

UNIVERSITE DE MONTREAL

**ETUDE DE LA BIOCONVECTION GRAVITACTIQUE
EN MILIEUX POREUX**

TRI NGUYEN-QUANG

DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE
ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL

THESE PRESENTEE EN VUE DE L'OBTENTION
DU DIPLÔME DE PHILOSOPHIAE DOCTOR
(GENIE MECANIQUE)
SEPTEMBRE 2006



Library and
Archives Canada

Bibliothèque et
Archives Canada

Published Heritage
Branch

Direction du
Patrimoine de l'édition

395 Wellington Street
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

395, rue Wellington
Ottawa ON K1A 0N4
Canada

Your file Votre référence

ISBN: 978-0-494-24546-0

Our file Notre référence

ISBN: 978-0-494-24546-0

NOTICE:

The author has granted a non-exclusive license allowing Library and Archives Canada to reproduce, publish, archive, preserve, conserve, communicate to the public by telecommunication or on the Internet, loan, distribute and sell theses worldwide, for commercial or non-commercial purposes, in microform, paper, electronic and/or any other formats.

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

AVIS:

L'auteur a accordé une licence non exclusive permettant à la Bibliothèque et Archives Canada de reproduire, publier, archiver, sauvegarder, conserver, transmettre au public par télécommunication ou par l'Internet, prêter, distribuer et vendre des thèses partout dans le monde, à des fins commerciales ou autres, sur support microforme, papier, électronique et/ou autres formats.

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

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms may have been removed from this thesis.

Conformément à la loi canadienne sur la protection de la vie privée, quelques formulaires secondaires ont été enlevés de cette thèse.

While these forms may be included in the document page count, their removal does not represent any loss of content from the thesis.

Bien que ces formulaires aient inclus dans la pagination, il n'y aura aucun contenu manquant.


Canada

UNIVERSITE DE MONTREAL
ECOLE POLYTECHNIQUE DE MONTREAL

Cette thèse intitulée :

**ETUDE DE LA BIOCONVECTION GRAVITACTIQUE
EN MILIEUX POREUX**

présentée par : NGUYEN-QUANG Tri

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

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

M. TANGUY Philippe, Ph.D., président du Jury

M. NGUYEN The-Hung, Ph.D., membre et directeur de recherche

M. LEPALEC Georges, Docteur ès Sciences, membre et codirecteur

M. OOSTHUIZEN Patrick, Ph.D., membre

M. MOLSON John, Ph.D., membre

DEDICACE

A mon défunt Père

A ma Maman

A mes deux grandes familles et ma petite famille, Fafa et Picco

MY SINCEREST GRATITUDE

First to God, for giving me this opportunity, the health and for setting me on the path, to him be all the glory.

To my wonderful families and closest friends who so faithfully and lovingly supported me.

Thank you for believing in me and sharing in a dream come true! I love you all, and dedicate this dissertation.

REMERCIEMENTS

Dans le cadre d'un programme de Doctorat en bi-diplomation entre le Canada-Québec et la France, la présente thèse a été menée au sein du Département de Génie Mécanique de l'École Polytechnique de Montréal, Université de Montréal, Canada et à l'UNIMECA, Institut Mécanique de Marseille, Université de la Méditerranée, France.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à mon Directeur de thèse, Monsieur le Professeur The Hung NGUYEN pour son orientation, sa direction, et ses initiatives suggérées tout au long de cette recherche. Particulièrement, ses supports moraux et matériels représentés comme un précieux parrainage m'ont beaucoup encouragé au fil de ma thèse.

J'adresse également mes remerciements chaleureux à mon Co-directeur de thèse à Marseille, Monsieur le Professeur Georges LE PALEC, pour sa disponibilité et ses qualités personnelles. Je veux le remercier particulièrement pour la confiance qu'il m'a accordée et pour ses aides précieuses qui ont contribué au succès de ce travail.

Je remercie chaleureusement les Professeurs Membres du Jury de ma thèse pour m'avoir fait l'honneur de passer mes travaux en revue et d'avoir pris le temps de lire cette thèse.

Je désire vivement remercier le Professeur Georges SMATZARI, Département Microbiologie et Immunologie de la Faculté de Médecine de l'Université de Montréal, qui m'a laissé travailler dans son équipe et m'a donné des conditions matérielles indispensables pour que je puisse m'initier aux techniques de microbiologie et réaliser mes recherches expérimentales dans le cadre de la thèse. Je tiens à exprimer ma gratitude profonde à M. Daniel MORENCY et Mme. Pauline PHOENIX, responsables du Laboratoire de cette équipe pour les connaissances de

microbiologie que j'ai acquises et pour leur soutien scientifique apprécié. Un grand merci s'adresse aussi à Mme. Claudine PAGE, MM. Serge MOUSSEAU et Jean LAUZER de ce Laboratoire pour leurs sympathies et leurs sentiments.

Mes gratitudes sont également réservées à l'équipe du Laboratoire Biologie cellulaire du Professeur Jacques BOHATIER, Faculté de Pharmacie, Université d'Auvergne de Clermont-Ferrand en France, à l'équipe du Laboratoire Mycologie et Microbiologie du Professeur Nelson LIMA, Université de Minho de Braga au Portugal, pour m'avoir pris comme stagiaire dans les manipulations sur le protozoaire *Tétrahyména pyriformis*. J'ai reçu de la part de ces endroits les connaissances biologiques et les souches de micro-organismes de *Tetrahymena pyriformis* nécessaires pour ma recherche, et ainsi que des moments d'amitié inoubliables grâce à leur accueil chaleureux : sans eux, mes études expérimentales sur ce protozoaire n'auraient pu voir le jour. Un Grand Merci à Marie-Pierre, Josée, Martine, Jean-Louis (de Clermont-Ferrand) et particulièrement à Dr. Ana NICOLAU (de Minho-Braga) pour sa contribution, sa sympathie et son amitié précieuse.

Je ne peux pas oublier également les conseils et les soutiens scientifiques lors des premiers contacts pour mes études expérimentales du Professeur Jean LE PETIT du Laboratoire de Microbiologie environnementale de l'Université Paul Cézanne, Aix-Marseille II, en France, à qui je veux adresser mes remerciements.

La réalisation de ce travail n'aurait pu voir le jour sans avoir le support financier de la bourse de formation à la recherche de l'Agence Universitaire de la Francophonie (AUF), à qui je voudrais exprimer mes vifs remerciements. Je veux aussi remercier chaleureusement toutes les équipes administratives de l'AUF des bureaux de Paris, de Hanoi et de Montréal qui ont participé à la gestion de cette bourse.

Afin de pouvoir mener à bien les recherches au fil de ma thèse, surtout aux dernières étapes, j'ai également reçu un support important du " Natural Sciences and Engineering Research Council of Canada " via la subvention financière de mon

Directeur de thèse. Je voudrais donc adresser mes sincères remerciements à cet Organisme.

Je réserve aussi mes mots de gratitude à mon lieu de recherche d'origine, la Faculté des Sciences, Université de Hué du Vietnam. Je remercie vivement Monsieur le Recteur LE Manh Thanh et Dr. LE Van Thang du Laboratoire Environnement et Technologies biologiques de m'avoir apporté des soutiens administratifs.

J'aimerais dire un grand merci au personnel du Département de Génie mécanique, École Polytechnique de Montréal, au personnel de l'UNIMECA, Institut de Mécanique de Marseille pour leur soutien, à mes collègues de bureau pour les partages scientifiques et amicaux durant toutes mes années de thèse, surtout au Dr. Ali BALHOUL pour ses premières collaborations.

Finalement, mes extrêmes gratitudes sont exprimées à mes deux grandes familles au Vietnam, à ma petite famille et à mes amis qui me sont chers, dont je ne peux pas citer tous les noms. Merci pour votre confiance, vos encouragements et vos partages dans un rêve réel.

Printemps-Été 2006
Tri NGUYEN-QUANG

RÉSUMÉ

Des micro-organismes existent dans les écosystèmes aquatiques naturels et constituent une partie majeure de la biomasse planétaire. Généralement, les micro-organismes aqueux nageurs sont plus ou moins mobiles dans les écoulements à grande échelle générés par différentes forces.

Cependant, dans un fluide au repos, leur mouvement lent peut influencer l'hydrodynamique du système et entraîner un phénomène spatial remarquable : bioconvection.

La bioconvection est un phénomène de la nature observé dans les suspensions des micro-organismes nageants composant d'une variété d'espèces : *protozoaires*, *algues*, ou *bactéries*. La bioconvection fait parti de la deuxième branche d'étude du sujet de la dynamique des fluides biologiques qui selon les nouvelles perspectives de bio-fluides est divisé en deux parties majeures : *dynamique des fluides internes* ou physiologiques, et *dynamique des fluides externes* (natation ou vol.) ou plus précisément, l'interaction des organismes vivants avec leurs fluides d'ambiance.

Ce phénomène de bioconvection composé des complexités biologiques, physiques et mécaniques, est élucidé par les modèles mathématiques et les techniques numériques durant seulement les trois dernières décennies.

Dans cette thèse, nous présentons une étude numérique de la *bioconvection gravitactique* (*gravitaxie* ou *géotaxie négative*) dans le milieu poreux. Notre intérêt porte principalement sur l'effet de la vitesse de natation des micro-organismes et l'influence de la double diffusion sur les comportements bioconvectifs gravitactiques.

En se basant sur l'approximation de Boussinesq et la loi de Darcy, notre modèle mathématique se compose des équations de conservation de masse, de la quantité de mouvement, et de la concentration des micro-organismes. Ces équations ont été numériquement résolues par la méthode des volumes finis.

L'étude a été effectuée sur les trois différents volets suivants:

- 1) Analyse de la stabilité linéaire et simulation des mouvements convectifs en fonction des paramètres gouvernants de la bioconvection gravitactique, notamment le nombre de Rayleigh, le taux de croissance, le nombre d'ondes, la vitesse de mobilité, etc.
- 2) Les effets combinés des stratifications de densité dues à la fois à des micro-organismes gravitactiques et à la sollicitation thermique ou massique ont été étudiés. Nous avons analysé les aspects spécifiques de double diffusion bioconvective en fonction des nombres de *Rayleigh* (Ra), de *Péclet* (Pe) et de *Lewis* (Le).
- 3) Le travail dans le troisième volet consacré particulièrement à des expériences du phénomène de bioconvection a pour but de visualiser le mouvement bioconvectif dans *un milieu poreux*, en plaçant les suspensions du protozoaire gravitactique de *Tetrahymena pyriformis* dans différents types d'appareils de Hele-Shaw.

Une orientation est finalement décrite pour certaines applications futures de la bioconvection.

ABSTRACT

Micro-organisms exist in all natural ecosystems and form a major part of planetary bio-mass. Generally, swimming aqueous micro-organisms are more or less passively mobile in large scale flows generated by various forces. However, in quiet fluids, the slow, bulk microorganism motion can affect the system hydrodynamics through a process called bioconvection, which can create remarkable spatial patterns within the fluid.

Bioconvection is a natural phenomenon observed from suspensions formed by various swimming micro-organisms such as *protozoa*, *algae*, or *bacteria*. Bioconvection is a major topic in the study of biological fluid dynamics which is divided into internal dynamic fluids (or *physiological fluids*) and external dynamic fluids (*swimming or flying*). The latter is more precisely defined as the interaction of living organisms within their ambient fluids.

This natural paradigm, which is composed of biological, physical and mechanical processes, has been elucidated by mathematical models only within the last three decades.

In this dissertation, we present a study on gravitactic bioconvection (*gravitaxis* or *negative geotaxis*) in porous media using numerical analysis. We focus on the effects of the swimming velocity of living micro-organisms in this paradigm and examine the influence of temperature on gravitactic bioconvective behaviour.

Based on the Boussinesq approximation of the thermo-convection concept, the continuous model of Darcy's law is used to describe the physical phenomenon of micro-organism gravitaxis in a porous medium. Our mathematical model includes the equations of conservation of mass, conservation of motion and of micro-organism

concentration. These equations are numerically solved using the control volume method.

The study is carried out in the following three parts:

- 1) An analysis of linear stability and numerical simulations in terms of governing parameters of gravitactic bioconvection (such as the Rayleigh number, growth rate, wave number, swimming speed, etc.).
- 2) The combined effects of density stratifications due to both gravitactic micro-organism motion in porous media and thermal solicitation were studied next. An equation of conservation of energy or mass is therefore added to the previous system in terms of the *Peclet number* (or micro-organism swimming speed) and of the *Lewis number* (ratio of thermal diffusivity/micro-organism diffusivity). We have studied some specific aspects of bioconvective double diffusion.
- 3) The third part of this thesis focuses particularly on the experimental studies of gravitactic bioconvection patterns in order to visualize the bioconvective flow phenomenon as much as possible in a *porous medium* by filling various types of Hele-Shaw cells with gravitactic protozoa suspensions of *Tetrahymena pyriformis*.

Finally, some research directions are suggested for future applications of bioconvection.

