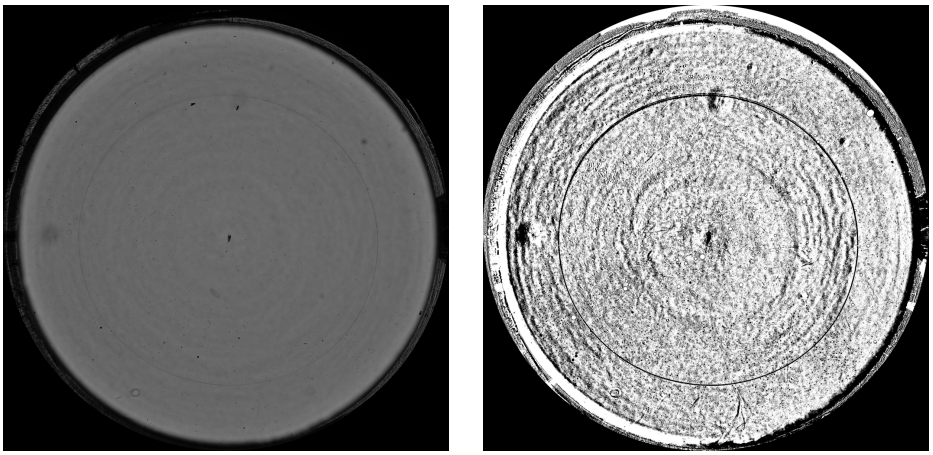
Nous présentons les résultats d'ombroscopie les plus importants obtenus avec l'eau pure pour différentes valeurs du nombre de Rayleigh. Le tableau 6.1 récapitule toutes les expériences réalisées :

H (mm)	6,875	6,875	6,875	13	13	13	13	13
ΔT (°C)	1	3	16	0.5	1	2	3	4
Rayleigh	4,55x10^3	1,37x10^4	7,29x10^4	1,54x10^4	3,08x10^4	6,16x10^4	9,24x10^4	1,23x10^5

TABLEAU 6.1. – Récapitulatif des expériences avec l'eau.

Dans notre étude, nous avons choisi de réaliser des expériences pour des Rayleigh inférieurs à 10^5, car à partir de ce seuil et au-delà, nous avons un écoulement instationnaire et turbulent. L'objectif est de visualiser l'impact des nanoparticules sur l'écoulement et il est plus aisé de le voir pour des écoulements stationnaires. Chaque expérience pour l'eau a duré au moins un jour pour assurer la stabilité de l'écoulement. Après avoir imposé notre gradient de température à l'aide des bains thermostatés, le régime transitoire démarre. La diffusion thermique verticale est égale à : $\tau_D = H^2/\kappa \approx$ 330 s. Pendant notre expérience, nous prenons une photo toutes les deux minutes afin d'avoir un bon échantillonnage, soit $0{,}35\tau_D$. La figure 6.1a représente une image prise durant l'expérience à $\Delta T = 1$ °C pour la plus petite des cavités (H = 6,875 mm). La figure 6.1b représente une image post-traitée selon le protocole défini au chapitre précédent 5.3.1. Tout le pourtour de l'image correspond au bord intérieur de la cuve. Cette figure montre un écoulement stationnaire pour un nombre de Rayleigh relativement proche du seuil de convection. Nous remarquons que la solution stationnaire est caractérisée par des anneaux concentriques axisymétriques. L'anneau noir prononcé sur la figure est simplement de la poussière qui s'est infiltrée dans la cavité et a sédimenté. Cette

poussière nous a servi de traceur, car les variations d'indice de réfraction n'étaient pas assez fortes pour visualiser les cellules de convection. La variation d'indice de réfraction pour l'eau est de l'ordre de $1x10^{-4}$. Par conséquent, le seuil de visualisation optique pour l'eau, qui correspond à la limite de perception des cellules de convection, est défini par une différence de température de 1 °C pour H = 6,875 mm. Pourquoi avons-nous un écoulement axisymétrique alors que l'analyse de la stabilité en régime permanent près du seuil devrait correspondre à des rouleaux parallèles droits ? Cette analyse a été effectuée pour un système d'extension latéral infinie. Expérimentalement, nous avons des gradients thermiques horizontaux associés aux parois latérales. Ce sont ces parois qui donnent lieu à des modèles reflétants la symétrie de ces limites latérales, d'où la formation d'anneaux concentriques. Nous retrouvons les mêmes patterns d'écoulement que l'expérience de Steinberg et al. [126]. Nous comprenons que les parois latérales jouent un rôle important dans la formation des cellules. En effet, pour minimiser l'impact des parois, il est nécessaire d'avoir des parois épaisses, un bon contact avec les parois d'en haut et d'en bas et la même diffusivité thermique que le fluide ([94]).

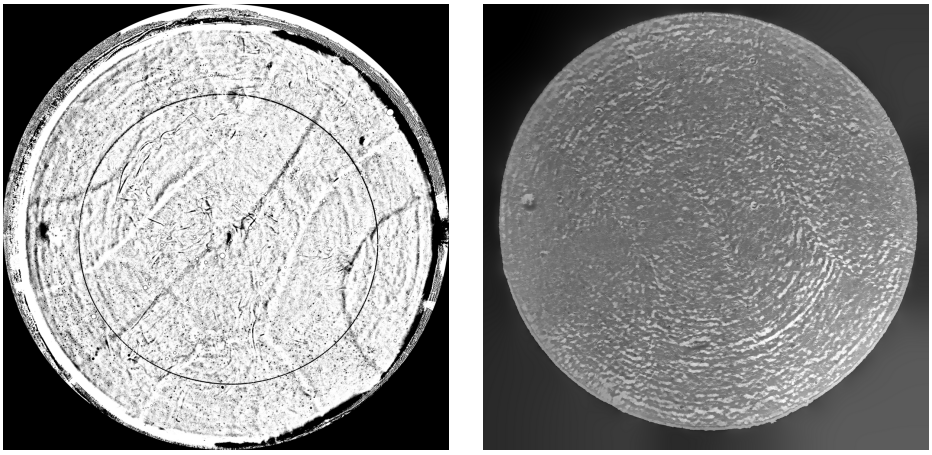


(a) Image brute I(x,y). (b) Image post-traitée.

FIGURE 6.1. – État stationnaire Γ = 16, ΔT = 1 °C, Ra = $4,55x10^3$.

Maintenant, augmentons le nombre de Rayleigh pour atteindre 10^4. La figure 6.2a représente l'image transmise par ombroscopie pour un ΔT = 3 °C. La figure 6.2b correspond également à une image d'ombroscopie avec approximativement le même Rayleigh, mais avec une épaisseur de cavité plus importante (H = 13 mm) et donc un ΔT plus faible. Sur la figure de gauche, les cellules de convection sont clairement visibles, contrairement à la figure de droite, ou nous devinons la cellule centrale avec les deux autres cellules latérales. Nous remarquons sur la figure 6.2a le même anneau que sur la figure 6.1a. Il est difficile de décoller cette fine poussière prise dans la couche limite, ou les vitesses sont faibles et donc les contraintes tangentielles ne sont pas assez fortes pour réentraîner ces particules. Nous retrouvons donc cet anneau sur cette figure. Outre cet anneau, nous avons des « filaments » d'intensités différentes qui

tendent vers le blanc ou le noir. C'est le principe de l'ombroscopie [68] (voir figure : 1.7). Nous avons donc un flux d'eau chaude qui descend au milieu de la cavité et remonte de manière presque symétrique par rapport au centre de la cavité. Puis, sur les côtés de la cavité, nous avons de nouveau un flux d'eau chaude qui plonge dans la cavité. Nous remarquons que les cellules sont devenues asymétriques et que les anneaux ont disparu. La transition entre ces deux états a été décrite expérimentalement par Croquette et al. [41]. Lorsque l'on augmente le nombre de Rayleigh ou que l'on diminue le nombre de Prandtl, le centre des rouleaux, ou l'ombilic, se déplace progressivement vers les bords. Ce déplacement est causé par un gradient de pression radial [41]. Finalement, l'ombilic entre en collision avec le bord de la cavité et disparaît. L'expérience de Hu et al. [66] démontre parfaitement la destruction des rouleaux concentriques et la formation des rouleaux droits. Ce changement d'écoulement se traduit par une augmentation de la flottabilité et un forçage de la paroi latérale qui ne peut résister à la formation des rouleaux droits. Nous notons que les rouleaux droits sont courbés et se raccordent perpendiculairement à la paroi. Cela vient du fait de la géométrie cylindrique de la cavité.

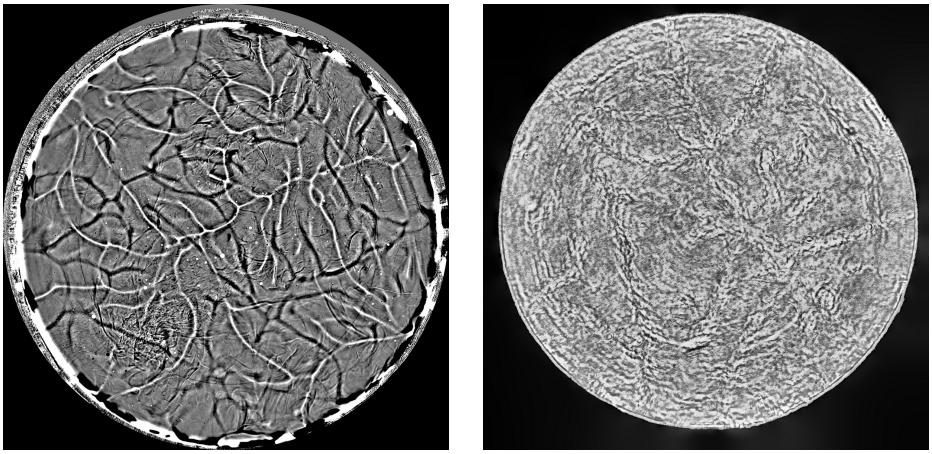


(a) Image post-traitée Γ = 16, ΔT = 3 °C, Ra = 1,37x10^4.

(b) Image post-traitée Γ = 8,46, ΔT = 0,5 °C, Ra = 1,54x10^4.

FIGURE 6.2. – État stationnaire Ra $\approx 10^4$.

Ensuite, nous augmentons considérablement le nombre de Rayleigh. La figure 6.3a représente la convection turbulente instable dans la petite cavité et la figure 6.3b représente également la convection, mais cette fois-ci dans la cavité de taille moyenne. La différence entre les deux images est importante à cause de l'épaisseur de la cellule. Plus la cavité est fine, plus le gradient de température nécessaire pour obtenir le même nombre de Rayleigh que dans la cavité plus épaisse est important. Les indices de réfraction varient donc beaucoup plus, ce qui nous donne une plus grande variation d'intensité. Nous remarquons que dans les deux cas de figure, les cellules de convection sont plus nombreuses, plus petites et se déplacent plus rapidement de manière erratique.



(a) Image post-traitée Γ = 16, ΔT = 16 °C, Ra = 7,29x10^4.

(b) Image post-traitée Γ = 8,46, ΔT = 2 °C, Ra = 6,16x10^4.

FIGURE 6.3. – État instationnaire Ra ≈ 6-7x10^4.

6.2. Nanofluides

Nous allons maintenant présenter les résultats expérimentaux pour les deux nanofluides utilisés, soit : eau/dioxyde de titane et eau/argent. L'objectif est de mettre en valeur les différences obtenues entre le fluide pur (l'eau) et nos nanofluides.

6.2.1. Dioxyde de titane TiO_2

Les expériences menées avec le TiO_2 ont été réalisées avec une concentration égale à 0,01 % wt pour différents nombres de Rayleigh. Dans un deuxième temps, nous avons fait varier la concentration massique pour une différence de température fixe. Nous allons d'abord vous présenter les résultats avec un nombre de Rayleigh variable.

6.2.1.1. Concentration fixe et ΔT variable

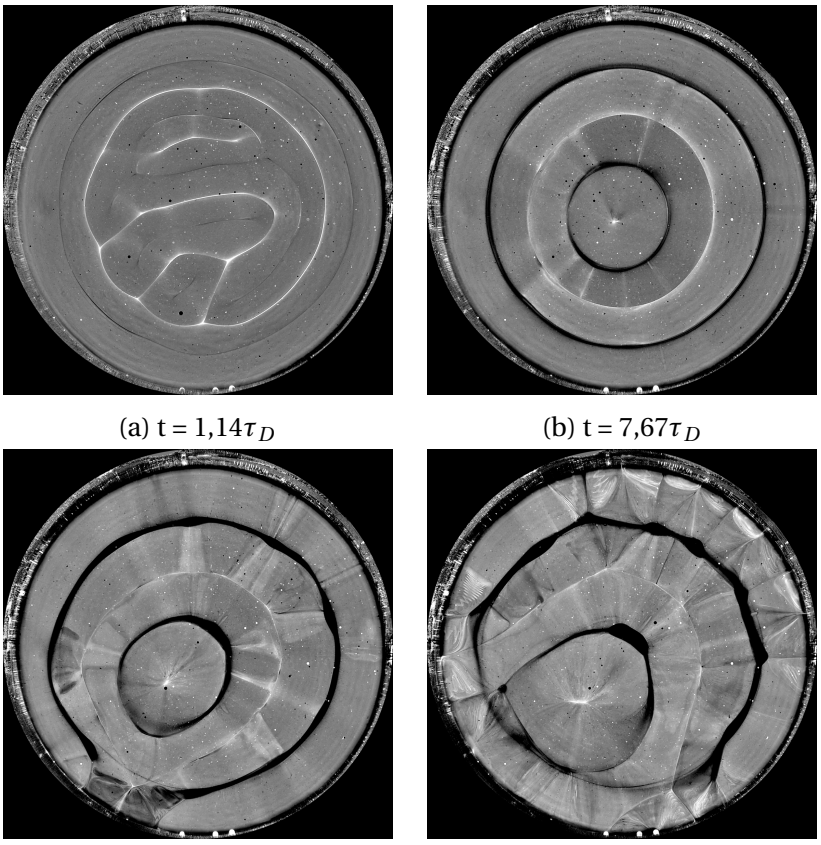
Le tableau ci-dessous résume toutes les expériences faites avec le TiO_2 :

H (mm)	6,875	6,875	6,875	6,875	13	13	13	13
ΔT (°C)	0,4	1	2	3,5	0,5	1	2	4
Rayleigh	1,82x10^3	4,55x10^3	9,11x10^3	1,59x10^4	1,54x10^4	3,08x10^4	6,16x10^4	1,23x10^5

TABLEAU 6.2. – Récapitulatif des expériences avec du TiO_2, c = 0,01 % wt.

La figure 6.4 représente l'écoulement instationnaire pour un $\Delta T = 0,4$ dans la petite cuve. Les paramètres d'acquisition précédents sont appliqués. Quelques secondes après l'application du gradient thermique, nous remarquons sur la figure 6.4a, un fort signal lumineux. Puis, la convection se stabilise pour donner naissance à des

cercles concentriques comme pour l'eau 6.1. À la différence de l'eau, les cercles noirs sont beaucoup plus intenses, car les nanoparticules ont sédimenté sous l'effet du flux descendant. Le calcul du nombre de Lewis pour notre expérience est égal à 10^5 et le Soret est égal à 10^{-5}. Ces deux ordres de grandeur montrent que la diffusion thermique prime sur la diffusion brownienne et la thermophorèse. Nous le voyons expérimentalement sur la figure 6.4a et 6.4b où l'écoulement est caractéristique d'un fluide pur [126]. En revanche, les nanoparticules commencent à sédimenter rapidement ($\approx 5,57\tau_D$). Mais cet état se déstabilise, le cercle central se déplace vers le bord pour se rompre à cause d'un écoulement secondaire [41].



(a) t = $1,14\tau_D$ (b) t = $7,67\tau_D$

(c) t = $18,27\tau_D$ (d) t = $25,34\tau_D$

FIGURE 6.4. – Évolution du transitoire TiO_2 Γ = 16, ΔT = 0,4 °C, Ra = 1,82x10^3 (vidéo).