TABLE DES MATIERES

DEDICACE	iv
REMERCIEMENTS.....	v
RESUME	viii
ABSTRACT	x
TABLE DES MATIERES	xii
LISTE DES FIGURES.....	xv
LISTE DES TABLEAUX.....	xxi
LISTE DES SIGLES ET ABREVIATIONS	xxiii
LISTE DES ANNEXES.....	xxvii
 INTRODUCTION.....	 1
 CHAPITRE 1 : PRESENTATION GENERALE.....	 5
1.1. Caractéristiques physiques et biologiques.....	5
1.1.1. Comportements individuel et collectifs des micro-organismes...	5
1.1.2. Mécanismes de la bioconvection.....	8
1.1.3. Paramètres bio-physiques.....	11
1.2. Revue bibliographique.....	16
1.3. Modèle mathématique adopté.....	23
 CHAPITRE 2 : MODELISATION DE LA BIOCONVECTION GRAVITACTIQUE.....	 24
2.1. Revue de la convection de Rayleigh-Bénard	24
2.1.1. Description physique	24
2.1.2. Formulation mathématique de la convection de Bénard dans un milieu poreux	26
2.2. Description physique de la bioconvection gravitactique	28
2.2.1. La géométrie et les hypothèses	28

2.2.2. L'approximation de Boussinesq dans le cas de la gravitaxie ...	29
2.2.3. Equations gouvernantes	30
2.2.4. Condition initiale, conditions aux limites et état de diffusion...	31
2.2.5. Formulation adimensionnelle	33
2.3. Analogie entre la thermoconvection et la bioconvection gravitactique ..	36
 CHAPITRE 3 : ANALYSE DE STABILITE LINEAIRE DE LA BIOCONVECTION GRAVITACTIQUE	38
3.1. Stabilité linéaire et équations linéarisées du problème de Bénard	38
3.2. Stabilité linéaire de la bioconvection gravitactique	41
3.3. Résultats de la stabilité linéaire sur la bioconvection gravitactique	43
3.4. Remarques.....	48
 CHAPITRE 4 : TAUX DE CROISSANCE ET EVOLUTION TEMPORELLE DE LA BIOCONVECTION GRAVITACTIQUE	51
4.1. Objectif	51
4.2. Taux de croissance par la théorie de stabilité linéaire	52
4.3. Études par simulation numérique	56
4.3.1. Données pour la simulation numérique	56
4.3.2. Validation du code numérique	59
4.3.3. Procédures de simulation	60
4.3.4. Résultats	62
4.4. Remarques	71
 CHAPITRE 5: BIOCONVECTION A DOUBLE DIFFUSIVITE	73
5.1. Introduction	73
5.2. Formulation mathématique	74
5.2.1. Description physique et équations gouvernantes	74
5.2.2. Conditions initiales (CI) et aux limites (CL)	76
5.2.3. Analyse de la stabilité linéaire	77
5.2.4. Schéma des relations de la thermo-convection, la bioconvection pure et bioconvection à double-diffusivité	78

5.3. Résultats et discussions	81
5.4. Conclusions	97
 CHAPITRE 6: EXPERIENCES SUR LA BIOCONVECTION	
GRAVITACTIQUE DANS UN MONTAGE DE HELE-SHAW	99
6.1. Introduction	99
6.2. Écoulement dans un appareil de Hele-Shaw et la loi de Darcy.....	101
6.2.1 Définition de l'appareil de Hele-Shaw	101
6.2.2 Écoulement potentiel et la loi de Darcy	102
6.3. Paramètres gouvernants dans le système des essais	105
6.4. Matériels, méthodes pour les essais	107
6.4.1 Disposition de l'appareil de Hele-Shaw	107
6.4.2 Culture et conditions d'incubation	108
6.4.3 Protocole de l'expérience	109
6.5. Résultats et discussions.....	110
6.6. Conclusions	117
 CONCLUSION GENERALE.....	119
Recommandations	125
Les perspectives d'application.....	125
 REFERENCES.....	127
ANNEXES.....	138

LISTE DES FIGURES

Figure 1.1. Formes, organes ciliées, et ultra-structure et la culture pure du protozoaire gravitactique <i>Tetrahymena pyriformis</i>	6
Figure 1.2. ‘‘Bioconvection’’–Pedley et Kessler, 1992	9
Figure 2.1. La description physique du problème.....	29
Figure 3.1. Schéma de définitions de longueur d’ondes et de nombre d’ondes.....	44
Figure 3.2. Diagramme de stabilité pour différentes V_c	45
Figure 3.3. $(Ra_{cr} \text{ vs } V_c)$ & $(k_{cr} \text{ vs } V_c)$ pour différentes V_c	45
Figure 3.4. $(Ra \text{ vs } k_{cr})$ pour $V_c \leq 1$	45
Figure 3.5. $(Ra_{cr} \text{ vs } V_c)$ & $(k_{cr} \text{ vs } V_c)$ pour $V_c \leq 1$	45
Figure 3.6. $(Ra^*_{cr} \text{ vs } k^*)$ pour $V_c \geq 2$	46
Figure 3.7. $(Ra^*_{cr} \text{ vs } V_c)$ & $(k^*_{cr} \text{ vs } V_c)$ pour $V_c \geq 2$	46
Figure 3.8. Lignes de courant et d’isoconcentration pour $V_c = 0.1$	47
Figure 3.9. Lignes de courant et d’isoconcentration pour $V_c = 1$	47
Figure 3.10. Lignes de courant et d’iso-concentration pour $V_c = 10$	48
Figure 3.11. Lignes de courant et d’iso-concentration pour $V_c = 20$	48

Figure 4.1. σ vs k pour différents Ra pour $V_c = 0.1$	53
Figure 4.2. Variation du σ dans le diagramme de stabilité pour $V_c = 0.1$	53
Figure 4.3. σ vs k aux différents Ra pour $V_c = 5$	53
Figure 4.4. Variation du σ dans le diagramme de stabilité pour $V_c = 5$	53
Figure 4.5. σ_m vs Ra pour les différentes vitesses V_c de 0.1 à 20.....	54
Figure 4.6. k_m vs Ra pour les différentes vitesses V_c de 0.1 à 20.....	54
Figure 4.7. σ_M vs Ra pour V_c de 0.1 à 2.....	54
Figure 4.8. σ_M^* vs Ra^* pour V_c de 2 à 20.....	54
Figure 4.9. Taux de croissance vs Ra avec différents k pour $V_c = 0.1$ avec Ra de la 1 ^e normalisation et Ra relatif $Ra^{**} = (Ra - Ra_{cr}) / Ra_{cr}$	55
Figure 4.10. Taux de croissance vs Ra avec différents k pour $V_c = 5$ avec Ra de la 1 ^e normalisation et Ra relatif $Ra^{**} = (Ra - Ra_{cr}) / Ra_{cr}$	55
Figure 4.11. État permanent d'après Kuznetsov et Jiang [55] pour $V_c=10$, $F=1$, $Ra=245$	61
Figure 4.12. Relation σ , ψ vs temps pour $V_c=0.001$, $F=4$, $Ra=100$, $n_{cell}=1$	65
Figure 4.13. Fonction de courant ψ et Isoconcentration pour le cas (A) $V_c=0.001$, (B) $V_c=0.1$, (C) $V_c=1$, $F=4$, $Ra=100$, $n_{cell}=1$	66

- Figure 4.14. Lignes de courant et d'isoconcentration pour le cas $V_c=5$ à la valeur de Rayleigh $Ra = 52$, proche au Ra_{cr} , $F=L_{cr}$, $n_{cell} = 1$ 66
- Figure 4.15. Evolution de ψ_{max} , ψ_{min} et de concentration N pour le cas $V_c=5$ à la valeur de Rayleigh $Ra = 52$, $F=L_{cr}$, $n_{cell} = 1$ 66
- Figure 4.16. Courbes de bifurcation obtenues par les cavités de longueur $F = L_{cr}$...67
- Figure 4.17. Relation σ vs temps pour le cas de $V_c=5$, $F=L_c$, $Ra=100$, $n_{cell} = 1$ avec les initiales amplitudes de perturbation.....68
- Figure 4.18. Relation σ vs temps pour le cas de $V_c=5$, $Ra=100$, $n_{cell} = 1$, $\varepsilon = 10E-5$, $F=L_c$ 68
- Figure 4.19. Morphologie, lignes de courant et d'isoconcentration pour le cas de $V_c=5$, $F=2L_{cr}$, $Ra=52$, et $Ra = 100$, à différentes conditions initiales de longueur d'ondes $n_{cell} = 1, 2, 3, 4, 5$ 69
- Figure 4.20. Evolution de ψ_{max} et ψ_{min} pour $V_c = 5$, $Ra=52$, $F=2L_{cr}$ à $n_{cell} = 1$ et 5..
.....69
- Figure 4.21. Evolution des lignes de courant et d'isoconcentration en fonction du temps, pour $V_c=5$, $Ra=52$, $F=2L_{cr}$, condition initiale $n_{cell} = 5$ 70
- Figure 4.22. Lignes de courant et d'isoconcentration, σ et ψ vs temps, pour le cas de $V_c=5$, $Ra=100$, $F=2L_{cr}$, $\varepsilon = 10E-5$, condition initiale d'interaction $n_{cell} = (1+5)$ 71
- Figure 4.23. Lignes de courant et d'isoconcentration, σ et ψ vs temps, pour le cas de $V_c=5$, $Ra=100$, $F=2L_{cr}$, $\varepsilon = 10E-5$, condition initiale d'interaction $n_{cell} = (4+5)$ 71

Figure 5.1. Description physique du problème de bioconvection à double-diffusivité.....	75
Figure 5.2. Relations schématiques des modèles mathématiques de thermoconvection, bioconvection et double-diffusion.....	80
Figure 5.3. Relations Ra_b vs Ra_T en différentes valeurs de Lewis Le pour une cavité allongée chauffée par le bas, cas de $V_c=0.1$ et $V_c=5$	82
Figure 5.4. Relations (Ra_b vs k) et (Ra' vs k) en différentes valeurs de Ra_T pour $Le=1$, $V_c=5$ _cavité allongée chauffée par le bas ($Ra' = Ra_T/Ra_b$).....	83
Figure 5.5. Relations Ra_b vs Ra_T en différentes valeurs de Lewis Le pour une cavité allongée chauffée par le haut, cas de $V_c=0.1$ et $V_c=5$	84
Figure 5.6. Relations Ra_b vs k en différentes Ra_T pour $Le=1$, $V_c=5$, cavité allongée chauffée par le haut.....	84
Figure 5.7. Relations Ra_b vs Ra_T pour différentes vitesses V_c à $Le=1$, cavité allongée chauffée par le haut	84
Figure 5.8. Cavité carrée aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-350$, $Le=2$ pour $V_c=0.001$ et $V_c=0.1$	86
Figure 5.9. Cavité carrée aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$ pour $V_c=0.001$ et $V_c=0.1$	86
Figure 5.10. Cavité carrée aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$ _pour $V_c=1$ et $V_c=5$	87
Figure 5.11. Cavité $F=4$ aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$ pour $V_c=0.001$ et $V_c=0.1$	87

Figure 5.12. Cavité $F=4$, $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$ pour $V_c=1$ et $V_c=5$	88
Figure 5.13. Cavité $F=4$, $Ra_b = 50$, $Ra_T = 20$, $V_c = 5$ pour différentes valeurs de Lewis $Le=0.2$, 1 et 3	89
Figure 5.14. Cavité $F=4$, $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $V_c = 5$ pour différentes valeurs de Lewis $Le=0.2$, 1 et 3	90
Figure 5.15. Relations (Ra_b vs k) et (Ra' vs k) en différentes valeurs de Ra_T pour $Le=1$, $V_c=5$ cavité allongée chauffée par le bas par flux constant de chaleur ($Ra' = Ra_T/Ra_b$).....	90
Figure 5.16. Cavité soumise aux conditions de flux constant de chaleur $V_c = 5$, $Ra_b=50$, $Ra_T=20$, $Le=1$, $F=4$	91
Figure 5.17. Courbe de bifurcation de la thermo-bioconvection gravitactique de vitesse $V_c = 5$, $Le=1$, cavité $F = L_{cr}$ soumise aux conditions de Dirichlet et de Neumann.....	92
Figure 5.18. Courbes de bifurcation de vitesse $V_c = 5$, $Ra_T=-50$, à différents Lewis $Le=0.5$, 1 , 2 , cavité $F = L_{cr}$ soumise aux conditions de Dirichlet et de Neumann	93
Figure 5.19. Bioconvection gravitactique dans une cavité poreuse avec $V_c = 0.1$, $Ra_b=50$, $Ra_T=0$, $Le=1$, $F=2$	94
Figure 5.20. Bioconvection sous l'effet thermique de flux constant imposé par le haut $V_c = 0.1$, $Le=1$, $F=2$	95
Figure 5.21. Bioconvection sous l'effet thermique de flux constant imposé par le bas $V_c = 0.1$, $Le=1$, $F=2$	96

Figure 5.22. Bioconvection sous l'effet thermique de température constante imposée par le haut cas de $V_c = 0.1$, $Le = 1$, $F = 2$	96
Figure 5.23. Bioconvection sous l'effet thermique de température constante imposée par le bas cas de $V_c = 0.1$, $Le = 1$, $F = 2$	97
Figure 6.1. La masse de <i>Tetrahymena pyriformis</i> en culture pure monte aux bords d'un milieu formé par deux lamelles.....	101
Figure 6.2a. La géométrie de l'appareil de Hele-Shaw.....	102
Figure 6.2b. Dispositif expérimental.....	108
Figure 6.3 Relation entre la concentration des cellules et la densité optique à 535 nm pour <i>Tetrahymena pyriformis</i> , souche GL.....	110
Figure 6.4. Le phénomène de bioconvection en boîte de Pétri, Expérience de Loefer et Mefferd en 1952 et notre expérience.....	111
Figure 6.5. Etat initial homogène.....	112
Figure 6.6. Etat de diffusion.....	113
Figure 6.7a. Etat intermédiaire lorsque la convection s'opère.....	114
Figure 6.7b. Etat <i>permanent</i> des panaches.....	116
Figure 6.8. Régime <i>instationnaire</i> des panaches – état en mouvement.....	117

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 1.1	Principaux comportements des micro-organismes.....	8
Tableau 1.2.	Quelques paramètres caractéristiques de <i>Tetrahymena pyriformis</i> selon la littérature.....	13
Tableau 1.3.	Paramètres caractéristiques de microorganismes gravitactiques dans le milieu poreux, selon Kuznetsov et Jiang, 2001.....	15
Tableau 1.4.	Quelques paramètres caractéristiques de T. pyriformis , souche GL (système SI).....	16
Tableau 2.1.	Analogie entre la <i>bioconvection gravitactique</i> et la <i>convection de Rayleigh-Bénard</i>	36
Tableau 3.1.	Seuils critiques Ra_{cr} de la convection thermique, cavité poreuse.....	41
Tableau 4.1.	Comparaison de pour le cas $V_c = 0, F=4, Ra=100$	59
Tableau 4.2.	Comparaison de pour le cas $V_c = 0, F=4, Ra=500$	60
Tableau 4.3.	Comparaison du résultat de Kuznetsov et Jiang [55] avec le nôtre...	60
Tableau 4.4.	Valeurs critiques du nombre de Rayleigh pour une cavité poreuse de longueur $F = L_{cr}$ correspondante à la vitesse de mobilité des micro-organismes.....	64
Tableaux 4.5.	Comparaison de ψ_{max} pour les cas de $V_c=0.001, 0.1$ et 1 à $F=4, Ra=100$ et 500	65

Tableau 5.1. Effets du deuxième milieu stratifié sur la bioconvection avec $V_c=0.1$ dans une cavité poreuse $F=2, Le=1$	95
Tableau 6.1. Résultats aux différents types d'appareils de Hele-Shaw	111

LISTE DES SIGLES ET ABREVIATIONS

a	rayon moyen de la cellule de micro-organisme (m)
b	distance (épaisseur) entre deux plaques de la cellule de Hele-Shaw (m)
c	hauteur de la cellule de convection
d	diamètre moyen de la cellule de micro-organisme (m)
D_c	diffusivité des cellules (m^2/s)
$\vec{e}$	vecteur unitaire normal à la paroi
$F = \frac{L}{H}$	rapport de forme de la cavité poreuse $2D$
g	accélération gravitationnelle (m^2/s)
k	nombre d'ondes basé sur l'échelle de longueur H
k^*	nombre d'ondes basé sur l'échelle de longueur locale D_c/V_c^*
k_m	nombre d'ondes minimal
k_M	nombre d'ondes maximal (échelle de longueur H) à une valeur de Rayleigh pour une vitesse donnée V_c
k_M^*	nombre d'ondes maximal (échelle de longueur D_c/V_c^*) à une valeur de Rayleigh pour une vitesse donnée V_c
K	perméabilité du milieu poreux (m^2)
l_c	longueur maximale de la cellule de micro-organisme (m)
L	longueur de la cavité considérée (dans le modèle physique ou dans les expériences) (m)
L_{cr}	longueur d'ondes critique (π/k_c) (m)
L'	“ parcours libre moyen ” ou la distance moyenne couverte par les cellules nageantes entre les changements directionnels radicaux (m)
Le	nombre de Lewis, α/D_c
m	mode de mouvements de l'écoulement convectif
n	concentration des cellules ($cell/m^3$)

$\bar{n}$	concentration moyenne des cellules dans une cavité de longueur L , hauteur H , profondeur W (cell/ m^3), $\bar{n} = \frac{1}{WLH} \int_0^W dZ \int_0^L dX \int_0^H n(X, Y, Z, t^*) dY$
n_0	concentration des cellules à la surface inférieure $Y = 0$ (cell/ m^3)
n_1	concentration des cellules à la surface supérieure $Y = H$ (cell/ m^3)
n_{cell}	nombre d'ondes initiale appliqué sur le système considéré
N	concentration adimensionnelle de cellules (cell/ m^3), $N = (n - n_0) / \Delta n$
$\bar{N}$	concentration moyenne adimensionnelle (cell/ m^3) $\bar{N} = (\bar{n} - n_0) / \Delta n$
h	profondeur du milieu confiné (boîte ou cellule d'expérience) (m)
H	profondeur de la cavité considérée dans le modèle physique (m)
P^*	pression dynamique (Pa)
P	pression adimensionnelle $P = \rho_0 D_c^2 / H^2 P^*$
Pe	nombre de Péclet, défini comme vitesse gravitactique adimensionnelle de la cellule $Pe = H \bar{V}_c^* / D_c$
Ra	nombre de Rayleigh sur l'échelle de longueur H , $Ra = gKH\beta \bar{n} V_c / \nu D_c$
Ra^*	nombre de Rayleigh sur l'échelle locale D_c / V_c^* , $Ra^* = gKH\beta \bar{n} / \nu D_c$
Ra^{**}	nombre de Rayleigh relatif $Ra^{**} = (Ra - Ra_c) / Ra_c$
Ra_b	nombre de Rayleigh bioconvectif $Ra_b = \frac{gKH \beta_b \Delta n}{\nu D_c}$
Ra_T	nombre de Rayleigh thermoconvectif $Ra_T = \frac{gKH \beta_T \Delta T}{\nu \alpha}$
Ra'	rapport entre deux nombres de Rayleigh thermo-bioconvectifs ($Ra' = Ra_T / Ra_b$)
Sc	nombre de Schmidt
$\bar{V}^*$	vitesse de Darcy (m/s)
$\bar{V}_c^*$	vitesse gravitactique de la cellule (m/s)
$\bar{V}$	vitesse de Darcy adimensionnelle $\bar{V} = H \bar{V}^* / D_c$
$\bar{V}_c$	vitesse gravitactique adimensionnelle de la cellule $\bar{V}_c = H \bar{V}_c^* / D_c$

(X, Y, t^*)	coordonnées Cartésiennes (m) et temps (s)
(x, y, t)	coordonnées Cartésiennes et temps adimensionnels $x=X/H; y=Y/H, t=D_c t^*/H^2$

SYMBOLES GRECS

α	diffusivité thermique (m^2/s)
β_b	coefficient de variation de densité de la suspension $\beta_b = \mathcal{G}\Delta\rho / \rho_0$
β_T	coefficient d'expansion thermique
Δn	différence de concentration entre les surfaces supérieure et inférieure ($cell/m^3$) $\Delta n = n_l - n_0$
ε	petite amplitude de perturbation
λ	longueur d'ondes dimensionnelle (m)
Φ	fraction volumique, $\Phi = n\mathcal{G}$
μ	viscosité dynamique du fluide ($IN.s/m^2$)
$\Delta\rho$	différence entre densité de cellule et densité d'eau $\Delta\rho = \rho_c - \rho_w$
ψ^*	fonction de courant (m^2/s)
ψ	fonction de courant adimensionnelle $\psi = \psi^* / D_c$
ν	viscosité cinématique de la suspension (m^2/s)
ρ_w	densité de l'eau (kg/m^3)
ρ_c	masse volumique de la cellule (kg/m^3)
ρ	masse volumique de la suspension " fluide-cellule " (kg/m^3)
ρ_0	densité de la suspension au fond de la cavité (kg/m^3)
σ	taux de croissance basé sur l'échelle de longueur H
σ^*	taux de croissance basé sur l'échelle de longueur D_c / V_c^* ($\sigma^* = \sigma / V_c^{*2}$)
σ_m	taux de croissance minimal basé sur l'échelle de longueur H

σ_M	taux de croissance maximal (échelle H) à une valeur de Rayleigh pour une vitesse donnée V_c
σ_M^*	taux de croissance maximal (échelle D_c/V_c^*) à une valeur de Rayleigh pour une vitesse donnée V_c
$\mathcal{V}$	volume de la cellule de micro-organisme (m^3/cell)

INDICES SUPERIEURES

*	valeur renormalisée (2 ^e normalisation)
**	valeur relative (nombre Rayleigh relatif)
'	valeur de rapport

INDICES INFERIEURES

l	valeur de l'état de perturbation
c ou $cell$	cellulaire (indiquant le paramètre concernant la cellule de micro-organismes)
cr	valeur critique
d	valeur de l'état de base
o	valeur initiale
m	valeur minimale
M	valeur maximale
w	valeur concernant l'eau

LISTE DES ANNEXES

ANNEXE 1	Index terminologiques.....	138
ANNEXE 2	Deux scenarii du développement de la bioconvection de <i>Tetrahymena pyriformis</i> en fonction du temps.....	153

INTRODUCTION

Lors du ‘‘Second World Congress of Biomechanics’’ tenu en Juillet 1994 à Amsterdam, Pays-Bas, le Professeur T.J.Pedley de l’Université de Leeds a présenté de nouvelles perspectives sur la dynamique des fluides biologiques selon lesquelles l’étude des biofluides est divisée en deux parties majeures : la dynamique des fluides internes ou physiologiques, et la dynamique des fluides externes (*natation ou vol*) ou plus précisément, l’interaction des organismes vivants avec leurs fluides d’ambiance. La bioconvection appartient à cette deuxième partie de la dynamique des fluides biologiques [72].

La bioconvection est un phénomène de la nature observé dans les suspensions de micro-organismes nageant. Ces micro-organismes sont composés d’une grande variété d’espèces : *protozoaires, algues, ou bactéries*. Le point commun entre eux porte sur la densité massique de chaque cellule qui est légèrement plus dense que celle du milieu dans lequel les micro-organismes se déplacent, et généralement, ils nagent en montant verticalement (*gravitaxie*).

Le phénomène convectif apparaît à partir d’une instabilité hydrodynamique de la suspension initialement stationnaire: le mouvement vers le haut des cellules de micro-organismes engendre une accumulation des concentrations massiques près de la couche superficielle du milieu, et, puisque la densité massique des cellules est plus dense que celle du fluide, la partie supérieure de la suspension devient plus dense que la partie inférieure. Quand les gradients résultants de densité atteignent un certain seuil critique, la configuration physique devient gravitationnellement instable et un mouvement convectif est donc généré.

Ce phénomène, appelé ‘‘*Bioconvection*’’ par Platt, 1961 [76], est analogue à celui de la convection thermique de Rayleigh-Bénard. Il inclut des mécanismes biologiques, physiques et mécaniques, qui sont décrits par des modèles mathématiques et les techniques numériques permettent leur résolution depuis seulement les trois dernières décennies.

Malgré les nombreuses recherches numériques sur la bioconvection, il semble que, jusqu’à aujourd’hui, il n’y ait pas encore eu d’étude approfondie sur la bioconvection gravitactique (*gravitaxie ou géotaxie négative*) en milieu poreux. Cette thèse porte donc sur ce sujet et nous nous proposons notamment d’examiner l’influence de la vitesse de natation des micro-organismes vivants et de regarder l’effet de double diffusion bioconvective en milieu poreux.

Notre objectif est de déterminer le mouvement de l’eau ainsi que la distribution et la propagation des micro-organismes mobiles dans le milieu poreux. Les micro-organismes réagissent à certains stimuli en nageant dans des directions particulières, appelées taxies, comme décrit dans les paragraphes précédents. Les organismes qui ont tendance à nager vers le haut (*anti-gravitaxie*) s’accumulent ainsi en surface et créent une situation potentiellement instable. Lorsque les conditions deviennent critiques, une petite perturbation suffit à engendrer un mouvement global du fluide sous forme de cellules de convection et une redistribution des microorganismes sous forme de panaches.

En empruntant le langage de la thermoconvection de Rayleigh-Bénard, on peut dire que le principal objectif de notre travail revient à étudier l’influence du nombre de *Péclet* (Pe) dans le problème classique de la convection thermique de Bénard, dans le cas du chauffage de la paroi inférieure par un flux de chaleur constant, et celle du nombre de *Lewis* (Le) sur la double diffusion bioconvective, c’est-à-dire la bioconvection dans un autre milieu stratifié.

Le contenu de la thèse se répartit sur 6 chapitres :

- Dans le premier chapitre, nous abordons quelques notions de biologie, les types de mobilité des micro-organismes, ainsi que le modèle physique et mathématique adopté tout au long du travail. Dans ce chapitre, nous effectuons une revue bibliographique qui résume les travaux concernant la bioconvection dans les milieux fluide et poreux, depuis sa première ère de recherche jusqu'à nos jours. Les caractéristiques bio-physiques du protozoaire *Tetrahymena pyriformis* sont aussi décrites pour expliquer nos choix des paramètres de simulation utilisés dans la thèse.
- Dans le chapitre 2, nous présenterons la modélisation du problème de la bioconvection gravitactique dans les milieux poreux. Il s'agit d'une formulation mathématique en espaces dimensionnel et adimensionnel. Nous faisons aussi un rappel du problème de convection de Rayleigh-Bénard dont le mécanisme de transfert est la source d'inspiration principale de notre travail. Nous essayerons de décrire les facettes les plus simples et les plus similaires entre la bioconvection et la convection thermique pour pouvoir faire une analogie de ces deux phénomènes.
- Une analyse de stabilité et ses résultats sont présentés dans le chapitre 3. Dans ce chapitre, sont étudiées les relations entre les paramètres gouvernants du problème ainsi que la morphologie de l'écoulement et les concentrations au seuil de stabilité linéaire.
- Dans le chapitre 4, on fera une étude de taux de croissance et d'évolution de l'écoulement par la simulation numérique. Une vue sur le développement temporel de la bioconvection gravitactique sera donnée.

- Afin d'étudier la double-diffusion bioconvective, le chapitre 5 intitulé *Bioconvection à double-diffusivité* est consacré à la bioconvection dans un milieu stratifié. Les effets combinés des stratifications de densité dues à la fois à des micro-organismes gravitactiques et à une sollicitation, soit thermique soit solutale, seront étudiés.
- Le chapitre 6 est consacré à des expériences sur la bioconvection dans un milieu poreux. Son objectif est d'illustrer qualitativement le patron bioconvectif et l'analogie entre le modèle théorique de la bioconvection gravitactique et l'observation expérimentale. Pour ce faire, on recourra à l'appareil de Hele-Shaw et à la gravitaxie des protozoaires *Tetrahymena pyriformis*. Par patron bioconvectif, on sous-entend le mécanisme qui génère la bioconvection.

La thèse se termine par une conclusion générale dans laquelle nous mettrons l'accent sur notre contribution à la bioconvection en général et à la bioconvection gravitactique dans des milieux poreux en particulier. Nous essaierons d'y identifier les limites et les contraintes rencontrées sur ce sujet, et nous y présenterons quelques suggestions concernant de nouvelles voies de recherche sur ce thème.

CHAPITRE 1

Présentation générale

1.1 Caractéristiques physiques et biologiques

1.1.1 Comportements individuels et collectifs des micro-organismes

Les types de micro-organismes varient selon plusieurs aspects parmi lesquels on peut citer leurs modes de mobilité, leurs stratégies de réponse à des sollicitations externes et stimuli auxquels ils sont sensibles. Parmi les capacités de mobilité connues par les biologistes, les mouvements causés par la natation, avec ou sans flagelles, sont les plus remarquables. Par rotation, les flagelles (ou cils) – organelles externes fonctionnant comme des ‘‘hélices’’ – exercent une poussée qui permettent aux micro-organismes d’avancer plus ou moins rapidement. Il y a plusieurs types de mobilité par flagelles : ils dépendent de leur localisation, de leur nombre et des genres de flagelles sur la structure des micro-organismes.

Il existe aussi des mouvements de natation chez les micro-organismes sans flagelles (chez la plupart des *cyanobactéries*, comme, à titre d’exemple, les familles de *Synechococcus* dans la mer). Cette mobilité est en fait un mouvement de glissement à travers le milieu liquide sans propulsion flagellaire ou par d’autres appendices visibles. Ce type de mobilité se retrouve souvent chez des micro-organismes en forme de bâtonnets.