Le schéma 6.5 permet de comprendre l'influence des particules sur les nuances de gris des images. Ce schéma représente la convection avec des nanoparticules et la transmission de lumière. Nous constatons que la lumière est à la fois diffusée et absorbée par les particules, mais aussi déviée par les gradients d'indice de réfraction. L'absorption et les gradients thermiques sont les deux mécanismes responsables des nuances de gris sur les images. Les bandes très noires présentes sur les images sont bien des particules qui ont sédimenté, car elles sont visibles au fond de la cuve à l'œil nu. Comme les nanoparticules sont visibles à l'œil nu, elles se sont agglomérées

et leurs tailles sont passées du nanométrique au micrométrique. D'autre part, la diffusion propage la lumière dans toutes les directions de l'espace, ce qui n'est pas souhaitable pour l'ombroscopie. La diffusion brouille l'image transmise, il faut donc trouver un équilibre entre la concentration des particules et une bonne transmission de la lumière.

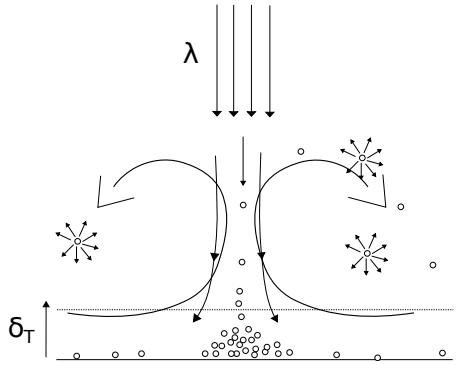
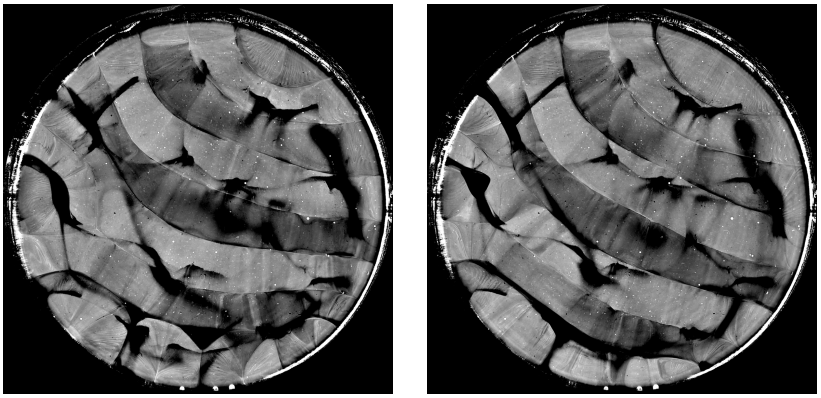


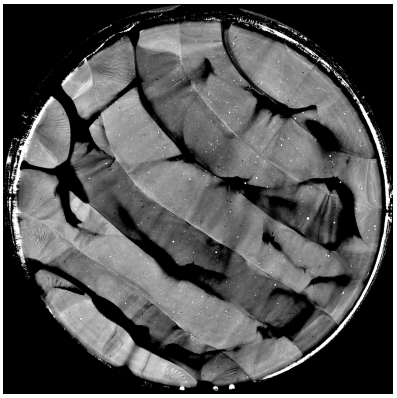
FIGURE 6.5. – Schéma d'ombroscopie avec des nanoparticules.

La figure 6.6 montre l'état de l'écoulement après la rupture (figure 6.4d). La figure ci-dessous représente l'évolution de l'écoulement à partir d'un instant $t_0 = 318\ \tau_D$. Ces quatre images reflètent un écoulement radial non-périodique se propageant de haut en bas. Nous obtenons un régime d'écoulement non-stationnaire alors que nous sommes très proches du seuil de convection $R/R_c \approx 1{,}066$. La longueur d'onde actuelle de l'écoulement est comprise entre $17 \sim 29$ mm avec une longueur d'onde moyenne de 23,6 mm et une vitesse de propagation des rouleaux d'environ $1 \sim 3\ \mu$m/s. Cet ordre de grandeur de la vitesse est semblable à celui trouvé par Croquette et al. [41]. Ce phénomène a déjà été étudié avec différents fluides pour des nombres de Prandtl faibles (gaz) ou modérés ($Pr < 7$) [40, 3, 2]. D'autre part, ce phénomène n'est pas représenté sur les figures 1.10 et 1.11. Cette « turbulence » ressemble à un déplacement lent des rouleaux, à une errance irrégulière des rouleaux. Ce phénomène est souvent appelé turbulence faible, turbulence à basse fréquence (spatiale) ou turbulence de phase, car des variations spatio-temporelles de la phase sont observées pour des nombres de Rayleigh très proches du seuil.

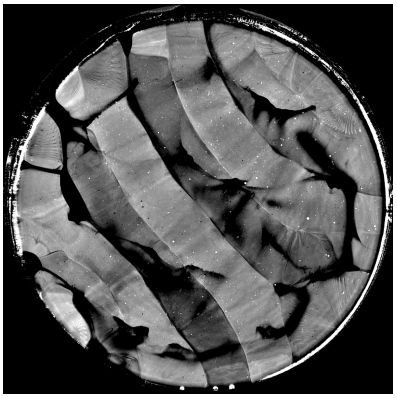


(a) t_0

(b) $t_0 + 3{,}71\ \tau_D$



(c) $t_0 + 7{,}42\ \tau_D$



(d) $t_0 + 13{,}73\ \tau_D$

FIGURE 6.6. – Solutions non périodiques dépendant du temps TiO_2 $\Gamma = 16$, $\Delta T = 0{,}4$ °C, Ra = $1{,}82 \times 10^3$ (vidéo).

La figure 6.7 représente le spectre de puissance d'une sonde fictive dans l'écoulement, obtenue par post-traitement d'image à partir de l'évolution des niveaux de gris. On observe une pente de -20 dB/decade. Croquette et al. [40] montrent aussi un spectre de puissance avec la même pente (aussi observé par Libchaber et al. [86]). Nous sommes donc bien dans le régime de la turbulence de phase. Libchaber et al. montrent que le mouvement erratique des rouleaux donne un bruit proportionnel à $1/f^2$.

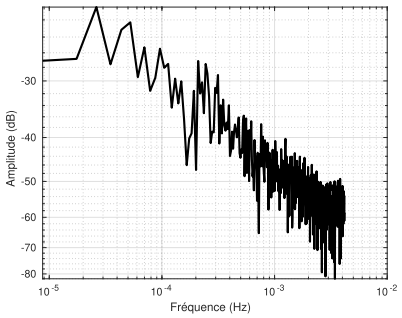
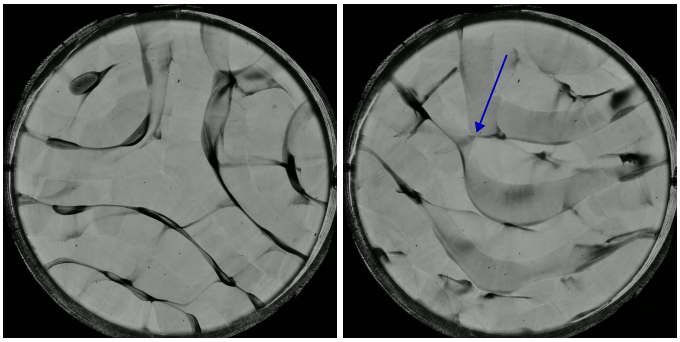


FIGURE 6.7. – Spectre en puissance d'une sonde locale issue du post-traitement d'image.

Ahlers et al. [3], ont étudié la convection près du seuil dans une cavité cylindrique $D/2H = 15$ avec de l'eau pure (Pr = 5,7). Dans leur cas, l'échelle de temps de diffusion thermique verticale est de 53 s. Pour notre expérience, $D/2H$ est égale à 8, Pr = 6,1 et le temps de diffusion $\tau_D = 330$ s. Nous avons donc un rapport d'aspect plus petit et un temps de diffusion plus long. Ils se sont intéressés aux patterns de l'écoulement dans le cas de la turbulence de phase avec Ra = 1,141 R_c. Ils ont montré que l'instationnarité et l'apparition des premiers rouleaux errants apparaissent au bout de 40 τ_D alors que pour notre expérience, nous avons obtenu 35 τ_D. Ainsi, avec moins de cycles de diffusion et un nombre de Prandtl plus élevé, nous obtenons l'état de rouleaux errants plus rapidement qu'Ahlers et al. Cela signifie que la diffusion thermique a été plus efficace dans notre expérience grâce aux nanoparticules. Par ailleurs, Steinberg et al. [126] étudient la convection dans une cavité cylindrique ($D/2H = 7.5$) avec de l'eau (Pr = 6,1) et une diffusion thermique de 180 s. Ils ont donc une expérience très proche de la nôtre, avec un rapport d'aspect un peu plus petit, mais le même nombre de Prandtl. Ils ont également examiné l'écoulement pour une faible différence de température, soit un nombre de Rayleigh Ra = 1,13 R_c. Au bout de 15 τ_D ils observent la brisure de symétrie de l'écoulement, alors que pour notre expérience, il a fallu environ 12 τ_D. L'instationnarité s'est développée un peu plus rapidement dans notre cas, mais pas de manière significative. D'autre part, après 500 τ_D, Steinberg et al. n'ont pas observé de turbulence de phase alors que 35 τ_D suffisent pour que nous voyions apparaître des rouleaux droits errants. La comparaison avec leurs expériences [3, 126] montre que les nanoparticules de TiO_2 modifient la convection et les patterns. Pour une expérience équivalente, nous avons observé la turbulence de phase contrairement à Steinberg at al [126]. Puis, pour une autre expérience avec un nombre de Prandtl plus faible [3], nous obtenons un écoulement instationnaire et l'apparition des rouleaux plus rapidement avec un nombre de Prandtl plus élevé. Nous pensons que les nanoparticules qui ont sédimenté au fond de la cuve ont augmenté le flux de chaleur conductif dans la couche limite thermique. Cette modification du flux de chaleur augmente la diffusivité thermique du fluide, ce qui se traduit par un nombre de Prandtl effectif plus faible. Dans notre cas, l'ordre de grandeur de la couche limite thermique est inférieur à 0,8 mm, ce qui correspond à la couche limite visqueuse (d'après Grossmann et Lohse

[59] figure 10). L'épaisseur de la couche limite thermique est bien plus épaisse que la couche de sédiment.

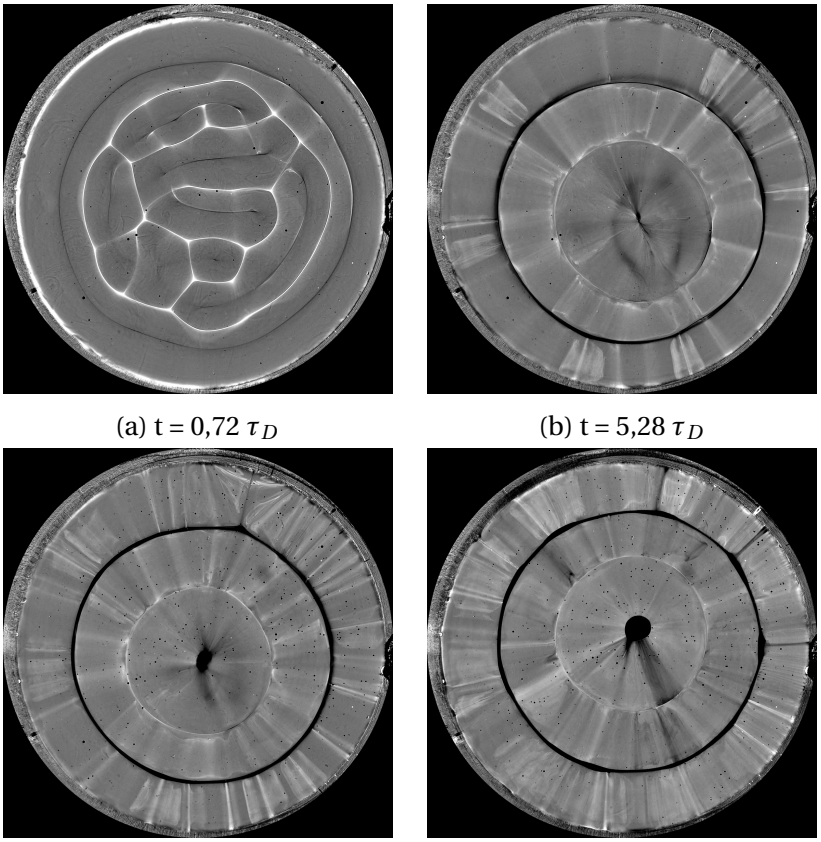
Au cours de cette expérience, des défauts bien particuliers et caractéristiques ont été observés. La figure 6.8a et 6.8b montre deux de ces défauts. Le premier est ce que l'on appelle une « disclination » et le second est un défaut bien connu appelé dislocation. En réalité, deux dislocations se forment à la suite d'un pincement des deux rouleaux, c'est ce que l'on appelle aussi la nucléation. Ces dislocations se déplacent rapidement le long du rouleau vers les parois latérales. Ces phénomènes produisent un pic de flux de chaleur [113].



(a) « Disclination ». (b) Dislocation.

FIGURE 6.8. – Défauts des patterns des rouleaux $\Gamma = 16$, $\Delta T = 0{,}4$ °C, Ra = 1,82x10^3.

Poursuivons notre étude en augmentant la différence de température. La figure 6.9 représente le début de la convection pour un $\Delta T = 1$ dans la même cavité. Nous obtenons des patterns identiques à ceux de la figure 6.4, à la différence que l'anneau central reste au milieu et ne se rompt pas sur les bords. L'écoulement devient alors stationnaire et identique à celui de l'eau 6.1. Nous remarquons que les particules commencent à sédimenter pour des temps supérieurs au temps de diffusion thermique τ_D. La figure 6.9b montre l'apparition de la sédimentation qui se superpose sur le flux ascendant. Des rayons lumineux sont visibles entre les anneaux, en raison des gradients de concentration des particules. Progressivement, les particules sédimentent de plus en plus et forment au milieu de la cavité un amas de particules (6.9c). Les particules qui ne se sont pas agglomérées restent en suspension, d'où la présence de ces rayons. Nous avons une longueur d'onde moyenne de 38,66 mm comprise dans un intervalle de 36 mm allant jusqu'à 41,45 mm.

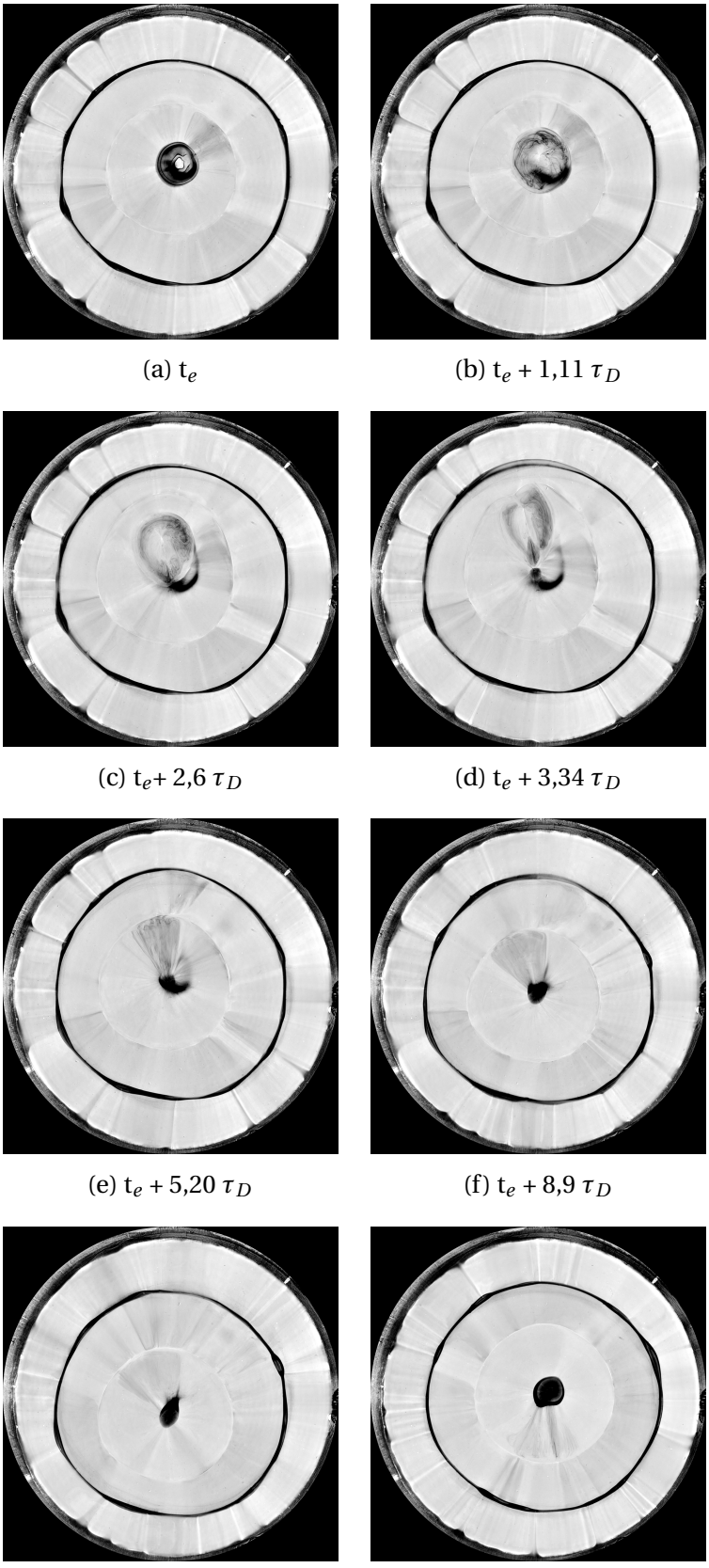


(a) t = 0,72 τ_D (b) t = 5,28 τ_D

(c) t = 8,39 τ_D (d) t = 18,92 τ_D

FIGURE 6.9. – Évolution instationnaire TiO_2 Γ = 16, ΔT = 1 °C, Ra = 4,55x10^3 (vidéo).