La direction et la valeur de la vitesse de la cellule qui nage dépendent des conditions biologiques et environnementales [74,75]. Les tactiques de réponse des micro-organismes constituent un sujet important. Il s’agit des façons suivant lesquelles les trajectoires des micro-organismes sont affectées par le milieu ambiant. Un micro-

organisme peut posséder une distribution non homogène de densité interne, due à une membrane chloroplastique non centrée ou à la disposition de différentes masses à l'intérieur de la cellule [39]. Le fond lourd (*bottom-heavy*) d'une cellule (hypothèse de Kessler, 1985 [36,38], a donc une tactique de réponse purement mécanique qui tend à porter la partie la plus lourde de la cellule nageant dans un champ gravitationnel dans la direction opposée à la gravité, d'où le terme '*gravitaxie ou géotaxie*'.

Les mouvements collectifs des micro-organismes génèrent une formation de panaches convectifs dans lesquels il existe une instabilité hydrodynamique due principalement au gradient de densité. Cette instabilité hydrodynamique se manifeste quand il y a un grand nombre de micro-organismes accumulés dans certaines régions du fluide.

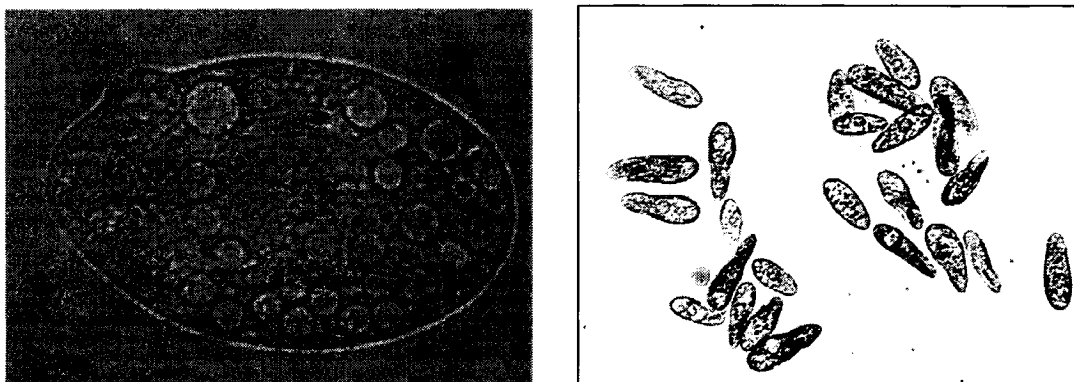


Fig.1.1. Formes, organes ciliés, et ultra-structure (à gauche) et la culture pure du protozoaire gravitactique *Tetrahymena pyriformis* (photographié par Tri Nguyen-Quang)

Dans ce comportement collectif où la densité massique des micro-organismes est un peu plus légèrement dense que celle du fluide, il existe un couplage d'actions entre les mouvements des micro-organismes et l'écoulement du fluide. Même si les cellules se comportent indépendamment, la somme de leurs actions communes a un effet cohérent sur le fluide d'ambiance. A un certain seuil critique où tous les effets biophysiques s'accumulent, le fluide, à son tour, affecte largement les comportements collectif et individuel de chaque cellule lorsqu'elles sont advectées par l'écoulement.

Généralement, les cellules nageant dans un milieu peuvent être classées selon leur réponse aux facteurs stimulants de l'environnement. Leur réponse directionnelle est appelée "*taxie*", (du mot grec "*taxis*" = arrangement, ou mouvement directionnel). Selon un grand nombre d'auteurs, nous pouvons distinguer essentiellement quatre types de mouvements bioconvectifs des micro-organismes: la gravitaxie, la gyrotaxie, la phototaxie et la chimiotaxie [21,23].

- la gravitaxie ou la géotaxie indique la natation dans la direction opposée à la pesanteur.
- la gyrotaxie se rapporte au mouvement dirigé par l'équilibre entre les couples dus à la pesanteur et aux forces visqueuses.
- la chimiotaxie est un terme général pour exprimer la natation dans la direction des gradients chimiques. Le cas particulier et habituel de l'aérotaxie ou de l'oxytaxie correspond à la natation le long d'un gradient de concentration en oxygène.
- la phototaxie se réfère à la natation vers ou loin d'une source de lumière. La consommation de photons par les microbes est analogue à la consommation des molécules d'oxygène en aérotaxie [15].

Eisenbach, 2001 [18] a listé plus généralement un nombre de stimuli et les réponses de comportement correspondantes des bactéries dans le tableau 1.1 suivant.

Notons que Eisenbach a également mentionné le suffixe de "*tropisme*" au lieu de "*taxie*" pour exprimer le phénomène de croissance des microorganismes dans une certaine direction (par exemple *thermotropisme* ou *chimiotropisme*).

<i>Stimuli</i>	<i>Réponse de comportement</i>
Chimique	Chimiotaxie
Champs électriques	Galvanotaxie
Gravité	Gravitaxie
Lumière	Photaxie
Champs magnétiques	Magnétotaxie
Fluide en motion	Rhéotaxie
Osmolarité	Osmotaxie
Température	Thermotaxie
Touche	Thigmotaxie

Tableau 1.1 Principaux comportements des micro-organismes [18]

1.1.2 Mécanismes de la bioconvection

Selon un certain nombre d'auteurs, on peut considérer que la biologie et la physique sont dissociées dans le mécanisme de la bioconvection: d'une part, l'aspect biologique comprend les comportements de natation des cellules individuelles, couplés seulement de façon indirecte par des gradients de consommation ou par la gravité. D'autre part, l'aspect physique concerne l'hydrodynamique qui affecte les différences de densité créées par l'action de natation des cellules. Mais cette considération est partiellement vraie [15].

La deuxième approche admet que le dynamisme bioconvectif s'active de lui-même, en changeant aussi bien l'environnement biologique que physique. C'est une approche complexe et combinée permettant d'étudier l'interaction et l'interdépendance mutuelle des propriétés physiques et biologiques des micro-organismes qui nagent, à l'aide de moyens mathématiques, et dans laquelle la phénoménologie globale est plus importante que ses composantes primitives [40,41].

Conditions nécessaires pour la formation de la bioconvection

Pour tous les micro-organismes, les conditions nécessaires et simultanées afin que la bioconvection puisse se dérouler sont, selon Kessler [36, 37,39] :

1. Consommation par toute population, demande directionnelle de vie des cellules.
2. Réponse des cellules individuelles nageuses aux gradients de l'environnement : soit la gravité, soit des gradients créés par des consommations (oxygène, photon, nourriture, etc.). Cela s'appelle *"condition de mouvement vers le haut"* (up-swimming condition).
3. Validité des lois de comportement de la mécanique des fluides telles que la conservation de la quantité de mouvement, de la masse, des molécules, des photons et des cellules...
4. Force de gravité agissant sur les variations de densité au sein du milieu considéré, les cellules devant être légèrement plus denses que l'eau.

Pedley et Kessler dans *"Bioconvection – Sci.Progress Oxford – (Volume 76, 1992)"* [74] ont décrit le mécanisme de la bioconvection :

" In a shallow chamber and in the absence of any bulk fluid motion, therefore, greater cell concentration will develop towards the top of the chamber than the bottom and in consequence the average density (of cells plus fluid) will be greater at the top. Such a stratification, with denser fluid above less denser fluid, is well-known to be unstable if the density gradient is large enough, and to lead to recirculating bulk motions called convection. "

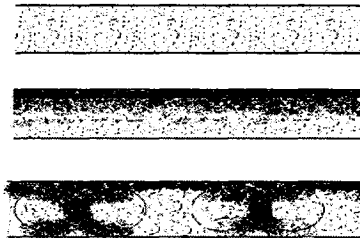


Figure1.2. *"Bioconvection"*–Pedley et Kessler, 1992 [74]

Facteurs influents

La nature et l'envergure du phénomène de la bioconvection sont influencées par un grand nombre des paramètres. Parmi eux, la concentration des cellules N et la profondeur du milieu confiné (boîte ou cellule des expériences) h sont importantes. La variation spatiale de la concentration N des micro-organismes est la facette la plus aisément observable. La géométrie du phénomène est une fonction de N et de la vitesse de natation V_c .

□ La dépendance de la profondeur du milieu

Selon Pedley et Kessler, 1992 [75], quand la bioconvection a lieu dans un milieu confiné peu profond, ($< 1\text{cm}$ de profondeur), on peut observer le phénomène comme décrit ci-dessus, parce que les régions à haute concentration de cellules descendantes absorbent ou réfléchissent la lumière en général d'une façon différente de celles de leur entourage.

Dans un milieu de plus grande profondeur ($\geq 2\text{cm}$), les phénomènes peuvent être observés aux bords du milieu, et on a essentiellement deux types de structure bioconvective à observer.

Le premier type, qui comprend des panaches de dispersion ou nuages de particules descendant à partir d'une couche concentrée sur la surface supérieure, peut se produire dans les suspensions de protozoaires, de bactéries, ou d'algues [89,77,39]. Ces panaches ou nuages de dispersion peuvent présenter des « spots » sur leur front ou sur toute leur longueur dans le milieu.

La deuxième structure est présente seulement dans les suspensions d'algues et elle se compose des nuages spontanément générés à l'intérieur de la suspension, menant

finalement aux panaches de fond stables, régulièrement espacés, qui se stabilisent à 2 ou 3 cm de la partie plus basse du milieu [89,39].

□ *La dépendance des échelles de temps :*

Pedley et Kessler, en 1992 [75], indiquent que la première instabilité de la bioconvection dans n'importe quelle suspension particulière de cellules gyrotactiques dépend également des grandeurs relatives de diverses échelles de temps.

1.1.3 Paramètres bio-physiques

1.1.3.1 Coefficient de diffusion

Un des paramètres importants qui gouvernent le mécanisme de bioconvection est le coefficient de diffusion des micro-organismes D_c . Néanmoins, contrairement à la convection en transfert thermique ou de masse inanimée, ce coefficient de diffusion D_c est un paramètre physique très compliqué, qui n'est pas facile à mesurer et à bien déterminer, surtout lorsque la suspension des micro-organismes est placée dans un milieu poreux. Ce coefficient dépend de la concentration $\bar{n}$, puisque le temps de collision cellule-cellule augmente quand $\bar{n}$ augmente dans le milieu, et de l'écoulement qui est fortement influencé par les trois effets physiques suivants : le mouvement Brownien, l'interaction mécanique entre les cellules (la collision) et la distribution du profil de vitesse de la cellule dans le volume élémentaire dont la moyenne est $\vec{V}_c^*$ [75]. Pedley et Kessler [74,75] ont montré également que D_c est une fonction de V_c et $\vec{p}$, la direction aléatoire de la cellule. Childress et al. , en 1975 [10] , ont mathématiquement proposé un tenseur orthotrope de la diffusivité des micro-organismes dans la bioconvection gravitactique, mais ils ne l'ont pas quantitativement détaillé et l'ont égalé à une valeur constante dans leurs calculs.

Dans le modèle continu proposé en 1988, Pedley, Hill, Kessler [73] ont supposé une diffusivité isotrope D_c , c'est-à-dire qu'il n'existe pas de différence entre les diffusions verticale et horizontale de la suspension. Ces auteurs ont expliqué leur choix par le fait de ne pas avoir de moyens pour estimer physiquement les différentes valeurs de D_c , et, de plus, les résultats d'une expérience de Kessler en 1985 [36] sur la collision des cellules et les mouvements aléatoires des micro-organismes ont confirmé un ordre de grandeur semblable de D_c , soit environ de $5 \times 10^{-5} \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$.

Cette notion de diffusivité isotrope est appliquée dans presque toutes les recherches sur la bioconvection, y compris les nôtres dans le cadre de cette thèse. Ce coefficient de diffusion D_c est déterminé d'une façon purement empirique selon Kessler. L'estimation de D_c proposée par Kessler est basée sur la théorie "*random walk theory*" [36,40,75]. Selon cette estimation, ce coefficient de diffusion peut être calculé à partir de la formule :

$$D_c = L'V_c/3 \quad (1.1)$$

où L' est le "libre parcours moyen" (*mean free path*) ou distance moyenne couverte par les cellules nageuses entre les changements directionnels radicaux.

Kessler suggère aussi, selon ses observations sur des cellules en natation, que L' est de l'ordre de $100 a$, a étant le *rayon moyen de la cellule*. La relation entre a et le volume cellulaire est donnée par

$$a = (3V_c/4\pi)^{1/3} \quad (1.2)$$

Une étude bibliographique donne les paramètres caractéristiques pour la famille de protozoaire *Tetrahymena pyriformis* dans le tableau 1.2 suivant.

Propriétés	Symboles	Valeurs	Notes
Diamètre moyen	d	35 μm	Forme de goutte d'eau Constante de diffusion = 0.20 ml · g poids sec · min ⁻¹ selon <i>Kramhøft&Lambert, 1997</i> [46]
Longueur maximum	l_c	50 - 70 μm	
Volume de la cellule	ϑ	8.9 10 ⁻¹² cm ³	
Masse volumique	ρ_c	1.035 g/cm ³	
Rapport de densité	$\Delta\rho/\rho$	0.035	
Coeff. de diffusion (motilité)	D_c	3.3 10 ⁻³ cm ² /s	
Vitesse de natation	V_c	500 μm /s	
Concentration moyenne maximale	$\bar{n}$	5.10 ⁶ cells/cm ³	
Comportements principaux: GRAVITAXIE NEGATIVE			
Publications concernées : Plesset&Winet, 1974 [77]; Winet&Jahn, 1974 [91]; Levandowsky & al, 1975 [57]; Childress et al., 1975 [10] ; Platt, 1961 [76]; Loeffler & Meffertd, 1952 [58] ; Kramhøft&Lambert, 1997 [46]			

Tableau 1.2. Quelques paramètres caractéristiques de *T. pyriformis* selon la littérature.

1.1.3.2 Vitesse de mobilité du mouvement vertical V_c du protozoaire *T. pyriformis*

La vitesse verticale de natation de *T.pyriformis*, V_c est, selon plusieurs auteurs, d'environ 500 $\mu\text{m/s}$ [61]. Kowalevski et al. [45] ont aussi suggéré la valeur de 560 $\mu\text{m/s}$ pour cette vitesse verticale.

1.1.3.3 Paramètres géométriques et concentration cellulaire de *T. pyriformis*

Il y a 3 paramètres que nous pouvons obtenir en observant certaines expériences sur les deux souches de *Tetrahymena pyriformis*, celle de *GL* et de *CCAP 1630/1W*. Ces paramètres sont d , l_c , et $\bar{n}$.

- Le diamètre moyen d et la longueur maximale l_c sont déterminés selon nos études expérimentales :

$$\begin{aligned} \text{Pour la souche GL :} \quad d &= 23.8 \, \mu\text{m} = 23.8 \times 10^{-6} \, \text{m} \\ l_c &= 50 \, \mu\text{m} = 50 \times 10^{-6} \, \text{m} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Pour la souche CCAP 1630/1W :} \quad d &= 18.2 \, \mu\text{m} = 18.2 \times 10^{-6} \, \text{m} \\ l_c &= 39.91 \, \mu\text{m} = 39.91 \times 10^{-6} \, \text{m} \end{aligned}$$

- La concentration moyenne $\bar{n}$ est déterminée selon chaque expérience. Avec nos deux souches utilisées, une incubation après 18 heures dans un milieu de culture adéquat donnera normalement une concentration de l'ordre de 10^4 cellules/cm³ (ceci dépend de la condition initiale d'incubation, voir chapitre 6). Ce paramètre peut être amélioré par la technique de centrifugation et peut atteindre des valeurs maximales de l'ordre de 10^5 - 10^6 cellules/cm³. Hellung-Larsen [27] a prouvé qu'avec un milieu de culture et une technique particulière, on peut atteindre une concentration de 1.3×10^7 cellules/cm³ et cela correspond à la valeur optimale que les biologistes peuvent obtenir actuellement pour la concentration des cellules de *Tetrahymena pyriformis* [27].
- Le volume d'une cellule *Tetrahymena* de la souche GL est déduit par la formule (1.2). Ceci est validé par le résultat de l'étude morphologique de la souche GL, décrit dans la thèse de Bamdad [5] selon lequel le volume par cellule de *T. pyriformis* souche GL est d'environ $\vartheta = (10000 \pm 500) \, \mu\text{m}^3$.

1.1.3.4. Tableaux récapitulatifs des caractéristiques de *T. pyriformis*

Propriétés du micro-organisme	Symboles	Valeurs
Concentration moyenne	$\bar{n}$	10^{12} cellules m^{-3}
Gravité spécifique	$\Delta\rho/\rho$	0.05
Rayon moyen	a	$5 \times 10^{-6} \text{m}$
Distance de centre de gravité	h	10^{-7}m
Volume de la cellule	$\mathcal{V}$	$5 \times 10^{-16} \text{m}^3$
Vitesse de natation	V_c	10^{-4}m/s
Coeff. de diffusion (motilité)	D	$5 \times 10^{-8} \text{m}^2/\text{s}$
Viscosité cinématique	ν	$10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$
Perméabilité	K	10^{-6}m^2

Tableau 1.3. Paramètres caractéristiques de microorganismes gravitactiques dans un milieu poreux, selon Kuznetsov et Jiang, 2001 [55]

On rappelle que l'étude bibliographique nous permet de résumer les caractéristiques principales de *Tetrahymena pyriformis* dans le tableau 1.2. Cependant ces données sont tirées de la littérature sans identifier spécifiquement la souche utilisée. Kuznetsov et Jiang, 2001 [55] ont également suggéré un tableau des paramètres caractéristiques *des micro-organismes gravitactiques*, en général, pour leur simulation dans un milieu poreux (tableau 1.3).

La description précédente nous permet de construire notre tableau des caractéristiques pour *Tetrahymena* de souche *GL* (tableau 1.4) en se basant *nos données observées, interprétées et comparées* avec la littérature.

Paramètres	Symboles	Valeurs
Diamètre moyen	d	$23.8 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Longueur maximale	l_c	$50 \cdot 10^{-6} \text{ m}$
Volume de la cellule	$\mathcal{V}$	$1 \cdot 10^{-14} \text{ m}^3$
Masse volumique	ρ_c	$1.035 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
Rapport de densité	$\Delta\rho/\rho$	0.035
Coefficient de diffusion (motilité)	D_c	$3.97 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2/\text{s}$
Vitesse de natation	V_c	$5 \cdot 10^{-4} \text{ m/s}$
Concentration moyenne après 18 heures d'incubation à 28°C et $pH = 7.2$	$\bar{n}$	$10^{10} - 10^{11} \text{ cells/m}^3$
Concentration maximale possible après la centrifugation (1500rpm, 5 minutes).	$\bar{n}$	$5 \cdot 10^{12} \text{ cells/m}^3$

Tableau 1.4. Quelques paramètres caractéristiques de *T. pyriformis*, souche GL (système SI) (souche venant de "the Carlsberg Institute of Copenhagen", fournie par le département de biologie cellulaire, Faculté de Pharmacie, Université d'Auvergne – France)

1.2 Revue bibliographique

Dans cette revue bibliographique, nous allons essayer de nous focaliser sur les concepts physiques, les modèles mathématiques et les solutions des simulations numériques de la bioconvection depuis le début de son histoire. On portera également un regard sur les études expérimentales de la bioconvection des algues, des protozoaires et bactéries dans un milieu fluide afin d'éclairer les concepts théoriques.

La première recherche est due à Wager en 1911 [89] qui a étudié une suspension de protozoaire *Euglena viridis* et montré que la tendance à nager en sens inverse de la direction de la gravité est nécessaire pour l'apparition d'un phénomène

hydrodynamique de ces micro-organismes. Quand ces micro-organismes sont morts, ils forment une couche au fond du milieu et le phénomène n'est évidemment pas entretenu.

Keller et Segel, 1970 [35] sont les premiers à démontrer l'analogie entre ce phénomène convectif et la convection de Bénard. En fait, *la bioconvection*, terme suggéré par Platt en 1961 [76], est due à la concentration des micro-organismes qui change la densité du fluide, et, par conséquent, la force de flottaison tout comme les autres paramètres de transfert thermique et/ou massique: chaleur, sel, ou autres matières solubles.

Cette même année 1970, Roberts a prouvé que l'orientation variable de densité ne pouvait pas expliquer complètement le phénomène de géotaxie dans les protozoaires tels que *Paramecium caudatum* [79]. Il suppose que la cause principale est une interaction hydrodynamique entre les micro-organismes et le milieu, dont l'intensité est déterminée par la taille et la forme des micro-organismes. Il a donc développé une théorie mathématique générale de géotaxie pour décrire le mouvement de ces organismes sous l'action de la pesanteur, pour ensuite comparer la théorie avec des mesures sur des suspensions des *Paramecia caudatum* dans des colonnes verticales longues.

La première modélisation du phénomène de formation des panaches bioconvectifs est réalisée par Plesset et Winet en 1974 [77]. Ces auteurs ont essayé d'expliquer l'apparition de la bioconvection par la théorie de l'instabilité d'un milieu fluide où une couche riche en microorganismes, donc plus dense, est située au dessus d'une couche moins dense. Ces auteurs ont constaté que le mode croissant le plus rapidement correspond à l'échelle observée du phénomène de convection. Ils en ont également conclu que l'instabilité de Rayleigh-Taylor est le mécanisme de la bioconvection. La faiblesse de ce modèle est de négliger la diffusion de cellules entre deux couches et l'état de base proposé n'est pas une solution des équations gouvernantes.

Egalement en 1974, Winet et Jahn [91] ont proposé la théorie de propulsion-gravité de la géotaxie négative de *Tetrahymena pyriformis*, en suggérant que l'orientation géotactique négative est une conséquence physique du tourbillon gyrotationnel créé par l'asymétrie géométrique des micro-organismes.

Childress, Levandowsky et Spiegel en 1975 [10], puis Levandowsky, Childress, Spiegel et Hutner en 1975 [57] ont modélisé la bioconvection des microorganismes gravitactiques en se basant sur l'équation de Navier-Stokes et une équation de diffusion des micro-organismes mobiles. Cette approche est une analogie mathématique de la convection de Bénard telle que décrite par Keller et Segel [35]. La base de leur analyse est la solution qui représente un état d'équilibre entre le mouvement vertical vers le haut et la diffusion vers le bas des microorganismes dans l'eau immobile. Ils obtiennent analytiquement le nombre de Rayleigh critique de la bioconvection gravitactique dans le milieu fluide.

Dans le domaine de la simulation numérique, il y a peu d'études consacrées à la bioconvection. La première simulation 2D est réalisée par Childress et Peyret [11] qui, en 1976, ont intégré l'équation de Navier-Stokes mais au lieu d'utiliser l'équation de conservation des cellules du modèle continu, ces auteurs ont traité les cellules en tant que particules distinctes.

Fujita & Watanabe, 1985 [19] ont présenté une étude numérique sur la bioconvection, basée sur les équations données par Childress et al., 1975 [10] : ils ont montré une transition du régime d'écoulement analogue à l'évolution de la convection de Bénard. Harashima, Watanabe et Fujishiro, 1988 [25] ont considéré un milieu confiné 2D de fluide et ont résolu les équations de Navier-Stokes et de conservation de cellules en utilisant la théorie de Childress et al. [10] pour les micro-organismes purement gravitactiques.

Au contraire des modèles continus cités précédemment, Hopkins et Fauci [30] ont présenté récemment (2002) un modèle de couplage '*fluide/micro-organismes/sources de nourriture*'. Leur approche est basée sur le travail de Childress et Peyret, 1976 [11] en considérant les micro-organismes comme une suspension de particules discrètes à l'intérieur du domaine de fluide. Avec la représentation simplifiée des microbes comme particules, ils effectuent les calculs avec un nombre de particules suffisamment grand pour obtenir des concentrations réalistes de cellules. Bien qu'ils choisissent une représentation discrète des microbes, ils ne cherchent pas à capter en détail la géométrie, l'action des flagelles et la dynamique locale des micro-organismes comme dans les modèles à micro-échelle de Dillon et al. en 1995, Jones et al. en 1994 [17,33].

Ghorai et Hill, dans une série d'articles [20]-[24], ont étudié numériquement la bioconvection gyrotactique en utilisant la formulation vorticité - fonction de courant du *modèle continu de base* introduit en premier par Pedley et al. [73]. Ils ont examiné le développement et les instabilités des panaches gyrotactiques unicellulaires, bi-dimensionnels et la série périodique des panaches.

Dans le domaine du milieu poreux, la première étude de la bioconvection gravitactique a été réalisée par Kuznetsov et Jiang en 2001 [54,55], suivie de celle par Kuznetsov et Avramenko en 2002 [50]. Les travaux ont porté sur les études des micro-organismes gravitactiques dans un milieu poreux bidimensionnel en employant le modèle continu de Pedley et al. [73] pour la bioconvection dans une suspension des micro-organismes gravitactiques ; l'équation de Darcy pour l'écoulement de fluide et l'équation de diffusion-convection pour la concentration des cellules ont été numériquement résolues pour obtenir les champs de vitesse et d'iso-concentrations dans une cavité carrée en fonction de la perméabilité du milieu poreux. Ils ont conclu qu'il existe une valeur critique de la perméabilité pour l'apparition de bioconvection gravitactique. Dans leurs calculs numériques, la valeur critique est approximativement de l'ordre de $4 \times 10^{-7} m^2$. Si la perméabilité du milieu considéré est plus petite que cette valeur, il n'y a pas de

convection, et en conséquence, les micro-organismes s'accumulent à la surface supérieure et y demeurent [55].

Pour le cas de la gyrotaxie des micro-organismes, Kuznetsov et Avramenko en 2002 [52] ont réalisé une analyse bidimensionnelle de stabilité dans un milieu poreux saturé par un fluide afin d'obtenir la perméabilité critique nécessaire à l'apparition de la bioconvection gyrotactique. Kuznetsov, Avramenko et Geng, 2003 [53] présentent une solution similaire pour des panaches en suspension en bioconvection oxytactique dans un milieu poreux saturé profond. Le travail de Kuznetsov et Avramenko, 2003 [51] porte sur la stabilité de la bioconvection des micro-organismes oxytactiques dans une couche poreuse horizontale.

Nield, Kuznetsov et Avramenko, 2004 [68] ont publié un travail concernant la bioconvection gyrotactique. Ces auteurs ont utilisé le modèle d'écoulement de Darcy pour déduire des valeurs de Rayleigh critiques correspondant à des vitesses cellulaires inférieures à 1.

Des études expérimentales concernant les comportements hydrodynamiques des micro-organismes et le phénomène de bioconvection sur les algues, protozoaires et bactéries ont aussi été menées après la première expérience de Wager en 1911 [89].

En 1952, Loefer et Meffert [58] ont réalisé un essai anaérobique sur le *Tetrahymena pyriformis*. Ils ont conclu que ce facteur anaérobique n'avait pas d'influence sur le phénomène bioconvectif de *T. pyriformis*.

En 1970, avec la suggestion d'une théorie du mouvement cilié de *Paramecia caudatum*, comme précédemment mentionné, Robert a également effectué des mesures de la bioconvection d'une suspension de ce protozoaire [79]. Dans une étude ultérieure, Robert et Deacon [81] ont examiné en détail le mouvement gravitactique de *Paramecia*

caudatum. Ils ont constaté que l'orientation de la dépendance de forme joue un rôle important dans les comportements de réponse des *Paramecia*.

Assar, 1988 [3] a réalisé des expériences de la bioconvection sur *Chlamydomonas reinhardtii* pour tester les effets du cadmium et du pentachlorophenol. Cet auteur a trouvé que ces facteurs chimiques influençaient considérablement le phénomène.

Bee et Hill, 1997 [8] ont réalisé une étude quantitative des phénomènes bioconvectifs formés par la concentration de suspensions de *Chlamydomonas nivalis* dans des couches moins épaisses pour examiner les longueurs d'ondes. Noever et al. [69,70] ont exploité le phénomène de bioconvection pour des essais sur les toxines externes. Yamamoto et al. [92] ont réalisé des études sur les effets de la profondeur, de la concentration et des parois de la cavité sur la bioconvection de *Chlamydomonas reinhardtii*.

Les travaux expérimentaux de Kessler et Wojciechowski, 1997 [42], Janosi et al., 1998 [32] ont montré l'existence des comportements collectifs et de la dynamique des bactéries mobiles *Bacillus subtilis*. Ils ont essayé de quantifier le développement du phénomène de bioconvection de *B. subtilis*. Czironk et al, 2000 [15] ont montré par la suite que les longueurs d'ondes dans la bioconvection de *B. subtilis* ne dépendent pas fortement de la profondeur du milieu, contrairement au phénomène observé avec les algues. Ils ont comparé le taux de consommation d'oxygène durant le temps bioconvectif et ont conclu qu'il n'y avait pas d'influence significative de la bioconvection sur le transfert d'oxygène à travers la suspension dans le milieu, pouvant affecter les comportements réciproques entre les bactéries en mouvement et le milieu ambiant.