L'amas central augmente en volume au cours de l'expérience (6.9d) à cause de la sédimentation. Lorsque cet amas atteint une certaine taille, il est entraîné par la convection. Au cours de l'expérience, l'amas a été éclaté à plusieurs reprises par la convection sans avoir une direction privilégiée. Nous présentons par exemple une série d'images 6.10 qui illustre parfaitement ce phénomène. Les images suivantes ont un contraste différent des autres figures afin de voir les gradients de concentration en particules. L'amas de particules à t_e = 200,3 τ_D commence à être entraîné par la convection, car son volume a augmenté. L'amas est ensuite rapidement fragmenté plus ou moins dans toutes les directions 6.10b. Les particules sont alors advectées, et progressivement réassemblées au centre de la cellule grâce au flux descendant. Nous remarquons lors de l'éclatement que le tore du flux descendant est étiré vers le haut (figure 6.10d), perd sa symétrie et oscille autour de sa position d'équilibre. Après analyse, nous constatons que toutes les 60 τ_D, l'amas de particules atteint un certain volume et est de nouveau éclaté par la convection.



(a) t_e (b) $t_e + 1{,}11\ \tau_D$

(c) $t_e + 2{,}6\ \tau_D$ (d) $t_e + 3{,}34\ \tau_D$

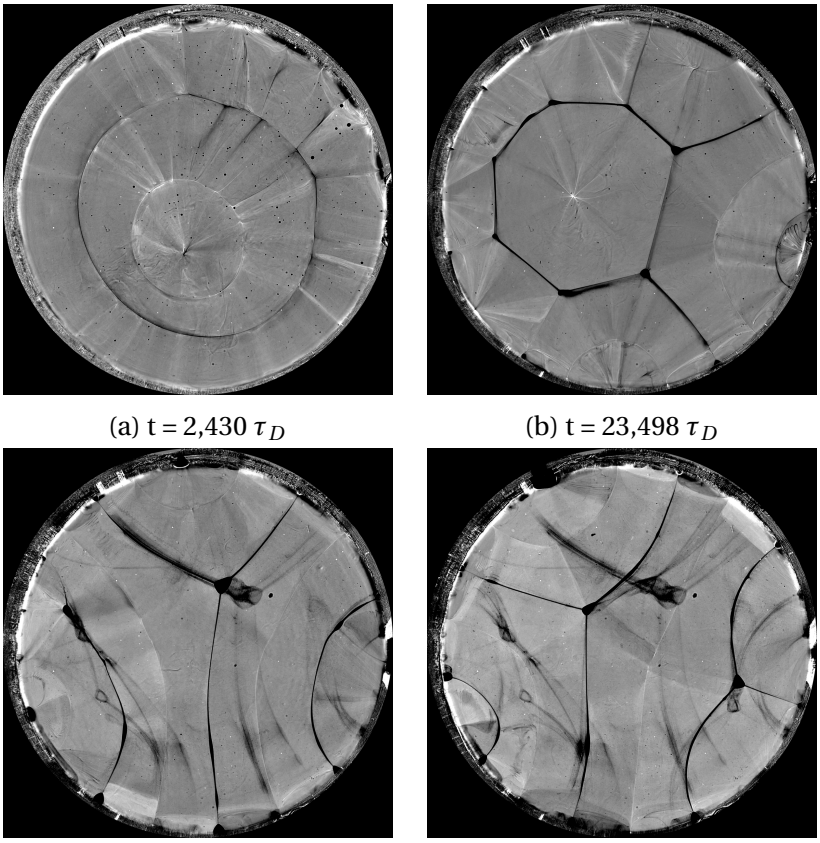
(e) $t_e + 5{,}20\ \tau_D$ (f) $t_e + 8{,}9\ \tau_D$

(g) $t_e + 13{,}72\ \tau_D$ (h) $t_e + 46{,}38\ \tau_D$

FIGURE 6.10. – Éclatement tas sédimenté (vidéo).

Cette série confirme que les nanoparticules de TiO_2 ne sont pas que de simples traceurs. Nous pensons que lorsque les nanoparticules sédimentent, il se crée un point chaud qui modifie le flux de chaleur et déstabilise la solution stationnaire.

La figure 6.11 représente différents instants de la convection pour un nombre de Rayleigh égal à $9{,}11 \times 10^3$. Nous remarquons la présence d'anneaux instationnaires se rapprochant du bord. La figure 6.11c montre un état quasi-stationnaire ressemblant très fortement au pattern pour l'eau avec le même nombre de Rayleigh (figure 6.2a). Et la dernière figure 6.11d montre l'état stationnaire atteint au bout de presque 3 jours. Nous constatons qu'à la différence des deux autres expériences, la sédimentation des particules est plus filamenteuse et nous voyons des anciennes traces de sédiment. Des traces restent visibles, car il est difficile d'advecter ces particules qui sont « coincées » dans la couche limite. Pour cette expérience, nous ne voyons pas l'impact des particules sur l'écoulement.



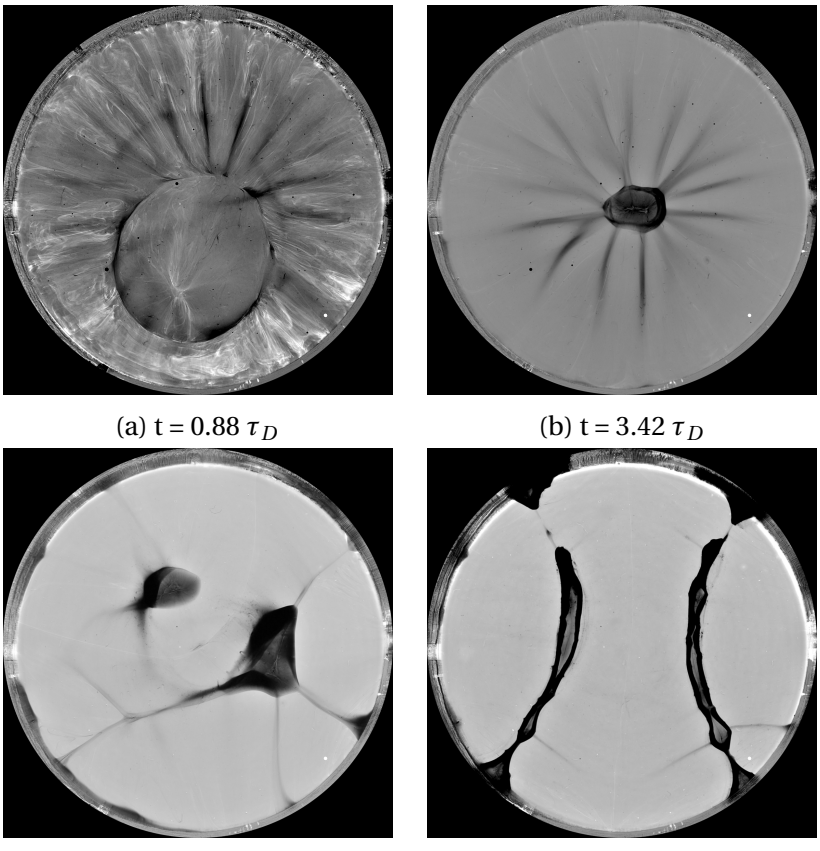
(a) t = 2,430 τ_D (b) t = 23,498 τ_D

(c) t = 439,425 τ_D (d) t = 768,835 τ_D

FIGURE 6.11. – Évolution vers la stationnarité TiO_2 $\Gamma = 16$, $\Delta T = 2$ °C, $Ra = 9{,}11 \times 10^3$ (vidéo).

La dernière expérience faite avec la petite cuve a été réalisée avec un nombre de Rayleigh de $1{,}59 \times 10^4$. Cette expérience a donné exactement les mêmes patterns que l'expérience ci-dessus.

Après avoir réalisé ces expériences, nous avons changé de cuve pour une cuve de taille moyenne H = 13 mm et un nouveau rapport d'aspect $\Gamma = 8,46$. Le temps de diffusion thermique verticale devient alors égale à $1,2x10^3$ s. La figure 6.12 présente l'évolution de la convection pour un Rayleigh de $1,54x10^4$ et les deux dernières figures ont un contraste différent afin de mieux voir les gradients de concentration. Nous retrouvons la formation d'un anneau instationnaire qui finit par disparaître en se fracturant sur les bords. Nous voyons ensuite l'apparition d'un amas de particules au centre de la cavité avec des traînes de particules en forme de bras partant dans toutes les directions depuis le centre. Au fur et à mesure, les bras et l'amas central se dispersent, se séparant en plusieurs amas (figure 6.12c). Finalement, la dernière f °Cigure montre l'état stationnaire et forme un motif très symétrique. Au cours de cette expérience, nous assistons à la formation d'amas de particules, mais aussi d'un bourrelet. En regardant attentivement les figures, nous voyons une différence de concentration grâce aux nuances de niveau de gris. Les particules ont tendance à se déposer sur les pourtours plutôt qu'au centre de l'amas.



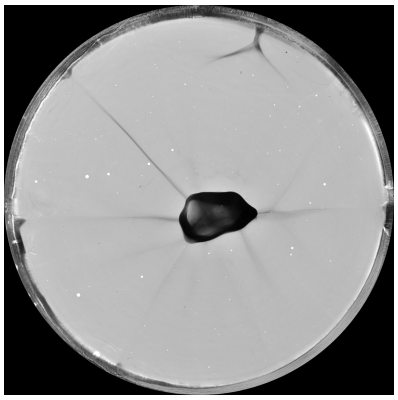
(a) t = 0.88 τ_D (b) t = 3.42 τ_D

(c) t = 47.42 τ_D (d) t = 215.87 τ_D

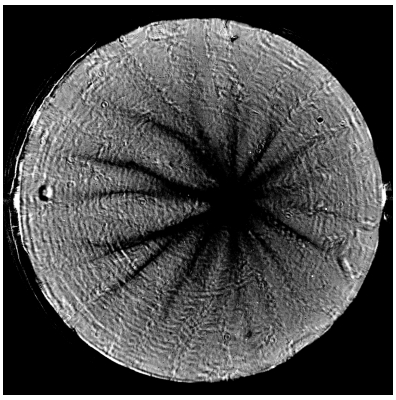
FIGURE 6.12. – Évolution vers la stationnarité TiO_2 $\Gamma = 8,46$, $\Delta T = 0.5$ °C, $Ra = 1,54x10^4$ (vidéo).

Poursuivons nos résultats avec la cuve de taille moyenne pour trois nombres de

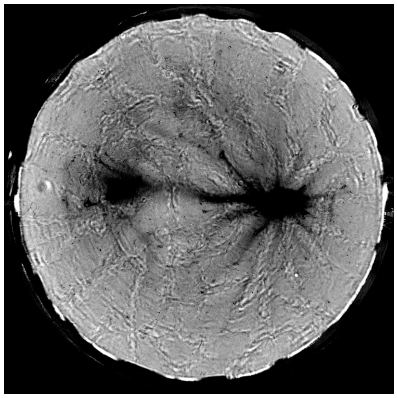
Rayleigh différents. La figure 6.13 regroupe ces trois expériences, car les résultats sont similaires. Seule, la figure 6.13a donne une solution avec un amas central possédant un bourrelet et quelques bras de particules. Les deux autres solutions se ressemblent beaucoup plus par la formation d'une tache avec des bras tout au tour. Cette tache est plus concentrée et étalée que par rapport à la figure 6.13a. De plus, l'évolution de ce dépôt est quasi-stationnaire, puisque après de nombreux cycles de diffusion, il est resté pratiquement inchangé. Nous remarquons que lorsque l'on augmente le nombre de Rayleigh, les particules se déposent sur une surface plus petite et donc la concentration de particules est plus importante.



(a) Γ = 8,46, ΔT = 1 °C, Ra = 3,08x10^4 (vidéo)



(b) Γ = 8,46, ΔT = 2 °C, Ra = 6,16x10^4 (vidéo)



(c) Γ = 8,46, ΔT = 4 °C, Ra = 1,23x10^5 (vidéo)

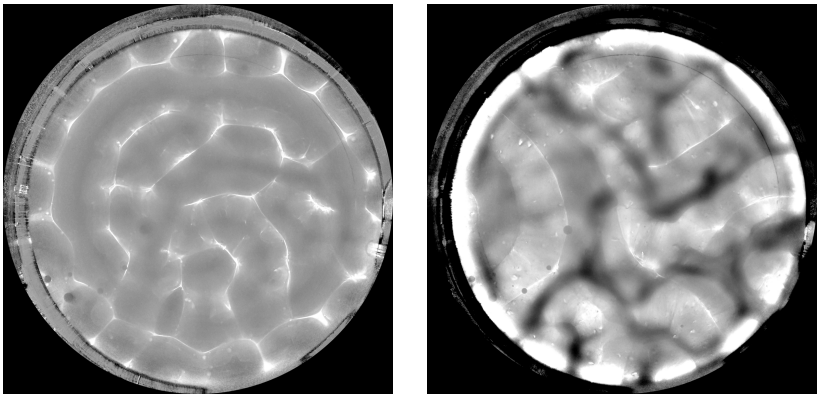
FIGURE 6.13. – États quasi-stationnaires du dépot pour 3,08x10^4 < R < 1,23x10^5.

6.2.1.2. Concentration variable et ΔT fixe

L'objectif des expériences ci-dessous est de voir l'impact de la concentration sur les motifs de l'écoulement. Pour ce faire, nous avons choisi de réaliser des expériences dans la petite cuve avec une différence de température de 1 °C, afin de comparer aux anneaux de l'eau pure (figure 6.1b). La symétrie de l'écoulement permettra de mieux visualiser l'impact de la concentration. De plus, la transmission de lumière

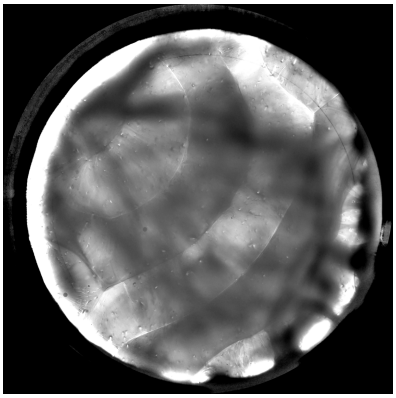
est favorisée par la faible épaisseur du nanofluide. En effet, plus nous augmentons la concentration de particules, plus la lumière est diffusée et absorbée. Nous avons réalisé quatre expériences avec quatre concentrations différentes : 0,01, 0,02, 0,05 et 0,1 % wt, puis nous nous sommes intéressés à l'effet de la sédimentation sur la convection. Pour ce faire, nous avons laissé des particules sédimenter pendant au moins 1 ou 2 jours dans la cuve avant de démarrer la convection.