Plus récemment, Akitoshi et Hideki, 2001 [1] ont réalisé une étude de galvanotaxie sur *Tetrahymena thermophila* en appliquant un champ électrique sur le milieu. D'autres chercheurs japonais Mogami et al., 2004 [61] ont aussi analysé les caractéristiques

temporelles et spatiales du phénomène de bioconvection de *Tetrahymena pyriformis* sous accélération gravitaire altérée.

Parallèlement aux expériences sur la bioconvection, il existe un grand nombre de recherches expérimentales portant sur la mobilité des micro-organismes, leurs comportements dans un milieu fluide et leurs trajectoires. On peut citer ici, à titre d'exemple les études de Kessler [36, 38,39] qui ont apporté une nouvelle perspective pour réaliser des expériences physico-biologiques de bioconvection. Kessler a exercé de nombreuses recherches expérimentales portant sur la dynamique des micro-organismes mobiles, sur leurs comportements individuels et collectifs.

Hill et Häder, 1997 [28] ont essayé de réaliser des mesures de trajectoires de natation des algues et d'analyser leurs données directionnelles en mesurant les angles de rotation. Vladimirov et al. [87,88] ont utilisé la technique sophistiquée de vélocimétrie laser pour capter simultanément les trajectoires de centaines d'individus cellulaires. Ils ont été capables de poursuivre les parcours de mobilité des micro-organismes pendant une durée très longue et ont pu constater qu'il y a une variation considérable dans les comportements de natation de la population cellulaire.

Les informations complémentaires concernant les autres aspects de la bioconvection et qui ne peuvent pas être tous cités ici sont regroupés dans deux revues qui résument la majorité des recherches bibliographiques sur ce thème. Elles sont considérées comme des références indispensables. La première a été présentée par Pedley et Kessler en 1992 dans *the Annual Review of Fluid Mechanics* [75] et elle résume les travaux depuis les premières recherches jusqu'en 1992. La deuxième est celle que Hill et Pedley ont publié dans "*Fluid Dynamics Research*" en 2004 [29] et qui résume les principales études concernant la bioconvection dans les milieux fluide et, très partiellement, en milieu poreux depuis 1992.

1.3 Modèle mathématique adopté

Le modèle mathématique adopté pour notre recherche est le modèle continu, proposé par Childress et al. en 1975 [10], adopté et développé par Pedley et al. en 1988 [73], puis utilisé par plusieurs auteurs [19, 20-24, 19, 25, 50,54,55]. Notre étude est basée sur les équations de la mécanique des fluides dans un milieu poreux, à savoir les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement (équation de Darcy) et de la concentration des micro-organismes [16,90,55]. Ces équations sont numériquement résolues par la méthode de différences finies et la méthode des volumes finis pour étudier la stabilité de la bioconvection des micro-organismes gravitactiques et l'évolution du champ de vitesse de l'eau et de la distribution des micro-organismes en fonction des paramètres de contrôle du problème.

Le modèle continu de Pedley et al. [73] sera aussi utilisé pour étudier la double diffusion bio-convective. Une autre équation de conservation (masse ou énergie) sera ajoutée aux trois premières équations (de continuité, de Darcy et de conservation de la concentration des micro-organismes). Le couplage du système sera également étudié numériquement par la méthode des volumes finis.

CHAPITRE 2

Modélisation de la bioconvection gravitactique

2.1 Revue du problème de convection de Rayleigh-Bénard

2.1.1 Description physique

Comme déjà cité dans la partie bibliographique, plusieurs auteurs ont noté l'analogie entre le problème de la bioconvection gravitactique et la convection de Bénard. Il est donc nécessaire de faire un rappel sur ce phénomène de convection thermique.

Le problème de la convection de Bénard, ou, sous un vocable plus moderne, convection de Rayleigh-Bénard, a fait l'objet de nombreux articles et livres. Le mot de « convection », lorsqu'elle est d'origine thermique, sous-entend les mouvements de fluide générés par des gradients de température. Dans la convection de Bénard, les différences de température sont *appliquées suivant la direction verticale*. Ce problème décrit en général les mouvements convectifs dans des couches fines de fluide, chauffées par le bas ou refroidies par le haut.

Pour des informations nécessaires et assez complètes sur la convection de Bénard dans un milieu fluide, on se réfère au livre de Koschmieder [44] qui relate ses différents aspects : convection de Bénard, convection de Rayleigh-Bénard et vortex de Taylor.

En ce qui concerne les milieux poreux, le problème de Bénard porte un autre nom : *convection de Lapwood*. En fait, les premières études sur la convection naturelle en milieu poreux confiné par deux plaques isothermes soumises à un gradient de température ont été réalisées par Horton et Rogers en 1945 [31] et Lapwood en 1948

[56]. Mais c'est Lapwood qui a déterminé le critère de stabilité de l'état de conduction d'une telle couche poreuse et qui a proposé, grâce à sa méthode de stabilité linéaire, une valeur du nombre de Rayleigh critique ($4\pi^2 \approx 39.5$).

Plusieurs expériences ont ensuite été réalisées pour vérifier ce critère: Katto et Masuoka, 1967 [34], Schneider, 1963 [84], Combarnous, 1970 [13], Bories, 1970 [9] et Cloupeau et Klarsfeld, 1970 [12] etc. Les résultats de ces expériences ont confirmé l'exactitude de ce critère. Ces auteurs ont également mené des études sur différentes valeurs du nombre de Rayleigh, Ra , supérieures au seuil critique (valeurs supercritiques) et montré la prédominance de ce paramètre sur le comportement thermique du milieu : plus ce paramètre est grand, plus les isothermes sont déformées et plus le nombre de Nusselt, qui caractérise le transfert total de chaleur, augmente.

En ce qui concerne la cavité poreuse soumise à un flux de chaleur constant, Nield en 1968 [66] a réalisé des travaux théoriques, dans le cas d'une cavité chauffée par le bas et de longueur infinie (facteur de forme infini). Nield a aussi proposé un tableau de révision des seuils critiques pour les cavités chauffées par le bas [66,67]. Vasseur et al., 1987 [86] et Sen et al., 1988 [85] ont analysé la convection naturelle unicellulaire dans une couche poreuse inclinée lorsque les deux parois opposées sont soumises à un flux constant de chaleur.

Kimura et al., 1995 [43] ont trouvé une solution analytique pour une cavité poreuse de facteur de forme fini et chauffée par le bas par un flux constant. Selon ces auteurs, le seuil critique (le nombre de Rayleigh critique) d'une cavité carrée de ce type est de 22.946. Ils ont confirmé le seuil critique de 12 pour le cas du facteur de forme infini de Nield. Ils ont aussi essayé de démontrer l'existence de l'état unicellulaire de l'écoulement lorsque la couche poreuse est chauffée ou refroidie par un flux de chaleur constant, et d'identifier un seuil au-delà duquel l'état permanent n'existe plus. Selon ces auteurs, la transition de l'état permanent à l'état oscillatoire, pour ces conditions aux

limites, peut avoir lieu de la même manière que dans le cas d'une couche chauffée par le bas en imposant une température constante.

Le livre de Nield et Bejan, 1992 [67] est une bonne référence bibliographique de la convection thermique dans le milieu poreux.

2.1.2 Formulation mathématique de la convection de Bénard dans un milieu poreux

2.1.2.1 Equations gouvernantes

Les équations régissant la convection de Bénard dans un milieu poreux bidimensionnel sont :

Équation de continuité

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.1)$$

Équation de Darcy-Boussinesq

$$-\nabla \bar{p} - \frac{\mu}{K} \vec{V} + \rho_0 [1 - \beta_T (T - T_0)] \vec{g} = 0 \quad (2.2)$$

Équation de conservation de l'énergie thermique

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V} T - \alpha \nabla T) = 0 \quad (2.3)$$

En formulation de fonction de courant ces équations s'écrivent :

$$\nabla^2 \psi = -\rho_0 \frac{K \beta_T}{\mu} \frac{\partial T g}{\partial x} \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V}T - \alpha \nabla T) = 0 \quad (2.5)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (2.6)$$

Les équations gouvernantes, sous forme adimensionnelle (échelle de longueur H) en termes de fonction de courant, s'écrivent

$$\begin{cases} \nabla^2 \psi = -Ra \frac{\partial T}{\partial x} \\ \frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{V}T - \nabla T) = 0 \end{cases} \quad (2.7)$$

2.1.2.2 Conditions aux limites

Les conditions aux limites sont présentées sous la forme générale suivante :

$$a_T \frac{\partial T}{\partial y} + (1 - a_T)T = -a_T \quad (2.8)$$

- Quand $a_T = 0$, ces conditions deviennent

$$\begin{cases} x = 0, F & \Rightarrow \psi = 0 & \partial T / \partial x = 0 \\ y = 0 & \Rightarrow \psi = 0 & T = 1 \\ y = 1 & \Rightarrow \psi = 0 & T = 0 \end{cases} \quad (2.9)$$

Ces conditions de Dirichlet représentent le cas d'une température constante imposée aux parois.

- Quand $a_T = 1$, les conditions deviennent

$$\begin{cases} x = 0, F & \Rightarrow \psi = 0 & \partial T / \partial x = 0 \\ y = 0 & \Rightarrow \psi = 0 & \partial T / \partial y = -1 \\ y = 1 & \Rightarrow \psi = 0 & \partial T / \partial y = -1 \end{cases} \quad (2.10)$$

Ces conditions de Neumann représentent le cas d'un flux constant imposé aux parois.

2.2 Description physique de la bioconvection gravitactique

2.2.1 La géométrie et les hypothèses

Considérons une cavité poreuse rectangulaire $L \times H$ saturée par un fluide newtonien incompressible et un grand nombre de micro-organismes qui peuvent nager dans le fluide à l'aide des flagelles ou cils avec une vitesse ascendante $\vec{V}_c^*$. Les quatre parois sont imperméables et les micro-organismes ont une concentration initiale uniforme $\bar{n}$. Toutes les propriétés physiques du fluide sont supposées constantes, à l'exception de la masse volumique dans la poussée d'Archimède, selon l'approximation de Boussinesq. Le milieu poreux est supposé isotrope et de perméabilité K constante. Le système de coordonnées est cartésien (OX, OY) avec les vecteurs unitaires $(\vec{e}_1, \vec{e}_2)$ respectivement.

La description physique du problème de bioconvection gravitactique considéré est présentée sur la figure 2.1 suivante.

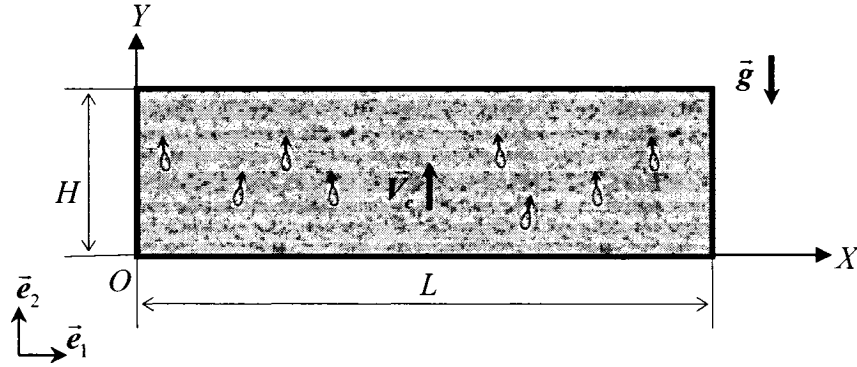


Fig. 2.1. La description physique du problème.

2.2.2 L'approximation de Boussinesq dans le cas de la bioconvection gravitactique

En utilisant des notations définies dans la nomenclature, on a :

- Volume des cellules dans un volume unitaire de suspension : $n\vartheta$
- Volume du fluide : $1 - n\vartheta$
- Masse volumique des cellules : $\rho_c n\vartheta$
- Masse volumique du fluide : $\rho_w (1 - n\vartheta)$
- Masse volumique de la suspension : $\rho = \rho_w (1 - n\vartheta) + \rho_c n\vartheta$

ou encore

$$\rho = \rho_w + \Delta\rho n\vartheta \quad (2.11)$$

Le terme $n\vartheta = \Phi$ est aussi appelé fraction volumique [21,23]. La dernière expression (2.11) de ρ montre que le phénomène de bioconvection est dû à la différence de densité cellulaire des micro-organismes et de l'eau, créant ainsi une densité non uniforme qui dépend directement de la concentration des cellules.

A partir de (2.11), nous avons la densité au fond du milieu :

$$\rho_0 = \rho_w + \Delta\rho n_0 \mathcal{G} \quad (2.12)$$

(2.11) - (2.12) donne :

$$\rho = \rho_0 + \Delta\rho \mathcal{G}(n - n_0) = \rho_0 \left(1 + \frac{\Delta\rho \mathcal{G}}{\rho_0} (n - n_0) \right) \quad (2.13)$$

En posant $\beta_b = \frac{\Delta\rho \mathcal{G}}{\rho_0}$, nous avons l'expression qui exprime la variation de la densité de suspension en fonction de la concentration des cellules:

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta_b (n - n_0)) \quad (2.14)$$

2.2.3 Equations gouvernantes

Les équations gouvernantes dimensionnelles de la bioconvection dans un milieu poreux 2D sont [55,62,65] :

L'équation de continuité

$$\nabla \cdot \vec{V}^* = 0 \quad (2.15)$$

L'équation de Darcy

$$-\bar{\nabla} P^* - \frac{\mu}{K} \vec{V}^* + \bar{g} \rho = 0 \quad (2.16)$$

L'équation de conservation des cellules

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{V}^*) + \nabla \cdot (n \vec{V}_c^*) = D_c \nabla^2 n \quad (2.17)$$

L'approximation de Boussinesq

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta_b (n - n_0)) \quad (2.14)$$

2.2.4 Condition initiale, conditions aux limites et état de diffusion

Condition initiale

- à $t^* = 0$, on suppose une densité cellulaire uniforme dans tout le milieu, soit :

$$n(X, Y, t^*) = n(X, Y, 0) = \bar{n} \quad (2.18)$$

Conditions aux limites

- Condition d'imperméabilité : $\vec{V}^* \cdot \vec{k} = 0$, c'est-à-dire que la composante normale de la vitesse est nulle (la composante tangentielle de vitesse est $\neq 0$).

On doit avoir alors :

$$\begin{aligned} x = 0, L : \quad \vec{V}^* \cdot \vec{k} = V_x^* &= 0 \\ y = 0, H : \quad \vec{V}^* \cdot \vec{k} = V_y^* &= 0 \end{aligned} \quad (2.19)$$

Noter qu'on désigne ici par (V_x^*, V_y^*) les composantes de $\vec{V}^*$ selon les axes OX et OY respectivement, $\vec{k}$ étant le vecteur unitaire normal à la frontière.

- Condition sur le flux de concentration de cellules

Aux frontières imperméables, le flux de concentration $\vec{J}^* = n(\vec{V}^* + \vec{V}_c^*) - D_c \vec{\nabla} n$ est nul.

$$\begin{aligned} x=0, L: \quad \vec{J}^* \cdot \vec{k} &= 0 & \Leftrightarrow & J_x^* = -\partial n / \partial x = 0 \\ y=0, H: \quad \vec{J}^* \cdot \vec{k} &= 0 & & J_y^* = nV_c^* - D_c \partial n / \partial y = 0 \end{aligned} \quad (2.20)$$

État de diffusion

On rappelle que la vitesse cellulaire gravitactique est $\vec{V}_c^* = (0, V_c^*)$ et à $Y=(0, H)$, le flux de concentration ainsi que la vitesse normale à la frontière sont nuls, d'où $nV_c^* = D_c \frac{\partial n}{\partial Y}$.

En résolvant analytiquement le système d'équations (2.15), (2.16), (2.17), (2.14) en régime de diffusion à l'état permanent ($\vec{V}^* = 0, \frac{\partial n}{\partial t^*} = 0$) avec les conditions initiale et aux limites mentionnées, on trouve la solution :

$$n = \frac{\bar{n} \left(\frac{V_c^* H}{D_c} \right)}{\exp \left(\frac{V_c^* H}{D_c} \right) - 1} \exp \left(\frac{V_c^*}{D_c} Y \right) \quad (2.21)$$

Il faut noter que cette solution a été obtenue avec la condition de conservation de la concentration dans la cavité:

$$\bar{n} = \frac{1}{LH} \int_0^1 dZ \int_0^L dX \int_0^H n(X, Y, Z, t^*) dY \quad (2.22)$$

Posons $V_c = \frac{V_c^* H}{D_c}$ qu'on appellera "*vitesse cellulaire adimensionnelle*" ou nombre de

Péclet Pe dans les parties suivantes. L'équation (2.21) se réécrit :

$$n = \frac{\bar{n} V_c e^{\frac{V_c Y}{H}}}{e^{V_c} - 1} \quad (2.23)$$

Cette expression montre que la concentration en un point quelconque du milieu à l'état de diffusion est une distribution exponentielle selon Y et dépend fortement de la vitesse V_c .

Les valeurs de la concentration aux parois inférieure ($Y=0$) et supérieure ($Y=H$) ainsi que leur différence sont déduites de (2.22) :

$$n_0 = \frac{V_c}{e^{V_c} - 1} \bar{n} \quad ; \quad n_1 = \frac{V_c e^{V_c}}{e^{V_c} - 1} \bar{n} \quad (2.24)$$

$$\Delta n = (n_1 - n_0) = \bar{n} \left(\frac{V_c^* H}{D} \right) = \bar{n} V_c \quad (2.25)$$

2.2.5 Formulation adimensionnelle

2.2.5.1 Variables adimensionnelles

On introduit les variables adimensionnelles suivantes :

$$\begin{aligned}
x &= \frac{X}{H}; \quad y = \frac{Y}{H}; \quad F = \frac{L}{H} \\
\vec{V} &= \frac{H\vec{V}^*}{D_c}; \quad \vec{V}_c = \frac{H\vec{V}_c^*}{D_c} \\
N &= \frac{n - n_0}{n_1 - n_0} = \frac{n - n_0}{\Delta n} \\
t &= \frac{D_c t^*}{H^2}; \quad \psi = \frac{\psi^*}{D_c}; \quad P = \frac{\rho_0 D_c^2}{H^2} P^*
\end{aligned}$$

Notons que cette normalisation, basée sur *l'échelle de longueur H*, est nommée ici « *première méthode de normalisation* », pour la distinguer de celle qui utilise une autre échelle de longueur et que nous nommerons plus tard sous le terme de « *Renormalisation* ».

2.2.5.2 Equations adimensionnelles

Nous en déduisons le système d'équations adimensionnelles suivant:

$$\nabla \cdot \vec{V} = 0 \quad (2.26)$$

$$\vec{V} = -\frac{D_c K}{\nu H^2} \vec{\nabla} P - Ra N \vec{e}_2 \quad (2.27)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N \vec{V}) + \nabla \cdot (N \vec{V}_c) = \nabla^2 N \quad (2.28)$$

En terme de fonction de courant, ces équations deviennent:

$$\begin{cases} \nabla^2 \psi = Ra \frac{\partial N}{\partial x} \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N \vec{V}) + \nabla \cdot (N \vec{V}_c) = \nabla^2 N \end{cases} \quad (2.29)$$

où

$$\vec{V} = \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}, -\frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \text{ est la définition de la fonction de courant} \quad (2.30)$$

$$Ra = \frac{gKH \beta \Delta n}{\nu D_c} \text{ est le nombre de Ra défini avec la longueur } H \quad (2.31)$$

En vertu de (2.25), le nombre de Rayleigh est réécrit en fonction de $\bar{n}$ et de V_c :

$$Ra = \frac{gKH \beta \bar{n} V_c}{\nu D_c} \quad (2.32)$$

Condition initiale (CI)

$$N_{t=0} = \bar{N} = \frac{\bar{n} - n_0}{\Delta n} \quad (2.33)$$

En vertu de (2.24) et (2.25), nous avons :

$$\bar{N} = \frac{\bar{n} - n_0}{\Delta n} = \frac{e^{V_c} - V_c - 1}{(e^{V_c} - 1)V_c} \quad (2.34)$$

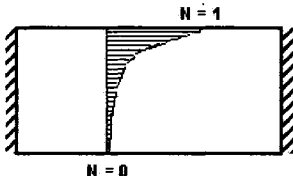
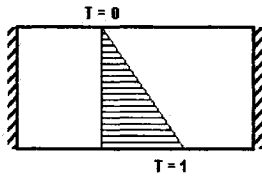
Conditions aux limites (CL)

Le système (2.29) est soumis aux conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} x = 0, F, \psi = 0 & \partial N / \partial x = 0 \\ y = 0, 1, \psi = 0 & \partial N / \partial y = V_c N + V_c / (e^{V_c} - 1) \end{cases} \quad (2.35)$$

2.3 Analogie entre la thermoconvection et la bioconvection gravitactique

Le tableau 2.1 suivant donne une vision globale de l'analogie entre les deux phénomènes de convection : la convection thermique de Rayleigh-Bénard (thermoconvection) et la bioconvection gravitactique.

	Bioconvection	Thermoconvection
Etat de diffusion/ conduction	 $N_d = \frac{e^{V_c y} - 1}{(e^{V_c} - 1)}$	 $T_o = 1 - y$
Variable physique	$N = \frac{n - n_0}{n_1 - n_0} = \frac{n - n_0}{\Delta n}$	$T = \frac{T^* - T_{\min}}{T_{\max} - T_{\min}} = \frac{T^* - T_{\min}}{\Delta T}$
Ecart type concentration/ température	$\Delta n = (n_1 - n_0) = \bar{n} V_c$	$\Delta T = (T_{\max} - T_{\min})$
Vitesse totale	$\vec{V} = \vec{V}_D + \vec{V}_c$	$\vec{V} = \vec{V}_D$
Source de convection	$\rho = \rho_0 (1 + \beta(n - n_0))$	$\rho = \rho_0 (1 - \beta(T - T_{\min}))$

(à suivre...)

Tableau 2.1. Analogie entre la *bioconvection gravitactique* et la *convection de Rayleigh-Bénard*

(Suite du tableau 2.1)

Coefficient β	$\beta = \frac{\Delta \rho g}{\rho_0}$ Coefficient de la variation de densité de la suspension	$\beta = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial T} \right)_p$ Coefficient d'expansion thermique
Diffusivité	D_c dépendant de la vitesse cellulaire, de la direction aléatoire des micro-organismes, et du milieu liquide	α dépendant du milieu et du fluide
Nombre de Rayleigh	$Ra = \frac{g K H \beta \Delta n}{\nu D_c}$	$Ra = \frac{g K H \beta \Delta T}{\nu \alpha}$
Conservation de la " substance "	$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla(N\vec{V}) + \nabla(\mathbf{N}\vec{V}_c) = \nabla^2 N$	$\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla(T\vec{V}) = \nabla^2 T$
Condition aux limites	$\psi=0, \mathbf{J}_Y = V_c N + V_c (e^{\chi_c} - 1) - \partial N / \partial y = 0$ $\psi=0, \partial N / \partial x = 0$ $\psi=0, \mathbf{J}_Y = V_c N + V_c (e^{\chi_c} - 1) - \partial N / \partial y = 0$	$\psi=0, \mathbf{J}_Y = -\partial T / \partial y = 1$ $\psi=0, \partial T / \partial x = 0$ $\psi=0, \mathbf{J}_Y = -\partial T / \partial y = 1$

Tableau 2.1. Analogie entre la *bioconvection gravitactique* et la *convection de Rayleigh-Bénard*

CHAPITRE 3

Analyse de stabilité linéaire de la bioconvection gravitactique

3.1 Stabilité linéaire du problème de Bénard

Nous savons que les écoulements théoriques ne sont pas toujours réalisables dans les conditions expérimentales. Le mécanisme de transition, qui fait passer l'écoulement d'un état à l'autre, par exemple de l'état laminaire et permanent à la turbulence, pose toujours un grand problème fondamental. C'est grâce à la théorie de la stabilité qu'on peut résoudre certains mécanismes de transition dans les écoulements.

La théorie de la stabilité nous apprend qu'un écoulement laminaire correspond à des conditions "trop idéalisées" par rapport à la réalité. Dans un monde physique, il existe toujours des fluctuations qui sont omniprésentes et il convient d'en tenir compte. On doit donc considérer un écoulement réel comme étant composé de l'écoulement laminaire et d'un écoulement de perturbation. L'objectif de la théorie de la stabilité est d'observer et de poursuivre l'évolution des perturbations en fonction du temps.

Les perturbations à prendre en compte dans l'étude doivent correspondre à des fluctuations que l'on considère comme inévitables pour représenter l'écoulement réel. Il est donc convenu que la forme des perturbations à étudier dans la théorie de stabilité sera assez générale.

On considère très souvent que les perturbations sont "infinitement faibles", et ce qui permet d'introduire la théorie de la stabilité linéaire, proposée par Rayleigh. Cette

théorie procède à une élimination des termes non linéaires dans les équations décrivant l'écoulement réel. Ce procédé est pratique pour les études du mécanisme de transition puisque, de cette façon, on peut aboutir à un système d'équations linéarisées beaucoup plus simples et donc à une possibilité de solution analytique. Notons que la théorie de stabilité linéaire ne permet d'éclaircir que certains des phénomènes. La linéarisation entraîne évidemment des restrictions. Pour ne pas tenir compte de ces restrictions, il faudrait utiliser une méthode de stabilité non linéaire, ce qui est hors du cadre de cette thèse.

3.1.1 Equations linéarisées

Introduisons une perturbation dans la solution totale est telle que :

$$\begin{cases} \vec{V} = \vec{V}_0 + \vec{V}_1 \\ \psi = \psi_0 + \psi_1 \\ T = T_0 + T_1 \end{cases} \quad (3.1)$$

Les quantités désignées par $(_1)$ sont les perturbations et celles désignées par $(_0)$ représentent la solution de base : (3.1) représente l'état total du problème. En reportant (3.1) dans le système (2.7) et en négligeant les termes du deuxième ordre, nous obtenons le système linéarisé suivant :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} = -Ra \frac{\partial T_1}{\partial x} \\ \frac{\partial T_1}{\partial t} + \frac{\partial \psi_1}{\partial x} = \frac{\partial^2 T_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T_1}{\partial y^2} \end{cases} \quad (3.2)$$

Dans le cas d'une couche poreuse soumise à un flux de chaleur constant, ce système possède alors les conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} x=0, F & \psi_1 = 0 \quad \partial T_1 / \partial x = 0 \\ y=0, 1 & \psi_1 = 0 \quad \partial T_1 / \partial y = 0 \end{cases} \quad (3.3)$$

où l'on rappelle que T_1 et ψ_1 sont les valeurs des perturbations.

Le système (3.2) et les conditions aux limites précédemment décrites déterminent l'évolution des perturbations T_1 et ψ_1 dans le temps et dans l'espace. Si toutes les perturbations sont amorties, on dit que la solution de base T_0 et ψ_0 est stable. Dans le cas inverse, quand ces perturbations se développent dans le temps, la solution de base est instable. En général, lorsque le nombre de Rayleigh du système dépasse une certaine valeur, la solution de base devient instable. Cette valeur de seuil est appelée nombre de Rayleigh critique **Ra_{cr}**. Exactement à cette valeur, les perturbations sont à l'état neutre, c'est-à-dire qu'elles ne sont ni croissantes ni décroissantes et, par conséquent, elles ne varient pas dans le temps. Cela veut dire aussi que le taux de croissance tend vers zéro.

La méthode de stabilité linéaire permet d'étudier l'instabilité d'une solution de base donnée en fonction de nombre de Rayleigh. Cette méthode permet de résoudre le système linéarisé (3.2) avec des conditions aux limites appropriées pour déterminer l'évolution des perturbations lorsqu'elles sont nécessairement petites, et d'en déduire le seuil de stabilité de Ra critique.

Le système (3.2) et ses conditions aux frontières représentent formellement un problème aux valeurs propres. Pour cela, on discrétise la fonction de courant ψ_1 et la température T_1 en les convertissant sous forme vectorielle.