La figure 6.14 représente la convection pour une concentration de 0,02 % wt à différents moments. La figure 6.14a illustre le début du transitoire avec de forts signaux lumineux représentants le flux d'eau froide. Cet état se déstabilise rapidement et la sédimentation des particules a lieu. Nous remarquons sur la figure 6.14c un écoulement radial ressemblant à des ondes progressives. Nous précisons que ce n'est pas de la turbulence de phase, car le nombre de Rayleigh est trop élevé pour être dans ce régime particulier. De plus, nous n'avons pas la présence de rouleaux errants dans toutes les directions. Ces ondes instables apparaissent et disparaissent dans le temps. La figure 6.14d montre le deuxième motif possible, outre ces ondes ressemblant à des alvéoles de particules. De plus, au cours de l'expérience, nous remarquons une évolution de la nuance de gris sur les quatre images, car les particules ont sédimenté. La convection a rassemblé une partie des particules sous les flux ascendants. Des zones de faibles concentrations correspondent alors à une meilleure transmission de la lumière et donc à la couleur blanche sur les photos, d'où ce contraste important. Nous notons aussi un brouillard permanent sur les images dû à la diffusion de la lumière par les particules en suspension. En revanche, le motif annulaire 6.9 a complètement disparu, laissant place soit à ces ondes progressives, soit à un motif ressemblant à des alvéoles de particules (figure 6.14d). Ces ondes ont une moyenne de longueur d'onde égale à 29,15 mm avec un intervalle allant de 24,85 mm à 33,6 mm. L'ordre de grandeur de la vitesse de ces ondes est de 16 μm/s.

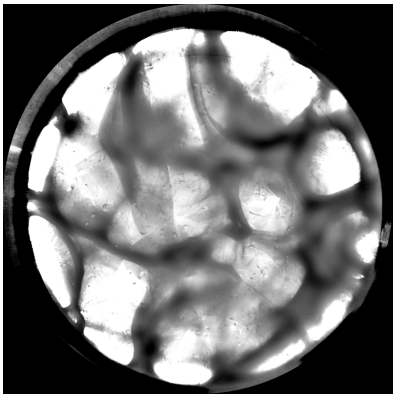


(a) t = 0,73 τ_D

(b) t = 22,56 τ_D



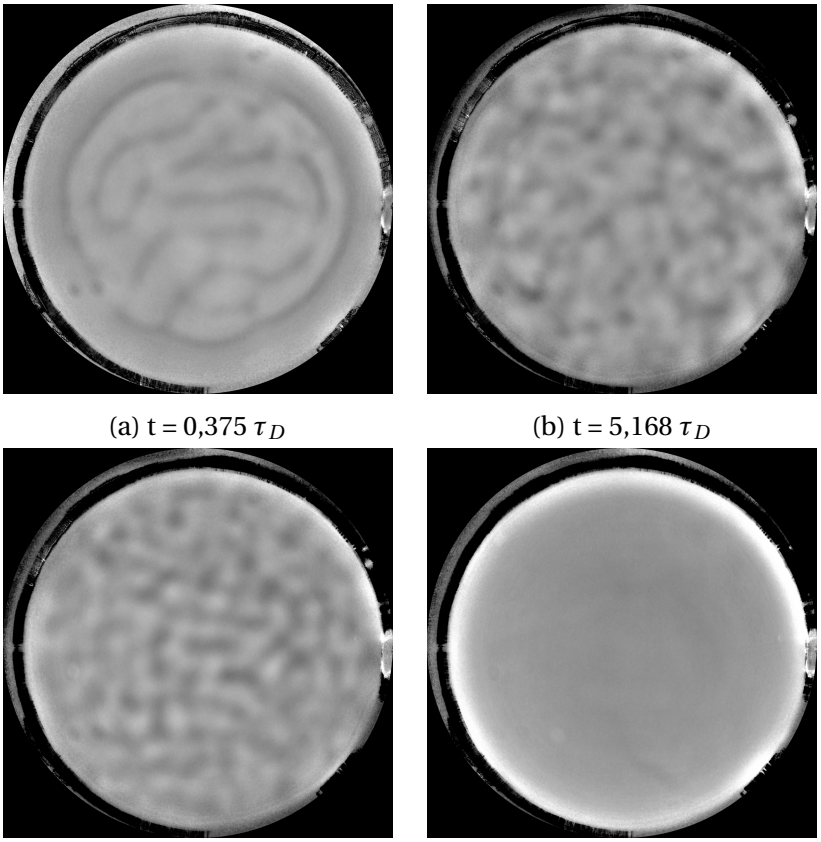
(c) t = 85,84 τ_D



(d) t = 138,4 τ_D

FIGURE 6.14. – Écoulement instationnaire TiO_2 Γ = 16, c = 0,02 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo).

Augmentons la concentration massique pour atteindre 0,05 %. La figure 6.15 montre l'écoulement pour cette concentration et comment la convection semble bloqués pendant l'expérience. La figure 6.15a révèle les premiers instants de la convection avec un motif tout à fait habituel, sauf que nous n'avons pas la présence d'un flux d'eau froide. Les figures 6.15b et 6.15c montrent une image transmise de faible intensité. Ces deux figures nous montrent un état flou et chaotique qui ne ressemble en rien aux motifs déjà observés. Puis, au bout de 69 τ_D, la convection semble avoir disparu pour laisser place à un état spatial uniforme.

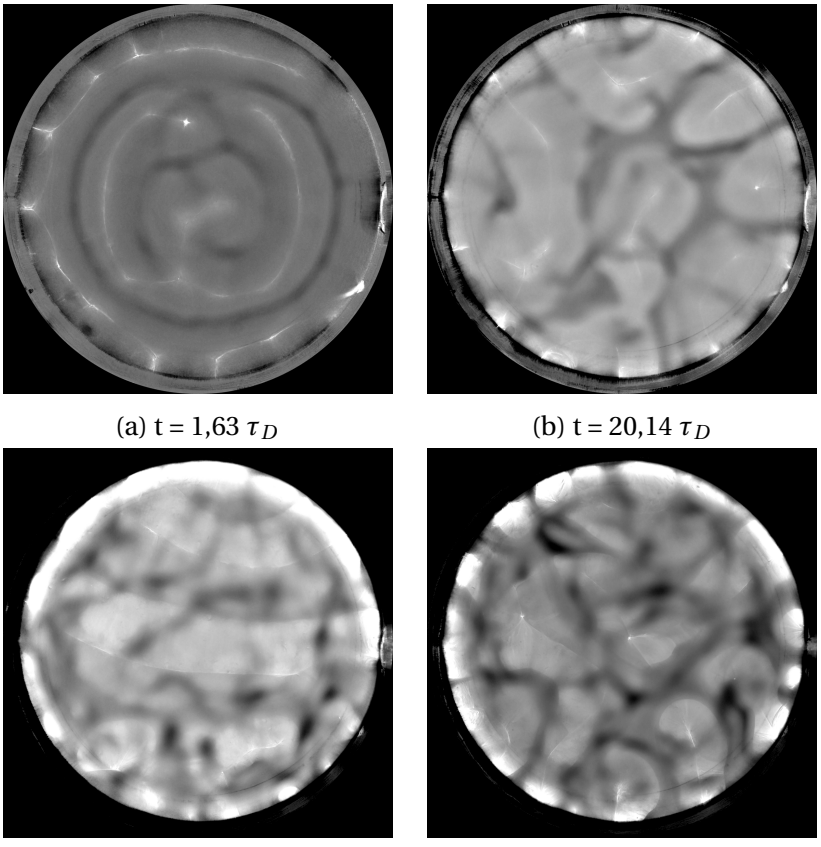


(a) t = 0,375 τ_D (b) t = 5,168 τ_D

(c) t = 15,06 τ_D (d) t = 69,29 τ_D

FIGURE 6.15. – Disparition de la convection TiO_2 Γ = 16, c = 0,05 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo).

La première hypothèse pour cette disparition est que les forces dissipatrices ont pris le dessus sur les forces motrices. En d'autres termes, la diffusivité thermique domine l'instabilité. Mais l'expérience suivante contredit cette hypothèse, car avec une concentration encore plus élevée, nous obtenons bien un écoulement. Aujourd'hui, nous n'avons pas d'explications au résultat de cette expérience. L'expérience ci-dessous correspond à une concentration de 0,1 % wt avec le même nombre de Rayleigh. La figure 6.16a représente l'écoulement instationnaire avec le flux d'eau froide que l'on ne retrouvait pas sur la figure 6.15a. L'écoulement redevient ensuite radial avec des ondes progressives intermittentes. La longueur d'onde moyenne est de 28,69 mm avec un intervale de 25,71 mm à 31,95 mm. La vitesse de ces ondes est comprise entre 20 et 40 μm/s. L'écoulement n'est pas stationnaire et oscille entre la solution réprésenté par la figure 6.16c et la figure 6.16d. Nous avons un « brouillard » sur les images plus important, car le nanofluide est plus concentré en particules et donc la diffusion de la lumière est plus intense.



(a) t = 1,63 τ_D (b) t = 20,14 τ_D

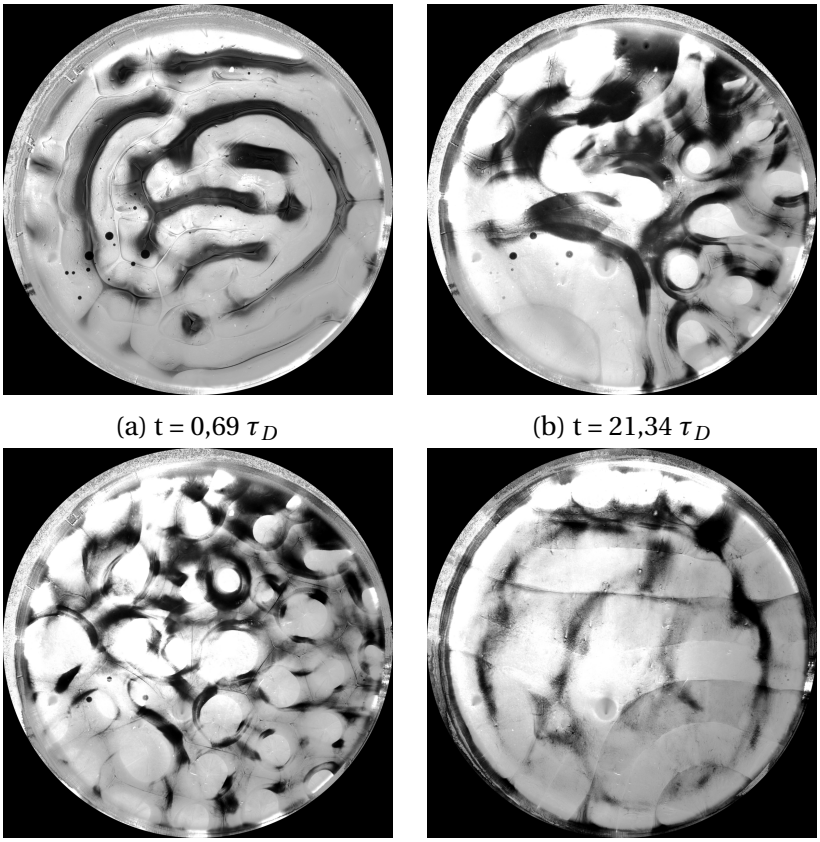
(c) t = 213,9 τ_D (d) t = 723,66 τ_D

FIGURE 6.16. – Écoulement instationnaire TiO_2 Γ = 16, c = 0,1 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo).

Pour les quatre expériences avec les quatre concentrations différentes de 0,01, 0,02, 0,05 et 0,1 % wt, nous avons montré que les particules modifient les motifs de l'écoulement de l'eau pure (figure 6.1b). Si les motifs sont modifiés, le transfert de chaleur l'est également.

Les deux dernières expériences ci-dessous montrent l'influence de la sédimentation sur la convection. Nous avons laissé pendant au moins un jour les particules sédimenter au fond de la cuve pour deux concentrations différentes 0,02 % wt et 0,05 % wt. Nous avons ensuite déclenché la convection avec le même nombre de Rayleigh que précédemment. La figure 6.17a montre l'apparition des premiers panaches thermiques pour une concentration de 0,02 % wt. Nous voyons un fort contraste entre le flux descendant et ascendant, grâce à la sédimentation. Ensuite, l'écoulement transite vers un état où nous avons à la fois des ondes progressives radiales et des cellules hexagonales (figure 6.17b). Après 53 τ_D, l'écoulement est quasi-stationnaire pendant quelques cycles de diffusion thermique. La figure 6.17c montre des cellules hexagonales avec en plus un amas de particules circulaires au centre de la cellule hexagonale. Les cellules hexagonales ont un diamètre moyen de 23 mm et sont de type g. En d'autres termes, l'eau froide descend au milieu et remonte aux bords de la

cellule. Ces cellules restent visibles pendant au moins 53 τ_D. La dernière figure 6.17d représente la formation d'un écoulement radial. L'écoulement n'est pas stationnaire et change de direction de propagations au cours du temps. La longueur d'onde moyenne est de 26,81 mm avec un minimum de 24,4 mm et un maximum de 28,92 mm. L'ordre de grandeur de la vitesse est de 15 μm/s.



(a) t = 0,69 τ_D (b) t = 21,34 τ_D

(c) t = 53,11 τ_D (d) t = 232,87 τ_D

FIGURE 6.17. – Effet de la sédimentation TiO_2 Γ = 16, c = 0,02 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo).

Nous observons des cellules hexagonales pendant quelque temps de diffusion τ_D (figure 6.17b). Nous savons que les cellules hexagonales apparaissent lorsqu'il y a une brisure de symétrie entre le haut et le bas de la cavité, comme par exemple une surface libre. C'est la raison pour laquelle Henri Bénard a observé des cellules hexagonales, car c'est le type de cellule le plus stable. Un première hypothèse pour expliquer l'apparition de ces cellules est de dire que la couche de sédiment de particules a augmenté localement la viscosité près de la paroi inférieure et a donc crée un gradient de viscosité. Sachant que le motif hexagonal se décline sous deux versions (figure 6.18). Le premier est un écoulement qui monte au milieu et qui descend sur les pourtours de cellule. C'est l'écoulement typique que l'on retrouve dans le cas d'un liquide ([103, 119]). Dans le cas inverse, où le fluide descend au milieu de la cellule et remonte sur

les bords, c'est le cas d'un gaz [57]. Le sens de circulation dépend du signe de la dérivé de la viscosité par rapport à la température $\partial\nu/\partial T$. Dans le cas des liquides $\partial\nu/\partial T < 0$. Nous pouvons avoir d'autres motifs comme des cellules carrées lorsque les variations de viscosité sont très importantes [136]. Dans notre expérience, nous obtenons des cellules de types g alors que nous sommes dans un liquide et que nous devrions avoir des cellules de types l. Cela signifie qu'expérimentalement, nous avons un gradient de viscosité positif. Au vu de la concentration massique de 0,02 % et de la très fine épaisseur de sédiment, nous avons douté de cette hypothèse. L'expérience d'Olivier et al. [103], confirme que l'apparition des cellules hexagonales ne peut pas être due au gradient de viscosité, car selon le diagramme de phase présenté, nous devrions avoir un écart relatif de viscosité d'environ 19 pour ce nombre de Rayleigh. Ce sont les expériences de Krishnamurti [75] et de Meyer [95] qui permettent d'expliquer l'origine des cellules hexagonales. Krishnamurti a augmenté au cours du temps la différence de température et il a observé les mêmes cellules hexagonales que pour notre expérience. De plus, Meyer a chauffé de manière sinusoïdale la plaque inférieure et a observé une coexistence entre rouleaux de convection et cellules hexagonales comme sur la figure 6.17b. Les sédiments conducteurs de chaleur ont donc augmenté de manière locale le flux conductif dans la couche limite thermique inférieure et ainsi les transferts de chaleur.

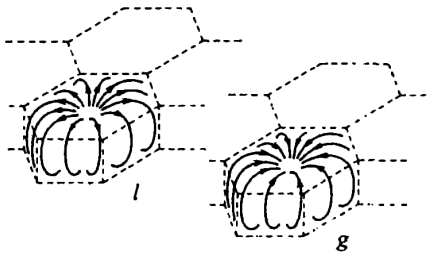
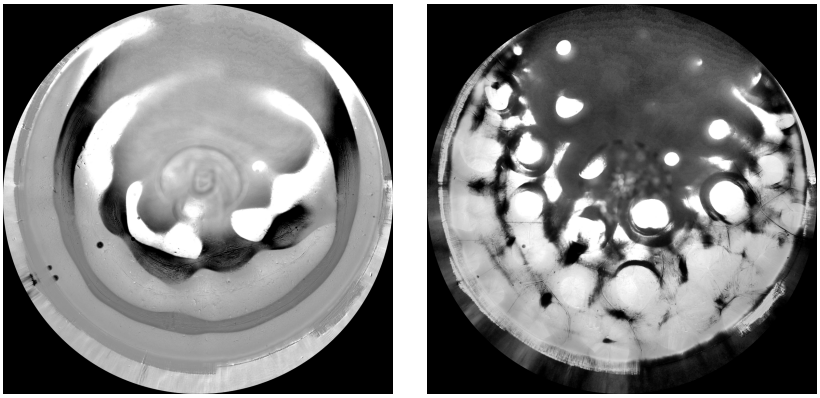
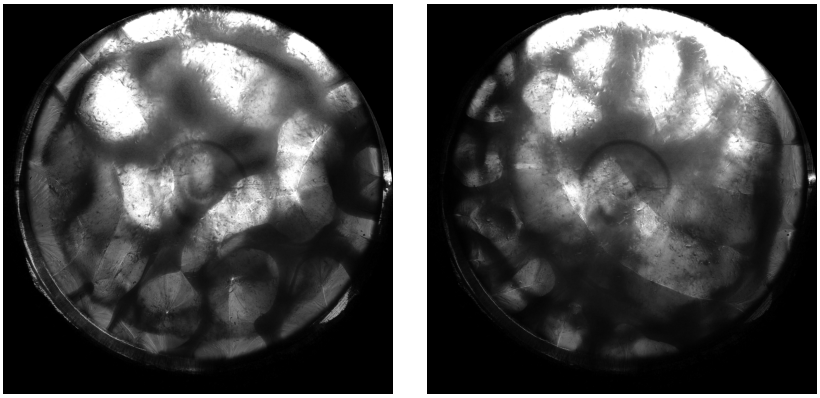


FIGURE 6.18. – Schéma des cellules hexagonales [53].

La figure 6.19 représente quatre images d'expériences avec une sédimentation initiale de 0,05 % wt. La première image ressemble fortement à la figure 6.17a mais avec moins de panaches thermiques. Ensuite, à t $\approx$ 55 τ_D, nous retrouvons notre état pseudo-stationnaire avec la formation des cellules hexagonales de type g avec un diamètre moyen de 20 mm. La durée de vie des cellules hexagonales pour cette concentration est de 55 τ_D. Nous avons toujours des cercles de sédiment à l'intérieur de nos cellules hexagonales. La figure 6.19c montre des alvéoles de sédiment instables au cours du temps. La solution à cet écoulement oscille entre l'état des alvéoles et les ondes radiales progressives de la figure 6.19d. La direction de ces ondes change au cours du temps sans qu'il n'y ait de direction privilégiée. La longueur d'onde moyenne est de 32,17 mm avec un maximum de 33,29 mm et un minimum de 27,5 mm. L'ordre de grandeur de la vitesse de ces ondes est de 17 μm/s.



(a) t = 1,04 τ_D (b) t = 54,98 τ_D



(c) t = 240,34 τ_D (d) t = 473,31 τ_D

FIGURE 6.19. – Effet de la sédimentation TiO_2 Γ = 16, c = 0,05 % wt, Ra = 4,55x10^3 (vidéo).

La figure 6.20 représente un résumé de toutes les expériences présentées ci-dessus. Toutes les images correspondent soit à l'état stationnaire, soit à un état caractéristique de l'écoulement. Nous retrouvons nos résultats pour les deux rapports d'aspects différents et les deux expériences avec de la sédimentation au début de l'expérience. Nous remarquons que tous les résultats où les particules ont eu un impact sur les motifs de l'écoulement sont caractérisés par un nombre de Rayleigh inférieur à 10^4. Les expériences au-dessus de ce seuil ressemblent aux motifs de l'eau pure. Nous n'avons pas pu tirer de conclusions intéressantes de ces expériences. Pour un nombre de Rayleigh inférieur à 10^4, l'impact des particules a été facilement observé. Au fur et à mesure que la concentration augmente, les motifs changent par rapport à l'eau pure. Si les motifs changent, il en va de même pour les transferts de chaleur. De plus, nous avons pu étudier l'effet de la sédimentation sur l'évolution de l'écoulement. Dans le cas sédimenté, nous avons eu des cellules hexagonales de type g qui sont habituellement observées dans des gaz. Ces cellules témoignent de la non-homogénéité du milieu due à l'asymétrie des couches limites thermiques. En effet, les sédiments ont augmenté le flux conductif dans la couche limite thermique inférieure. Cette augmentation locale du flux a créé une asymétrie du profil de température et donc des

rouleaux convectifs instables. Nous l'observons grâce à la différence entre les figures 6.10 et 6.14. L'augmentation locale des transferts de chaleur grâce aux sédiments a conduit à une température moyenne plus élevée et donc un nombre de Prandtl effectif plus faible. Un nombre de Prandtl plus faible amplifie les termes non-linéaires et les instabilités secondaires (figure 6.6). De plus, nous observons une diminution de la longueur d'onde et une augmentation de la vitesse. Nous avons augmenté la vitesse en augmentant la concentration massique de particules. Lorsque le flux conductif augmente fortement, comme sur la figure 6.17b, des cellules hexagonales apparaissent et une coexistence entre rouleaux de convection et cellules hexagonales peut exister.

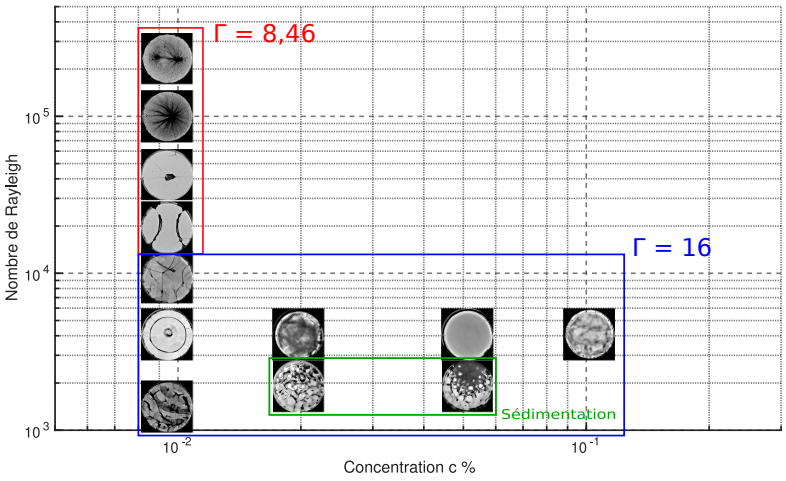


FIGURE 6.20. – Diagramme des différents régimes observés.

6.2.2. Argent Ag

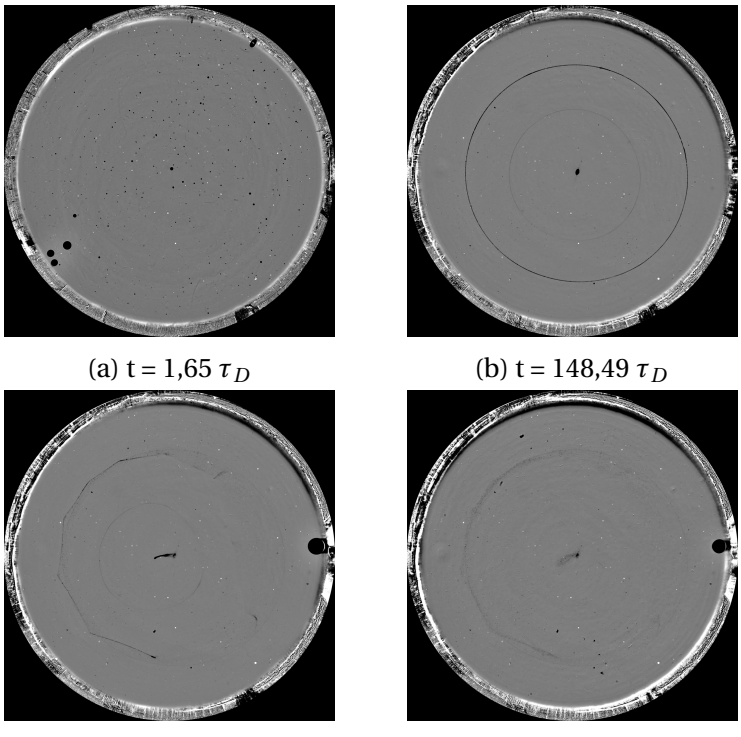
Après avoir expérimenté et étudié la convection avec des nanoparticules de TiO_2. Nous allons nous intéresser aux expériences avec des nanoparticules d'argent. Nous rappelons que ces nanoparticules ont une conductivité thermique de 400 $W.m^{-1}.K^{-1}$, mais aussi une masse volumique de 10 $g.cm^{-3}$. De plus, nous avons montré que les nanoparticules d'argent ont un diamètre égal à 160 nm, ce qui est approximativement égal à celui du TiO_2. Notre solution mère d'argent a une concentration massique plus élevée, égale à 2 % wt.

Le tableau 6.3 présente toutes les expériences réalisées avec les nanofluides d'Ag. Nous avons effectué un essai avec la même concentration massique que le TiO_2 puis avec une concentration massique de 2 %. Les cases bleues indiquent que ces quatre expériences ont été réalisées successivement. En d'autres termes, la cuve n'a pas été vidée, nettoyée et remplie à chaque fois, car nous étions limités en volume de nanofluide d'Ag. Les conditions initiales n'étaient donc pas les mêmes pour chaque expérience et le protocole expérimental était légèrement différent de toutes les autres expériences.

H (mm)	6,875	6,875	6,875	6,875	6,875	6,875	13
ΔT (°C)	1	1	2	4	6	8	1
Rayleigh	$4{,}55\text{x}10^3$	$4{,}55\text{x}10^3$	$9{,}11\text{x}10^3$	$1{,}82\text{x}10^4$	$2{,}73\text{x}10^4$	$3{,}64\text{x}10^4$	$3{,}08\text{x}10^4$
Concentration % wt	0,01	2	2	2	2	2	2

TABLEAU 6.3. – Récapitulatif des expériences avec de l'argent.

La figure 6.21 représente la seule expérience avec la même concentration massique que pour le TiO_2. Les quatre images montrent la convection à différents instants. La première figure 6.21a illustre le début de la convection, pour laquelle nous avons des panaches thermiques. Mais nous n'observons pas de motif sur l'image qui est habituellement visible. Au bout de 148,49 τ_D, nous observons un cercle de dépôt de particules et un petit amas de particules au centre de la cuve. Ce motif est le même que pour l'eau pure (figure 6.1). Cependant, nous ne pouvons pas certifier que ces particules sont bien des nanoparticules d'Ag, car ce faible dépôt ressemble au motif obtenu avec de l'eau pure, et le dépôt obtenu avec de l'eau pure était de la poussière. Puis, la figure 6.21c montre que l'écoulement se déstabilise après 225 τ_D alors que nous devrions obtenir une solution stationnaire. En regardant bien l'image, nous voyons l'apparition d'une bulle d'air sur le côté droit de la cuve. Après 3,7 τ_D depuis l'apparition de la bulle, le motif commence à être déstabilisé. Ensuite, l'écoulement dévie vers la gauche de l'image (figure 6.21b) à cause de la bulle.



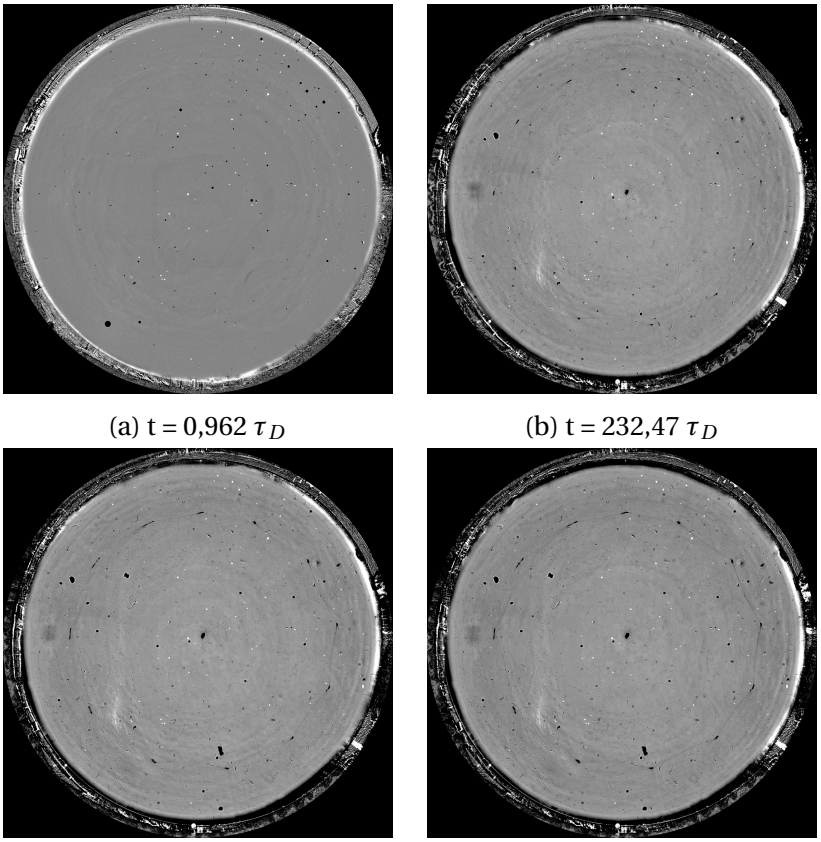
(a) t = 1,65 τ_D (b) t = 148,49 τ_D

(c) t = 225 τ_D (d) t = 508,1 τ_D

FIGURE 6.21. – Écoulement stationnaire Ag Γ = 16, c = 0,01 % wt, Ra = $4{,}55\text{x}10^3$.

Les figures ci-dessus confirment que pour une concentration de 0,01 % d'Ag, les motifs sont les mêmes que pour l'eau pure. Les nanoparticules d'Ag n'ont donc pas d'impact sur la convection. En regardant la figure 6.21, nous n'observons pas des motifs de flux ascendant ou descendant dus à l'écart de température. Dans cette expérience, l'écart de température n'est que de 1 °C. Il est difficile d'observer des motifs de convection, car l'ordre de grandeur de la variation de l'indice de réfraction par rapport à la température est seulement de $1x10^{-4}$. Lors des expériences avec le TiO_2 avec cet écart de température, nous avons pu observer des motifs parce que nous avions 2,5 fois plus de particules. L'agglomération des particules de TiO_2 et les gradients de concentration nous ont aidés à voir les motifs de l'écoulement. Nous rappelons que le seuil de visualisation des motifs avec ces lentilles est supérieur à une différence de température de 1 °C.

Au vu des résultats précédents, nous avons augmenté la concentration massique pour atteindre 2 % et donc augmenté le nombre de nanoparticules présentes dans la cuve. Par rapport aux expériences avec du TiO_2, nous obtenons environ 100 fois plus de particules, soit $6,1x10^{13}$ nanoparticules. La figure 6.22 représente la convection avec des nanoparticules d'Ag pour une concentration de 2 %. La figure 6.22a montre le début de la convection. Nous ne voyons toujours pas de motif apparaître. Nous avons continué l'expérience et au bout de 232 τ_D, nous remarquons des points de dépôt positionnés sur un cercle et un petit amas de particules au centre de la cuve. Ces amas peuvent être des nanoparticules d'argent qui se sont agglomérées. Les deux dernières figures sont presque identiques. La forme des dépôts ressemble toujours au cas de l'eau pure 6.1b. Les motifs ne sont toujours pas observables avec cette concentration et seule la sédimentation de particules nous indique le pattern de l'écoulement.



(a) t = 0,962 τ_D (b) t = 232,47 τ_D

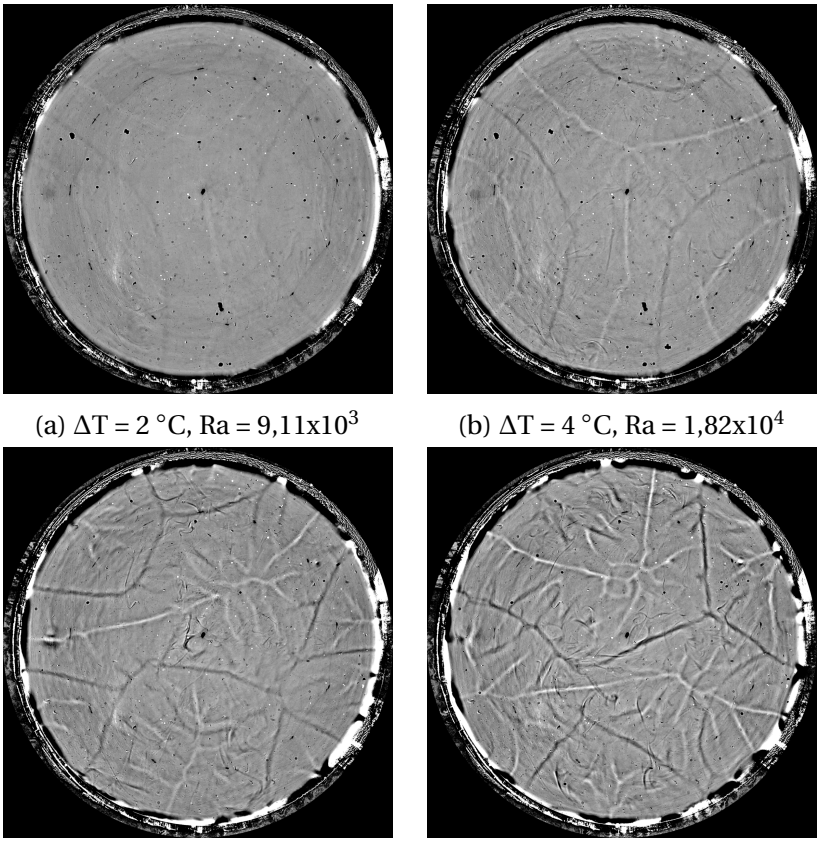
(c) t = 624,26 τ_D (d) t = 935,1 τ_D

FIGURE 6.22. – Écoulement stationnaire Ag Γ = 16, c = 2 % wt, Ra = 4,55x10^3.

Nous avons pu deviner les patterns de l'écoulement grâce au faible dépôt des particules. Dans le cas du TiO_2, les motifs sont beaucoup plus visibles sur l'image transmise. Nous expliquons cela par le fait que les nanoparticules de TiO_2 se sont agglomeré pendant l'expérience. En effet, les nanoparticules de TiO_2 se sont agglomérées, car lors de la dilution, son potentiel zêta a été détérioré contrairement au nanofluide d'argent qui est donc plus stable. De plus, la vitesse de sédimentation est proportionnelle au carré du rayon de la particule. C'est la raison pour laquelle les nanoparticules de TiO_2 devenu des microparticules sédimentent plus rapidement que les nanoparticules d'argent. En d'autres termes, l'agglomération des particules de TiO_2 a augmenté la vitesse de sédimentation. Puis, la concentration en particules a augmenté localement au fond de la cuve à cause de celle-ci. D'après l'équation 5.3, l'augmentation locale de la concentration (Cn) et de l'agglomération des particules (Ce) expliquent la différence de transmission de la lumière entre l'Ag et le TiO_2. Nous rappelons l'équation 5.3, exprime la relation de proportionnalité entre la transmission de la lumière et la concentration en nombre de particules.

La figure 6.23 représente quatre expériences avec quatre nombres de Rayleigh différents pour un état stationnaire ou un état caractéristique de l'écoulement. Sur la première figure, nous remarquons une formation symétrique de l'écoulement avec un

flux descendant qui traverse le centre de la cuve. Nous augmentons ensuite l'écart de température pour avoir un nombre de Rayleigh de 1,82x10^4 (figure 6.23b). Les motifs ressemblent au cas précédent, mais avec une intensité plus élevée et nous remarquons que les motifs commencent à se tordre. La figure 6.23c montre les patterns pour une convection plus importante. Nous observons que la symétrie de l'écoulement a disparu pour donner place à des cellules de convection plus nombreuses, plus petites et l'écoulement devient instable. Lorsque l'on augmente un peu le nombre de Rayleigh comme sur la figure 6.23d, les cellules rétrécissent encore et l'intensité du signal transmis augmente.



(a) $\Delta T = 2$ °C, Ra = 9,11x10^3 (b) $\Delta T = 4$ °C, Ra = 1,82x10^4

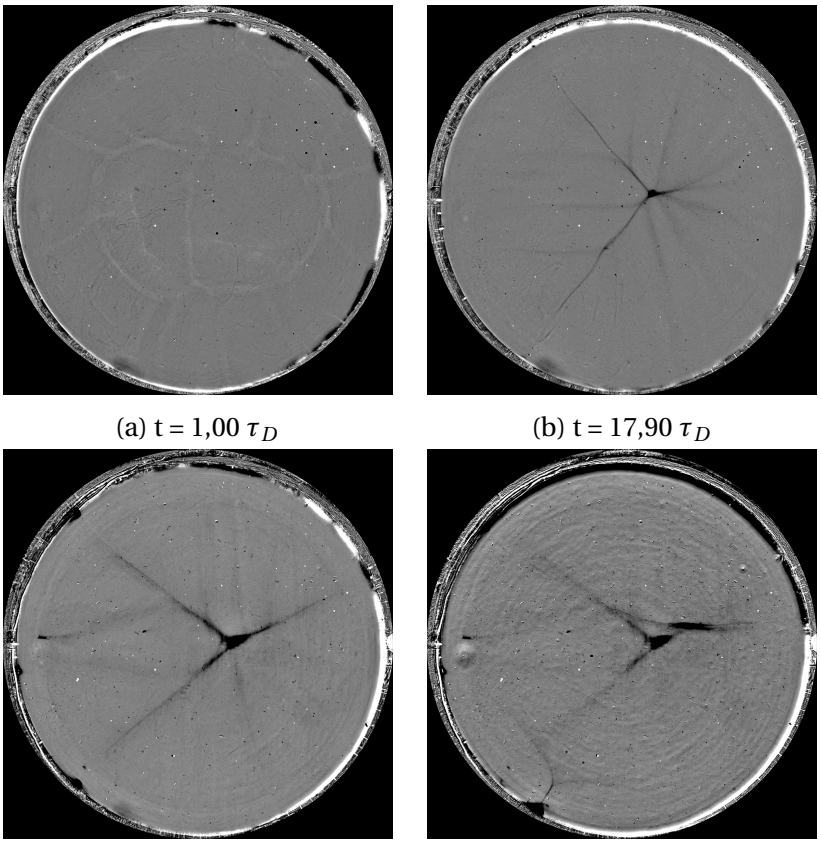
(c) $\Delta T = 6$ °C, Ra = 2,73x10^4 (d) $\Delta T = 8$ °C, Ra = 3,64x10^4

FIGURE 6.23. – Évolution de la convection avec l'augmentation de la différence de température Ag $\Gamma = 16$, c = 2 % wt.

Concernant ces quatre expériences, nous ne remarquons pas l'impact des nanoparticules d'argent sur les motifs de convection et l'écoulement. L'hypothèse avancée est que les particules d'argent n'ont pas assez sédimenté au fond de la cuve et modifié ainsi le flux de chaleur conductif. La principale différence entre les expériences de TiO_2 et d'Ag est l'agglomération et la sédimentation des particules de TiO_2. Ces sédiments de particules ont pu modifier le flux dans les couches limites thermiques grâce à leurs conductivités thermiques. Les nanoparticules d'Ag ne se sont pas autant

agglomérées que pour le TiO_2 et non pas suffisamment modifié le flux conductif dans les couches limites pour altérer la convection et ses patterns d'écoulement.

La dernière expérience ci-dessous a été réalisée dans la cuve moyenne (H = 13 mm) pour une différence de température de 1 °C. La figure 6.24a montre les panaches thermiques instationnaires cette fois-ci visibles. Ensuite, après quelques τ_D, les nanoparticules d'Ag sédimentent. Nous retrouvons le même pattern avec un amas central comme pour le TiO_2 (figure 6.13a) mais avec des « bras » de particules plus allongés. Puis, sur la figure 6.24c, nous remarquons que les fines branches de particules finissent par disparaître, ne laissant que l'amas central et les bras principaux. Ensuite, après plusieurs jours, l'amas de particules bouge légèrement. À l'extrémité des bras et sur les bords de la cuve, nous observons la formation de petits amas de particules.



(a) t = 1,00 τ_D (b) t = 17,90 τ_D

(c) t = 824,7 τ_D (d) t = 2044,1 τ_D

FIGURE 6.24. – Évolution de la sédimentation d'Ag Γ = 8,46, c = 2 % wt, Ra = 3,08x10^4.

La figure ci-dessus montre que les nanoparticules d'Ag ont sédimenté au cours de cette expérience, mais en faible quantité comparée au TiO_2. La formation d'amas de particules ressemble au cas du TiO_2 (figure 6.13a) mais avec une quantité moindre. Nous pensons que la faible quantité de particules d'Ag qui a sédimenté n'est pas suffisante pour modifier le flux conductif dans la couche limite thermique. De plus, nous n'avons pas pu voir des motifs de convection, car l'écart de température et les

variations d'indice de réfraction sont trop faibles, à l'exception des premiers panaches thermiques. Il est donc difficile de dire si les nanoparticules d'Ag ont eu un impact sur l'écoulement et les motifs de convection. Toutes nos expériences avec l'Ag n'ont pas été concluantes. En d'autres termes, nous n'avons pas pu observer l'impact des particules sur l'écoulement et ainsi les motifs de convection. Nous pensons que c'est dû à la bonne stabilité de la solution. Ces particules ne se sont pas suffisamment agglomérées pendant l'expérience et ainsi sédimenté. Une forte sédimentation des particules aurait pu modifier le flux de chaleur dans la couche limite thermique et affecter la convection, comme dans le cas du TiO_2.

Conclusion et perspectives

Durant cette thèse, nous nous sommes intéressés à la convection naturelle dans une cavité cylindrique remplie d'un nanofluide. La présence de nanoparticules dans le fluides de base (l'eau) affecte les patterns d'écoulement.

Après un état de l'art sur les nanofluides, nous avons dans la première partie de la thèse, étudié les différents modèles numériques pour comprendre leur fonctionnement. A savoir le modèle monophasique, le modèle de Buongiorno, les modèles diphasiques et le modèle Euler-Lagrange. Nous avons montré les avantages et les inconvénients de chacun des modèles et nous nous sommes par la suite concentrés sur le modèle de Buongiorno. Après avoir réalisé des simulations numériques, nous en avons conclu que ce modèle pseudo-diphasique ne permet pas de simuler correctement le comportement d'un nanofluide. Les variations relatives des grandeurs thermophysiques sont similaires à celles du fluide de base et l'impact de la thermophorèse et de la diffusion brownienne est trop faible sur l'équation de l'énergie. En outre, la sédimentation a été négligée dans le modèle, alors qu'elle joue un rôle prépondérant sur la dynamique de la suspension.

La deuxième partie de la thèse a porté sur une approche expérimentale. Ainsi, nous avons développé un dispositif expérimental afin d'observer la dynamique des particules et leurs impacts sur la convection. Par conséquent, nous avons réalisé un montage pour mener des expériences de convection de type Rayleigh-Bénard dans une cavité cylindrique avec des nanofluides. Grâce à un banc optique, nous avons pu visualiser les motifs de convection et observer l'évolution spatiale et temporelle des particules. Dans une première partie, nous avons commencé par des expériences avec de l'eau pure. Ensuite, dans un second temps, nous avons réalisé des expériences avec nos nanofluides de TiO_2 et d'Ag avec le même fluide de base (l'eau). Concernant le TiO_2, nous avons montré que ces particules conductrices de chaleur s'agglomératent pendant l'expérience et sédimentaient au fond de la cuve. Cette fine couche de sédiment contribue à une augmentation localisée du flux de chaleur au sein de la couche limite thermique et modifié la convection. Cette modification n'a été observée que pour des nombres de Rayleigh proches du seuil de convection ($Ra <= 10^4$). Cette altération peut se traduire par un nombre de Prandtl effectif inférieur à celui de l'eau pure et donc une diffusivité effective plus élevée. Pour le nanofluide d'Ag, nous avons remarqué que la solution est relativement stable car les nanoparticules ne se sont pas suffisamment agglomérées et de ce fait ne permettent pas d'avoir une fine couche de sédiment comme pour le TiO_2. Sans cette fine couche de sédiment, le flux conductif dans la couche limite thermique n'est pas suffisamment affecté et les motifs d'écoulement sont alors identiques au cas du fluide pur. Les expériences effectuées avec le TiO_2 et l'Ag nous ont permis de conclure que la stabilité des nanofluides et

la sédimentation ont un rôle prépondérant sur la dynamique de l'écoulement et des transferts de chaleur, ce qui est souvent négligé dans la littérature.

Les prochaines études pourront se concentrer sur des mesures quantitatives de flux de chaleur, surtout lorsque les particules sédimentent. Ces mesures pourront alors confirmer l'hypothèse avancée sur l'augmentation du flux de chaleur. Pour ce faire, le montage actuel doit être amélioré sur plusieurs points. Tout d'abord, améliorer le montage optique pour observer ainsi plus facilement les motifs de convection près du seuil. Ensuite, il serait intéressant de maitriser la fabrication du nanofluide afin de contrôler la taille, la nature des particules et plus particulièrement la stabilité des particules. Par ailleurs, le fluide de base pourrait être remplacé par un fluide ayant un nombre de Prandtl élevé, mais avec une faible viscosité. En effet, un nombre de Prandtl élevé limitera le terme non-linéaire $(v.\nabla v)$ et mettra en évidence le terme de convection $(v.\nabla\theta)$ qui représente la contribution non-linéaire dominante et les instabilités secondaires d'ordre thermique. D'autre part, une faible viscosité permet de limiter le réentraînement des particules qui ont sédimenté, et il est techniquement plus facile d'insérer un liquide non-visqueux dans la cuve. Par exemple, l'éthanol ou le propanol serait un liquide idéal, car le nombre de Prandtl est d'environ 20 et la variation de l'indice de réfraction par rapport à la température est 4 à 5 fois supérieure à celle de l'eau. Enfin, une quantification des flux de chaleur mis en jeu lors des différents essais permettrait d'apprécier d'une manière plus concrète l'effet des nanoparticules sur l'intensitication des transferts de chaleur.

Bibliographie

[1] Eiyad ABU-NADA. « Rayleigh-Bénard convection in nanofluids : effect of temperature dependent properties ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 50.9 (2011), p. 1720-1730 (cf. p. 49, 55).

[2] Guenter AHLERS et RP BEHRINGER. « Evolution of turbulence from the Rayleigh-Bénard instability ». In : *Physical Review Letters* 40.11 (1978), p. 712 (cf. p. 83).

[3] Guenter AHLERS, David S CANNELL et Victor STEINBERG. « Time dependence of flow patterns near the convective threshold in a cylindrical container ». In : *Physical review letters* 54.13 (1985), p. 1373 (cf. p. 83, 85).

[4] Mohammad Hossein AHMADI, Amin MIRLOHI, Mohammad Alhuyi NAZARI et al. « A review of thermal conductivity of various nanofluids ». In : *Journal of Molecular Liquids* 265 (2018), p. 181-188 (cf. p. 29).

[5] Mehdi BAHIRAEI. « A comprehensive review on different numerical approaches for simulation in nanofluids : traditional and novel techniques ». In : *Journal of dispersion science and technology* 35.7 (2014), p. 984-996 (cf. p. 29).

[6] George K BATCHELOR. « The effect of Brownian motion on the bulk stress in a suspension of spherical particles ». In : *Journal of fluid mechanics* 83.1 (1977), p. 97-117 (cf. p. 38).

[7] GK BATCHELOR. « Heat convection and buoyancy effects in fluids ». In : *Quarterly journal of the royal meteorological society* 80.345 (1954), p. 339-358 (cf. p. 52).

[8] Michael P BECK, Tongfan SUN et Amyn S TEJA. « The thermal conductivity of alumina nanoparticles dispersed in ethylene glycol ». In : *Fluid Phase Equilibria* 260.2 (2007), p. 275-278 (cf. p. 39).

[9] Michael P BECK, Yanhui YUAN, Pramod WARRIER et al. « The effect of particle size on the thermal conductivity of alumina nanofluids ». In : *Journal of Nanoparticle research* 11 (2009), p. 1129-1136 (cf. p. 38).

[10] John B BELL, Phillip COLELLA et Harland M GLAZ. « A second-order projection method for the incompressible Navier-Stokes equations ». In : *Journal of computational physics* 85.2 (1989), p. 257-283 (cf. p. 54).

[11] Nader BEN-CHEIKH, Ali J CHAMKHA, Brahim BEN-BEYA et al. « Natural convection of water-based nanofluids in a square enclosure with non-uniform heating of the bottom wall ». In : (2013) (cf. p. 55).

[12] Henri BÉNARD. « Les tourbillons cellulaires dans une nappe liquide ». In : *Revue Gen. Sci. Pure Appl.* 11 (1900), p. 1261-1271 (cf. p. 19, 20).

[13] P BERGÉ et M DUBOIS. « Rayleigh-bénard convection ». In : *Contemporary Physics* 25.6 (1984), p. 535-582 (cf. p. 21).

[14] Myron J. BLOCK. « Surface Tension as the Cause of Bénard Cells and Surface Deformation in a Liquid Film ». In : *Nature* 178.4534 (sept. 1956), p. 650-651. ISSN : 1476-4687. DOI : 10.1038/178650a0 (cf. p. 20).

[15] Eberhard BODENSCHATZ, John R de BRUYN, Guenter AHLERS et al. « Transitions between patterns in thermal convection ». In : *Physical review letters* 67.22 (1991), p. 3078 (cf. p. 27).

[16] Said BOUABDALLAH, Badia GHERNAOUT, Mohamed TEGGAR et al. « Onset of natural convection and transition laminar-oscillatory convection flow in Rayleigh-Bénard configuration ». In : *International journal of heat and technology* 34 (2016), p. 151-157 (cf. p. 57).

[17] Joseph BOUSSINESQ. *Théorie analytique de la chaleur : mise-en harmonie avec la thermodynamique et avec la théorie mécanique de la lumière : Tome 2 : Refroidissement et échauffement par rayonnement conductibilité des tiges, lames et masses cristallines courants de conveçtion. Théorie mécanique de la lumière.* Paris, France : Gauthier-Villars, 1903. URL : https://dspace.bcu-iasi.ro/handle/123456789/40546 (cf. p. 49).

[18] Mondher BOUTERAA, Thomas VARÉ, Chérif NOUAR et al. « Rayleigh–Bénard convection in non-Newtonian fluids : Experimental and theoretical investigations ». In : *Physics of Fluids* 33.11 (2021) (cf. p. 72).

[19] Hendrik C BRINKMAN. « The viscosity of concentrated suspensions and solutions ». In : *The Journal of chemical physics* 20.4 (1952), p. 571-571 (cf. p. 38).

[20] Robert BROWN. « XXVII. A brief account of microscopical observations made in the months of June, July and August 1827, on the particles contained in the pollen of plants ; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies ». In : *The philosophical magazine* 4.21 (1828), p. 161-173 (cf. p. 32).

[21] Von DAG BRUGGEMAN. « Berechnung verschiedener physikalischer Konstanten von heterogenen Substanzen. I. Dielektrizitätskonstanten und Leitfähigkeiten der Mischkörper aus isotropen Substanzen ». In : *Annalen der physik* 416.7 (1935), p. 636-664 (cf. p. 40).

[22] Jacopo BUONGIORNO. « Convective transport in nanofluids ». In : (2006) (cf. p. 29, 43, 47-49, 55, 60, 64).

[23] FH BUSSE. « Non-linear properties of thermal convection ». In : *Reports on Progress in Physics* 41.12 (1978), p. 1929 (cf. p. 23).

[24] Friedrich H BUSSE et Richard M CLEVER. « Instabilities of convection rolls in a fluid of moderate Prandtl number ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 91.2 (1979), p. 319-335 (cf. p. 25).

[25] Friedrich H BUSSE et John A WHITEHEAD. « Instabilities of convection rolls in a high Prandtl number fluid ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 47.2 (1971), p. 305-320 (cf. p. 23, 24).

[26] Andres CASTILLO-CASTELLANOS. « Turbulent convection in Rayleigh-Bénard cells with modified boundary conditions ». Thèse de doct. Université Pierre et Marie Curie-Paris VI, 2017 (cf. p. 54).

[27] Andres CASTILLO-CASTELLANOS, Anne SERGENT et Maurice ROSSI. « Reversal cycle in square Rayleigh–Bénard cells in turbulent regime ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 808 (2016), p. 614-640 (cf. p. 54).

[28] Andrés CASTILLO-CASTELLANOS, Anne SERGENT, Bérengère PODVIN et al. « Cessation and reversals of large-scale structures in square Rayleigh–Bénard cells ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 877 (2019), p. 922-954 (cf. p. 54).

[29] Michele CELLI. « Non-homogeneous model for a side heated square cavity filled with a nanofluid ». In : *International journal of heat and fluid flow* 44 (2013), p. 327-335 (cf. p. 43).

[30] BH CHANG, AF MILLS et E HERNANDEZ. « Natural convection of microparticle suspensions in thin enclosures ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.5-6 (2008), p. 1332-1341 (cf. p. 58, 59).

[31] Min-Hsing CHANG et An-Cheng RUO. « Rayleigh–Bénard instability in nanofluids : effect of gravity settling ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 950 (2022), A37 (cf. p. 29).

[32] S US CHOI et Jeffrey A EASTMAN. *Enhancing thermal conductivity of fluids with nanoparticles*. Rapp. tech. Argonne National Lab.(ANL), Argonne, IL (United States), 1995 (cf. p. 29).

[33] Chan Hee CHON, Kenneth D KIHM, Shin Pyo LEE et al. « Empirical correlation finding the role of temperature and particle size for nanofluid (Al2O3) thermal conductivity enhancement ». In : *Applied physics letters* 87.15 (2005) (cf. p. 41).

[34] Richard M CLEVER et Friedrich H BUSSE. « Three-dimensional knot convection in a layer heated from below ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 198 (1989), p. 345-363 (cf. p. 25).

[35] Wikimedia COMMONS. *File :Spherical aberration 3.svg — Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online ; accessed 27-May-2024]. 2020. URL : %5Curl%7Bhttps://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Spherical_aberration_3.svg&oldid=480357893%7D (cf. p. 76).

[36] Wikimedia COMMONS. *File :Diagram of zeta potential and slipping planeV2.svg — Wikimedia Commons, the free media repository*. [Online ; accessed 19-April-2024]. 2021. URL : https://commons.wikimedia.org/w/index.php?title=File:Diagram_of_zeta_potential_and_slipping_planeV2.svg&oldid=597353276 (cf. p. 35).

[37] Massimo CORCIONE. « Empirical correlating equations for predicting the effective thermal conductivity and dynamic viscosity of nanofluids ». In : *Energy conversion and management* 52.1 (2011), p. 789-793 (cf. p. 41, 51).

[38] Massimo CORCIONE, Marta CIANFRINI et Alessandro QUINTINO. « Two-phase mixture modeling of natural convection of nanofluids with temperature-dependent properties ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 71 (2013), p. 182-195 (cf. p. 43).

[39] Massimo CORCIONE et Alessandro QUINTINO. « Double-diffusive effects on the onset of Rayleigh-Bènard convection of water-based nanofluids ». In : *Applied Sciences* 12.17 (2022), p. 8485 (cf. p. 49).

[40] V CROQUETTE, P LE GAL et A POCHEAU. « Spatial features of the transition to chaos in an extended system ». In : *Physica scripta* 1986.T13 (1986), p. 135 (cf. p. 83, 84).

[41] V CROQUETTE, P LE GAL, A POCHEAU et al. « Large-scale flow characterization in a Rayleigh-Bénard convective pattern ». In : *Europhysics Letters* 1.8 (1986), p. 393 (cf. p. 80, 82, 83).

[42] Vincent CROQUETTE. « Convective pattern dynamics at low Prandtl number : Part I ». In : *Contemporary Physics* 30.2 (1989), p. 113-133 (cf. p. 26).

[43] Jonathan CROWTHER. « Monochrome Camera Conversion : Effect on Sensitivity for Multispectral Imaging (Ultraviolet, Visible, and Infrared) ». In : *Journal of Imaging* 8.3 (2022). ISSN : 2313-433X. DOI : 10.3390/jimaging8030054. URL : https://www.mdpi.com/2313-433X/8/3/54 (cf. p. 74).

[44] Bijan DARBARI et Mohammad Bagher AYANI. « Heat transfer and deposition analysis of CuO-Water nanofluid inside a baffled channel : Two-phase Eulerian–Lagrangian method ». In : *Journal of the Taiwan Institute of Chemical Engineers* 148 (2023), p. 104827 (cf. p. 46, 47).

[45] Sarit Kumar DAS, Nandy PUTRA, Peter THIESEN et al. « Temperature dependence of thermal conductivity enhancement for nanofluids ». In : *J. Heat Transfer* 125.4 (2003), p. 567-574 (cf. p. 38).

[46] Anne DAVAILLE, Michael LE BARS et Catherine CARBONNE. « Thermal convection in a heterogeneous mantle ». In : *Comptes rendus. Géoscience* 335.1 (2003), p. 141-156 (cf. p. 28).

[47] Gea DONZELLI, Roberto CERBINO et Alberto VAILATI. « Bistable heat transfer in a nanofluid ». In : *Physical review letters* 102.10 (2009), p. 104503 (cf. p. 30).

[48] Albert EINSTEIN. « Eine neue bestimmung der moleküldimensionen ». Thèse de doct. ETH Zurich, 1905 (cf. p. 37).

[49] Albert EINSTEIN. « On the theory of the Brownian movement ». In : *Ann. Phys* 19.4 (1906), p. 371-381 (cf. p. 32).

[50] *File :Centre de Belleville sur Loire 11.jpg - Wikimedia Commons*. [Online ; accessed 15. Jun. 2024]. Juin 2024. URL : https://commons.wikimedia.org/w/index.php?curid=65022556 (cf. p. 18).

[51] FLIR. *Flir SC6000*. Numéro de référence : SC6000, URL : https://www.flirmedia.com/MMC/THG/Brochures/RND_016/RND_016_US.pdf. 2023 (cf. p. 121).

[52] Faroogh GAROOSI, Gholamhossein BAGHERI et Mohammad Mehdi RASHIDI. « Two phase simulation of natural convection and mixed convection of the nanofluid in a square cavity ». In : *Powder Technology* 275 (2015), p. 239-256 (cf. p. 43).

[53] Alexander V GETLING. *Rayleigh-B nard convection : structures and dynamics*. T. 11. World Scientific, 1998 (cf. p. 97).

[54] B GHASEMI et SM AMINOSSADATI. « Brownian motion of nanoparticles in a triangular enclosure with natural convection ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 49.6 (2010), p. 931-940 (cf. p. 55).

[55] Morgane GILLARD. « Le manteau terrestre ne se déformerait pas comme on le pense ! » In : *Futura* (jan. 2023). URL : https://www.futura-sciences.com/planete/actualites/globe-terrestre-manteau-terrestre-ne-deformerait-pas-comme-on-pense-102917 (cf. p. 17).

[56] RJ GOLDSTKIN et S TOKUDA. « Heat transfer by thermal convection at high Rayleigh numbers ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 23.5 (1980), p. 738-740 (cf. p. 58).

[57] A GRAHAM. « Shear patterns in an unstable layer of air ». In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical or Physical Character* 232.707-720 (1933), p. 285-296 (cf. p. 97).

[58] Donald D GRAY et Aldo GIORGINI. « The validity of the Boussinesq approximation for liquids and gases ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 19.5 (1976), p. 545-551 (cf. p. 50).

[59] Siegfried GROSSMANN et Detlef LOHSE. « Scaling in thermal convection : a unifying theory ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 407 (2000), p. 27-56 (cf. p. 39, 57, 86).

[60] Zoubida HADDAD, Chérifa ABID, Hakan F OZTOP et al. « A review on how the researchers prepare their nanofluids ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 76 (2014), p. 168-189 (cf. p. 29).

[61] Zoubida HADDAD, Eiyad ABU-NADA, Hakan F OZTOP et al. « Natural convection in nanofluids : are the thermophoresis and Brownian motion effects significant in nanofluid heat transfer enhancement ? » In : *International Journal of Thermal Sciences* 57 (2012), p. 152-162 (cf. p. 43, 49).

[62] CJ HO, De-Siou CHEN, Wei-Mon YAN et al. « Rayleigh–Bénard convection of Al2O3/water nanofluids in a cavity considering sedimentation, thermophoresis, and Brownian motion ». In : *International Communications in Heat and Mass Transfer* 57 (2014), p. 22-26 (cf. p. 43, 49).

[63] KGT HOLLANDS, GD RAITHBY et L KONICEK. « Correlation equations for free convection heat transfer in horizontal layers of air and water ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 18.7-8 (1975), p. 879-884 (cf. p. 57).

[64] HORIBA. *Horiba sz-100*. Numéro de référence : sz-100, URL : https://www.horiba.com/int/scientific/products/detail/action/show/Product/sz-100-1356/. 2023 (cf. p. 66).

[65] *Horizontal convective roll clouds*. [Online ; accessed 14. Jun. 2024]. Juin 2024. URL : https://openverse.org/image/8324f78f-bff3-48ae-8345-435e1b957567?q=convection (cf. p. 17).

[66] Yuchou HU, Robert ECKE et Guenter AHLERS. « Convection near threshold for Prandtl numbers near 1 ». In : *Physical Review E* 48.6 (1993), p. 4399 (cf. p. 26, 80).

[67] Seok Pil JANG et Stephen US CHOI. « Role of Brownian motion in the enhanced thermal conductivity of nanofluids ». In : *Applied physics letters* 84.21 (2004), p. 4316-4318 (cf. p. 39, 41).

[68] DR JENKINS. « Interpretation of shadowgraph patterns in Rayleigh-Bénard convection ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 190 (1988), p. 451-469 (cf. p. 80).

[69] JULABO. *Cryostat à circulation*. Numéro de référence : DYNEO DD-200F, URL : https://www.julabo.com/fr/produits/cryothermostats/cryostats-circulation/dyneo-dd-200f. 2023 (cf. p. 73).

[70] Mohammad KALTEH, Abbas ABBASSI, Majid SAFFAR-AVVAL et al. « Eulerian–Eulerian two-phase numerical simulation of nanofluid laminar forced convection in a microchannel ». In : *International journal of heat and fluid flow* 32.1 (2011), p. 107-116 (cf. p. 45).

[71] Ebrahim KHALILI, Ahmad SABOONCHI et Mohsen SAGHAFIAN. « Experimental study of nanoparticles distribution in natural convection of Al2O3-water nanofluid in a square cavity ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 112 (2017), p. 82-91 (cf. p. 30).

[72] Junemoo KOO et Clement KLEINSTREUER. « A new thermal conductivity model for nanofluids ». In : *Journal of Nanoparticle research* 6 (2004), p. 577-588 (cf. p. 40).

[73] K KOULOULIAS, A SERGIS et Y HARDALUPAS. « Sedimentation in nanofluids during a natural convection experiment ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 101 (2016), p. 1193-1203 (cf. p. 29).

[74] Takehiro KOYAGUCHI, Mark A HALLWORTH, Herbert E HUPPERT et al. « Sedimentation of particles from a convecting fluid ». In : *Nature* 343.6257 (1990), p. 447-450 (cf. p. 27).

[75] Ruby KRISHNAMURTI. « Finite amplitude convection with changing mean temperature. Part 2. An experimental test of the theory ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 33.3 (1968), p. 457-463 (cf. p. 97).

[76] Ruby KRISHNAMURTI. « Some further studies on the transition to turbulent convection ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 60.2 (1973), p. 285-303 (cf. p. 22).

[77] Vincent LABARRE, Stéphan FAUVE et Sergio CHIBBARO. « Heat-flux fluctuations revealing regime transitions in Rayleigh-Bénard convection ». In : *Physical Review Fluids* 8.5 (2023), p. 053501 (cf. p. 54).

[78] M Nuim LABIB, Md J NINE, Handry AFRIANTO et al. « Numerical investigation on effect of base fluids and hybrid nanofluid in forced convective heat transfer ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 71 (2013), p. 163-171 (cf. p. 44).

[79] Paul LANGEVIN et al. « Sur la théorie du mouvement brownien ». In : *CR Acad. Sci. Paris* 146.530-533 (1908), p. 530 (cf. p. 32).

[80] Guillaume LAVOREL et Michael LE BARS. « Sedimentation of particles in a vigorously convecting fluid ». In : *Physical Review E* 80.4 (2009), p. 046324 (cf. p. 28, 36).

[81] P LE GAL, A POCHEAU et V CROQUETTE. « Square versus roll pattern at convective threshold ». In : *Physical review letters* 54.23 (1985), p. 2501 (cf. p. 27).

[82] Kristina LERMAN, Eberhard BODENSCHATZ, David S CANNELL et al. « Transient localized states in 2d binary liquid convection ». In : *Physical review letters* 70.23 (1993), p. 3572 (cf. p. 30).

[83] Calvin H LI et GP PETERSON. « Experimental investigation of temperature and volume fraction variations on the effective thermal conductivity of nanoparticle suspensions (nanofluids) ». In : *Journal of Applied physics* 99.8 (2006) (cf. p. 38).

[84] Calvin H LI et GP PETERSON. « The effect of particle size on the effective thermal conductivity of Al2O3-water nanofluids ». In : *Journal of Applied Physics* 101.4 (2007) (cf. p. 38).

[85] Calvin H LI et GP PETERSON. « Experimental studies of natural convection heat transfer of Al2O3/DI water nanoparticle suspensions (nanofluids) ». In : *Advances in Mechanical engineering* 2 (2010), p. 742739 (cf. p. 29).

[86] A LIBCHABER et J MAURER. « Local probe in a Rayleigh-Benard experiment in liquid helium ». In : *Journal de Physique lettres* 39.21 (1978), p. 369-372 (cf. p. 84).

[87] lightfoot bird stewart lightfoot stewart. *Transport Phenomena*. John Wiley Sons, Inc, 1960 (cf. p. 51).

[88] Ridha Ben MANSOUR, Nicolas GALANIS et Cong Tam NGUYEN. « Effect of uncertainties in physical properties on forced convection heat transfer with nanofluids ». In : *Applied Thermal Engineering* 27.1 (2007), p. 240-249 (cf. p. 42).

[89] Daniel MARTIN et Roger NOKES. « Crystal settling in a vigorously convecting magma chamber ». In : *Nature* 332.6164 (1988), p. 534-536 (cf. p. 28).

[90] N MASOUMI, N SOHRABI et A BEHZADMEHR. « A new model for calculating the effective viscosity of nanofluids ». In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 42.5 (2009), p. 055501 (cf. p. 38, 50, 62).

[91] James Clerk MAXWELL. *A treatise on electricity and magnetism*. T. 1. Oxford : Clarendon Press, 1873 (cf. p. 39).

[92] GS MCNAB et A MEISEN. « Thermophoresis in liquids ». In : *Journal of Colloid and Interface Science* 44.2 (1973), p. 339-346 (cf. p. 33).

[93] Marc MEDALE, Adel HADDAD et C. ABID. « Modèle numérique de convection mixte pour les liquides (eau) sous l'approximation des faibles nombres de Mach ». In : *CFM 2011 - 20ème Congrès Français de Mécanique*. Sous la dir. d'Association Française de MÉCANIQUE. Congrès français de mécanique. Colloque avec actes et comité de lecture. Internationale. Besançon, France : AFM, Maison de la Mécanique, 39/41 rue Louis Blanc - 92400 Courbevoie, août 2011. URL : https://hal.science/hal-03421386 (cf. p. 61).

[94] Christopher W MEYER, Guenter AHLERS et David S CANNELL. « Initial stages of pattern formation in Rayleigh-Bénard convection ». In : *Physical review letters* 59.14 (1987), p. 1577 (cf. p. 79).

[95] Christopher W MEYER, David S CANNELL et Guenter AHLERS. « Hexagonal and roll flow patterns in temporally modulated Rayleigh-Bénard convection ». In : *Physical Review A* 45.12 (1992), p. 8583 (cf. p. 97).

[96] Mario MISALE, Johan Augusto BOCANEGRA et Annalisa MARCHITTO. « Long-term experimental study on gravitational sedimentation of water aluminum oxide nanofluid at different volumetric concentrations ». In : *International Journal of Sediment Research* 38.3 (2023), p. 303-315 (cf. p. 36).

[97] Cyprien MORIZE, Eric HERBERT et Alban SAURET. « Resuspension threshold of a granular bed by localized heating ». In : *Physical Review E* 96.3 (2017), p. 032903 (cf. p. 28).

[98] SM Sohel MURSHED et Patrice ESTELLÉ. « A state of the art review on viscosity of nanofluids ». In : *Renewable and Sustainable Energy Reviews* 76 (2017), p. 1134-1152 (cf. p. 29).

[99] DA NIELD et Andrey V KUZNETSOV. « The onset of convection in a horizontal nanofluid layer of finite depth ». In : *European Journal of Mechanics-B/Fluids* 29.3 (2010), p. 217-223 (cf. p. 29).

[100] DA NIELD et AV KUZNETSOV. « The onset of convection in a horizontal nanofluid layer of finite depth : a revised model ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 77 (2014), p. 915-918 (cf. p. 29).

[101] NIKON. *Nikon D850*. Numéro de référence : d850, URL : https://www.nikon.fr/fr_FR/product/cameras/d850. 2023 (cf. p. 74).

[102] Elif Büyük ÖĞÜT. « Natural convection of water-based nanofluids in an inclined enclosure with a heat source ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 48.11 (2009), p. 2063-2073 (cf. p. 55).

[103] DS OLIVER et JR BOOKER. « Planform of convection with strongly temperature-dependent viscosity ». In : *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics* 27.1-2 (1983), p. 73-85 (cf. p. 96, 97).

[104] Fabrice ONOFRI. « Granulométrie optique des écoulements ». In : *Techniques de l'Ingénieur* 2165 (2023) (cf. p. 70, 77).

[105] Ross OPTICAL. *Lentille achromatique*. URL : https://www.rossoptical.com/catalog/large-optics. 2023 (cf. p. 73).

[106] Edmund OPTICS. *Fenêtre BOROFLOAT*. Numéro de référence : 45-685, URL : https://www.edmundoptics.fr/p/125mm-diameter-x-65mm-thickness-uncoated-borofloatreg-window/6148/. 2023 (cf. p. 72).

[107] Edmund OPTICS. *Fenêtre en Silice Fondue*. Numéro de référence : 19-507, URL : https://www.edmundoptics.fr/p/125mm-dia-2mm-thick-uncoated-sapphire-window/46607/. 2023 (cf. p. 72).

[108] Nasreddine OUERTATANI, Nader Ben CHEIKH, Brahim Ben BEYA et al. « Numerical simulation of two-dimensional Rayleigh–Bénard convection in an enclosure ». In : *Comptes Rendus Mécanique* 336.5 (2008), p. 464-470 (cf. p. 57).

[109] Hossein Ali PAKRAVAN et Mahmood YAGHOUBI. « Analysis of nanoparticles migration on natural convective heat transfer of nanofluids ». In : *International Journal of Thermal Sciences* 68 (2013), p. 79-93 (cf. p. 44).

[110] JRA PEARSON. « On convection cells induced by surface tension ». In : *Journal of fluid mechanics* 4.5 (1958), p. 489-500 (cf. p. 20).

[111] Anne PELLEW et Richard Vynne SOUTHWELL. « On maintained convective motion in a fluid heated from below ». In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A. Mathematical and Physical Sciences* 176.966 (1940), p. 312-343 (cf. p. 21, 22).

[112] *Pixabay*. [Online ; accessed 15. Jun. 2024]. Juin 2024. URL : https://pixabay.com/fr/photos/soufflage-de-verre-fonderie-chauffer-6819705 (cf. p. 18).

[113] A POCHEAU, V CROQUETTE et P LE GAL. « Turbulence in a cylindrical container of argon near threshold of convection ». In : *Physical review letters* 55.10 (1985), p. 1094 (cf. p. 86).

[114] Stéphane POPINET. « Gerris : a tree-based adaptive solver for the incompressible Euler equations in complex geometries ». In : *Journal of computational physics* 190.2 (2003), p. 572-600 (cf. p. 54).

[115] Ravi PRASHER, Prajesh BHATTACHARYA et Patrick E PHELAN. « Thermal conductivity of nanoscale colloidal solutions (nanofluids) ». In : *Physical review letters* 94.2 (2005), p. 025901 (cf. p. 41).

[116] S Srinivas RAO et Atul SRIVASTAVA. « Interferometric study of natural convection in a differentially-heated cavity with Al2O3–water based dilute nanofluids ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 92 (2016), p. 1128-1142 (cf. p. 29, 58-60).

[117] Saman RASHIDI, Masoud BOVAND, Javad Abolfazli ESFAHANI et al. « Discrete particle model for convective AL2O3–water nanofluid around a triangular obstacle ». In : *Applied Thermal Engineering* 100 (2016), p. 39-54 (cf. p. 46, 47).

[118] Lord RAYLEIGH. « LIX. On convection currents in a horizontal layer of fluid, when the higher temperature is on the under side ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 32.192 (1916), p. 529-546 (cf. p. 19, 20).

[119] Frank M RICHTER. « Experiments on the stability of convection rolls in fluids whose viscosity depends on temperature ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 89.3 (1978), p. 553-560 (cf. p. 96).

[120] R Deepak SELVAKUMAR et S DHINAKARAN. « Heat transfer and particle migration in nanofluid flow around a circular bluff body using a two-way coupled Eulerian-Lagrangian approach ». In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 115 (2017), p. 282-293 (cf. p. 46, 47).

[121] Gary S SETTLES. *Schlieren and shadowgraph techniques : visualizing phenomena in transparent media*. Springer Science & Business Media, 2001 (cf. p. 75).

[122] F. SEYCHELLES, Y. AMAROUCHENE, M. BESSAFI et al. « Thermal Convection and Emergence of Isolated Vortices in Soap Bubbles ». In : *Phys. Rev. Lett.* 100.14 (avr. 2008), p. 144501. DOI : 10.1103/PhysRevLett.100.144501 (cf. p. 18).

[123] Omar Z SHARAF, Ashraf N AL-KHATEEB, Dimitrios C KYRITSIS et al. « Numerical investigation of nanofluid particle migration and convective heat transfer in microchannels using an Eulerian–Lagrangian approach ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 878 (2019), p. 62-97 (cf. p. 46, 47).

[124] Mohammad SHARIAT, Alireza AKBARINIA, Alireza Hossein NEZHAD et al. « Numerical study of two phase laminar mixed convection nanofluid in elliptic ducts ». In : *Applied Thermal Engineering* 31.14-15 (2011), p. 2348-2359 (cf. p. 44).

[125] Viatcheslav S SOLOMATOV, Peter OLSON et David J STEVENSON. « Entrainment from a bed of particles by thermal convection ». In : *Earth and planetary science letters* 120.3-4 (1993), p. 387-393 (cf. p. 28, 36).

[126] Victor STEINBERG, Guenter AHLERS et David S CANNELL. « Pattern formation and wave-number selection by Rayleigh–Bénard convection in a cylindrical container ». In : *Physica Scripta* 1985.T9 (1985), p. 97 (cf. p. 79, 82, 85).

[127] William SUTHERLAND. « LXXV. A dynamical theory of diffusion for non-electrolytes and the molecular mass of albumin ». In : *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* 9.54 (1905), p. 781-785 (cf. p. 32).

[128] THORLABS. *Fiber-Coupled LED 470 nm*. Numéro de référence : M470F4, URL : `https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=M470F4`. 2023 (cf. p. 73).

[129] THORLABS. *Fiber-Coupled LED 660 nm*. Numéro de référence : M660FP1, URL : `https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=M660FP1`. 2023 (cf. p. 73).

[130] THORLABS. *SMA-SMA Fiber Patch Cable*. Numéro de référence : M45L02, URL : `https://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=M45L02`. 2023 (cf. p. 73).

[131] Elena V TIMOFEEVA, Jules L ROUTBORT et Dileep SINGH. « Particle shape effects on thermophysical properties of alumina nanofluids ». In : *Journal of applied physics* 106.1 (2009) (cf. p. 38).

[132] Osman TURAN, Nilanjan CHAKRABORTY et Robert J POOLE. « Laminar Rayleigh-Bénard convection of yield stress fluids in a square enclosure ». In : *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics* 171 (2012), p. 83-96 (cf. p. 57).

[133] Valentina VALORI, Alessio INNOCENTI, Bérengère DUBRULLE et al. « Weak formulation and scaling properties of energy fluxes in three-dimensional numerical turbulent Rayleigh–Bénard convection ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 885 (2020), A14 (cf. p. 54).

[134] Daniele VIGOLO, Roberto RUSCONI, Howard A STONE et al. « Thermophoresis : microfluidics characterization and separation ». In : *Soft Matter* 6.15 (2010), p. 3489-3493 (cf. p. 33).

[135] Pramod WARRIER et Amyn TEJA. « Effect of particle size on the thermal conductivity of nanofluids containing metallic nanoparticles ». In : *Nanoscale research letters* 6 (2011), p. 1-6 (cf. p. 39).

[136] David B WHITE. « The planforms and onset of convection with a temperature-dependent viscosity ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 191 (1988), p. 247-286 (cf. p. 97).

[137] G. E. WILLIS, J. W. DEARDORFF et R. C. J. SOMERVILLE. « Roll-diameter dependence in Rayleigh convection and its effect upon the heat flux ». In : *Journal of Fluid Mechanics* 54.2 (1972), p. 351-367. DOI : 10.1017/S0022112072000722 (cf. p. 20, 21).

[138] W YU et SUS CHOI. « The role of interfacial layers in the enhanced thermal conductivity of nanofluids : a renovated Maxwell model ». In : *Journal of nanoparticle research* 5 (2003), p. 167-171 (cf. p. 39, 40).

ANNEXES

A. Température plaque de saphir

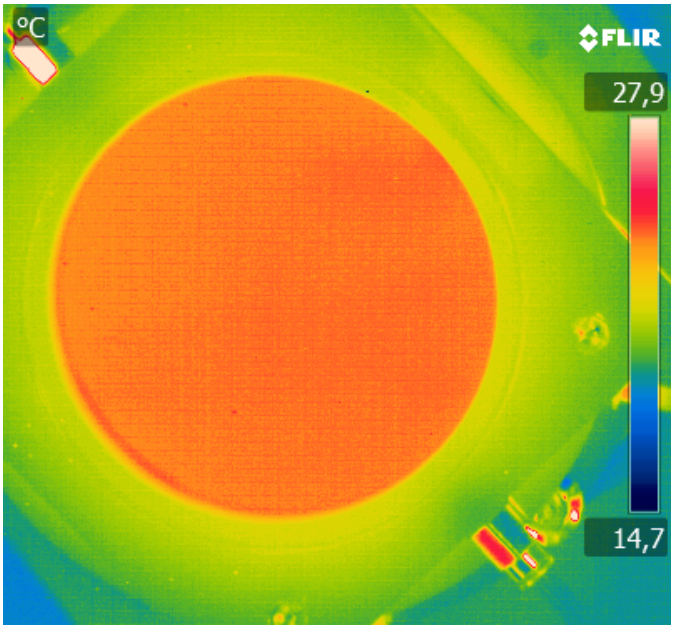


FIGURE A.1. – Image infrarouge qualitative de la plaque de Saphir [51]