3.1.2. Résultats de la stabilité linéaire de la convection thermique dans le milieu poreux

Selon Lapwood, 1948 [56], Nield, 1968 [66], Nield et Bejan, 1992 [67], Kimura et al., 1995 [43], les seuils critiques (les nombres de Rayleigh critiques) d'une cavité poreuse chauffée par le bas suivant les deux types de conditions aux limites précitées sont donnés dans le tableau 3.1. Ce sont également ces valeurs que nous utiliserons pour la validation de notre approche dans les chapitres suivants (chapitres 4 et 5).

	Cavité carrée F=1	Couche horizontale infinie
Condition de Neumann $a_T = 1$	22.946	12
Condition de Dirichlet $a_T = 0$	39.48	39.48

Tableau 3.1. Seuils critiques Ra_{cr} de la convection thermique, cavité poreuse [43, 56, 66, 67]

3.2. Stabilité linéaire de la bioconvection gravitactique

État de diffusion sous forme adimensionnelle

La solution adimensionnelle de l'état de diffusion N_d est trouvée soit en résolvant le système (2.29) soumis aux conditions (2.35), soit en la déduisant directement de la définition de la concentration adimensionnelle $N = \frac{n - n_0}{n_1 - n_0} = \frac{n - n_0}{\Delta n}$, et des formules (2.24), (2.25) ci-dessus. Nous trouvons alors l'état de diffusion adimensionnée :

$$N_d = \frac{e^{V_c y} - 1}{(e^{V_c} - 1)} \quad (3.4)$$

État perturbé

Si les quantités de perturbation sont désignées par l'état (1) et si l'amplitude de perturbation est supposée très petite par rapport à la solution de l'état de base " d ", nous avons :

$$\begin{cases} N(x,y,t) = N_d + N_1 \\ \psi(x,y,t) = \psi_1 \\ \vec{V}(x,y,t) = \vec{V}_1 \end{cases} \quad (3.5)$$

où $N, \psi, \vec{V}, \vec{V}_c$ sont des variables à l'état de perturbation et $N_1 \ll N_d = \frac{e^{V_c y} - 1}{(e^{V_c} - 1)}$

En substituant (3.5) dans (2.29) et en négligeant les termes de perturbation du 2^e ordre, nous obtenons :

$$\begin{cases} \nabla^2 \psi_1 = Ra \frac{\partial N_1}{\partial x} \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} + \nabla \cdot [N_d \vec{V}_1 + N_1 \vec{V}_c] = \nabla^2 N_1 \end{cases} \quad (3.6)$$

$$\text{où} \quad \vec{V}_1 = \left(\frac{\partial \psi_1}{\partial y}, -\frac{\partial \psi_1}{\partial x} \right)$$

Le système (3.6) est un système linéaire qui permet de déterminer l'évolution initiale des perturbations et de déduire le seuil de stabilité. Notons que:

$$N_d = \frac{e^{V_c y} - 1}{(e^{V_c} - 1)} \quad (3.7)$$

$$\Rightarrow \quad \frac{\partial N_d}{\partial x} = 0 \quad \text{et} \quad \frac{\partial N_d}{\partial y} = \frac{V_c e^{V_c y}}{(e^{V_c} - 1)} \quad (3.8)$$

(3.6) s'explique encore sous forme :

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} = Ra \frac{\partial N_1}{\partial x} \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} - G(y) \frac{\partial \psi_1}{\partial x} + V_c \frac{\partial N_1}{\partial y} = \nabla^2 N_1 \end{cases} \quad (3.9)$$

avec :

$$G(y) = \frac{V_c e^{V_c y}}{(e^{V_c} - 1)} \quad (3.10)$$

Le système linéarisé (3.9) de perturbation est soumis aux conditions aux limites

$$\begin{cases} x = 0, F \Rightarrow \psi_1 = 0, \frac{\partial N_1}{\partial x} = 0 \\ y = 0, 1 \Rightarrow \psi_1 = 0, \frac{\partial N_1}{\partial y} = V_c N_1 \end{cases} \quad (3.11)$$

Quand la vitesse cellulaire $V_c \rightarrow 0$, $G(y) \rightarrow 1$, on retrouve le système de perturbation du problème de Bénard à flux constant.

3.3. Résultats de la stabilité linéaire sur la bioconvection gravitactique

Les résultats de stabilité présentés ci-dessous correspondent à la solution du problème aux valeurs propres définie par les équations linéarisées de perturbation pour une couche poreuse infinie horizontale. La dimension λ correspond à la longueur d'ondes des

perturbations, le nombre d'ondes k étant donné par la formule $k = 2\pi/\lambda$. Comme le problème est gouverné par les deux paramètres Ra et V_c , nous déterminons d'abord les valeurs du nombre de Rayleigh à l'apparition de la bioconvection en fonction de k et V_c .

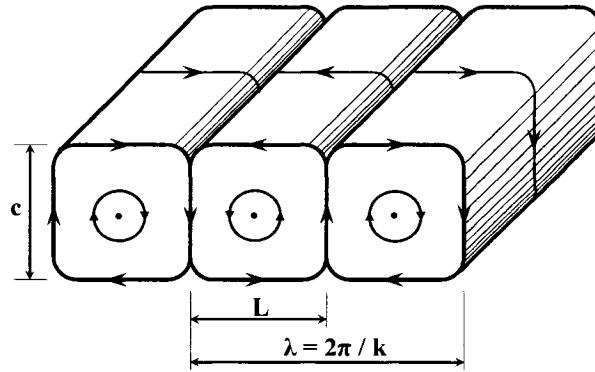


Figure 3.1. Schéma de définitions de longueur d'ondes et de nombre d'ondes

La courbe marginale de stabilité à condition de taux de croissance nul ($\partial T_1 / \partial t = 0$) est une fonction $Ra(k, V_c)$. Les figures 3.2, 3.4 montrent une famille de courbes de stabilité pour certaines valeurs de vitesse de natation des cellules, de $V_c = 0.1$ à $V_c = 20$.

La zone au dessus de chaque courbe est instable tandis que celle en dessous est stable. Chaque courbe montre une valeur minimale de Ra qui correspond à une certaine valeur du nombre d'onde : c'est le seuil critique auquel correspond le nombre de Rayleigh critique Ra_{cr} , et la valeur de k correspondante est appelée nombre d'onde critique k_{cr} . Chaque vitesse de natation des cellules V_c donne un nombre de Rayleigh critique et un nombre d'onde critique.

Lorsque la valeur de V_c tend vers 0, le nombre d'onde k_{cr} devient très petit et le nombre de Rayleigh critique se rapproche de la fameuse valeur de 12 qui correspond à l'apparition de la convection thermique dans le cas d'une couche poreuse horizontale saturée par un fluide et soumise à un flux de chaleur constant.

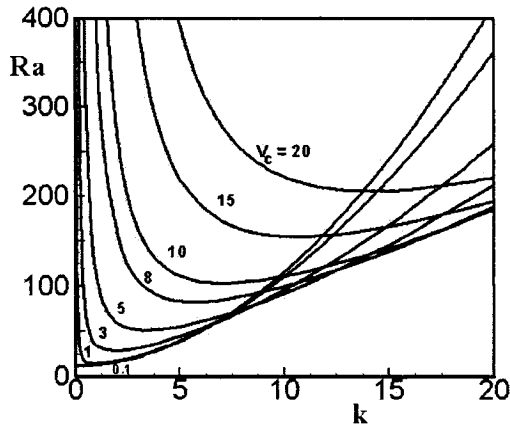


Fig.3.2.
Diagramme de stabilité pour différentes V_c

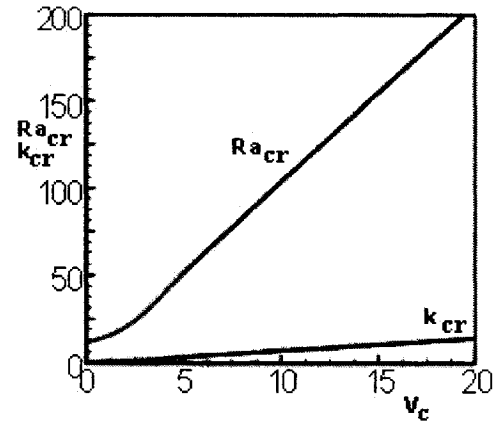


Fig.3.3.
(Ra_{cr} vs V_c) & (k_{cr} vs V_c) pour différentes V_c

Cela signifie que l'écoulement est unicellulaire quand V_c est très petite. Pour les valeurs de V_c plus petites que 1, on trouve que le nombre de Rayleigh et la longueur d'onde critiques peuvent être approximativement calculés par les relations linéaires suivantes (précision de l'ordre de 5%) :

$$Ra_{cr} = 12 + 2V_c \quad (3.12)$$

$$k_{cr} = 0.9V_c^{1/2} \quad (3.13)$$

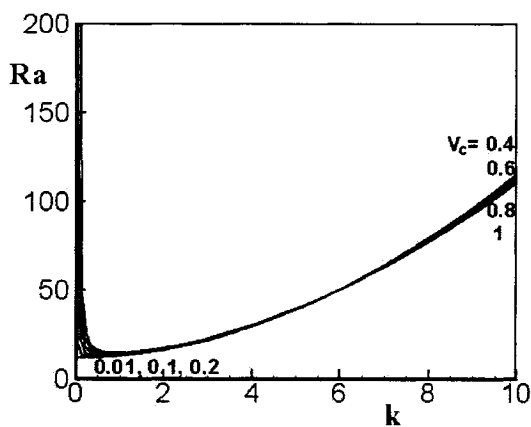


Fig.3.4.
(Ra vs k) pour $V_c \leq 1$

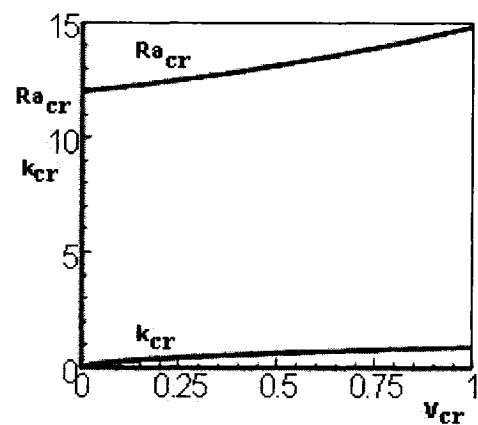


Fig.3.5.
(Ra_{cr} vs V_c) & (k_{cr} vs V_c) pour $V_c \leq 1$

Pour des valeurs de V_c plus grandes, le nombre de Rayleigh critique et le nombre d'onde critique croissent rapidement et linéairement avec V_c . A l'apparition de la convection dans une cavité de rapport de forme constant, le nombre de cellules convectives (ou régime multicellulaire) dépendra de deux paramètres : le rapport de forme et la vitesse de natation de micro-organismes.

Le nombre de Rayleigh critique Ra_{cr} et le nombre d'onde critique k_{cr} qui sont des fonctions de la vitesse cellulaire, soit $Ra_{cr}(V_c)$, $k_{cr}(V_c)$, montrent que la convection a un nombre d'onde qui s'accroît avec la vitesse cellulaire (figure 3.5).

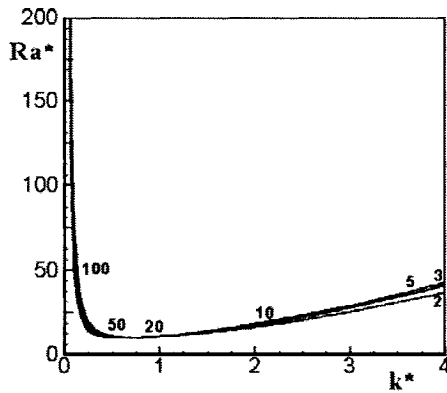


Fig.3.6.
(Ra_{cr}^* vs k^*) pour $V_c \geq 2$

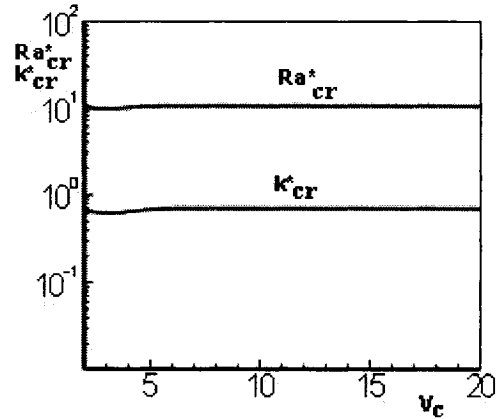


Fig.3.7.
(Ra_{cr}^* vs V_c) & (k_{cr}^* vs V_c) pour $V_c \geq 2$

Pour des vitesses V_c beaucoup plus grandes que 1, les courbes de stabilité montrées sur la figure 3.2 sont remarquablement différentes. Néanmoins, par le choix d'une autre échelle de longueur pour effectuer la normalisation ($h = D_c/V_c^*$ au lieu de l'échelle H), ces courbes deviennent coalescentes et on obtient *une courbe universelle de stabilité et un point critique universel* $Ra_{cr}^* = 10.2$, $k_{cr}^* = 0.7$. Cette courbe et ce point critique universels sont valables pour toutes les valeurs de V_c comme le montrent les figures 3.6 et 3.7. Notons évidemment que cette renormalisation conduit à un nombre de Rayleigh

renormalisé $Ra^* = Ra/V_c$ et un nombre d'ondes renormalisé $k^* = k/V_c$ basés sur l'échelle de longueur $h = D_c/V_c^*$.

Les modes propres aux conditions critiques (Ra_m, k_m) pour quelques valeurs de V_c (0.1, 1, 10, 20) sont présentés sur les figures 3.8 à 3.11. Nous pouvons constater que l'état de l'écoulement (forme des cellules) change lorsque V_c augmente de 0.1 à 20. Ces figures montrent la forte influence de la vitesse de natation des micro-organismes sur la forme des cellules convectives ainsi que sur leur distribution spatiale.

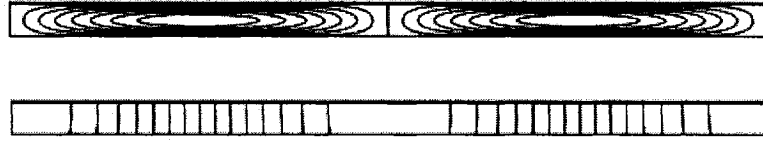


Fig.3.8. Lignes de courant (*dessus*) et d'isoconcentration (*dessous*) pour $V_c = 0.1$
($\psi_{\max} = 0.04568$, $\psi_{\min} = -0.04568$)

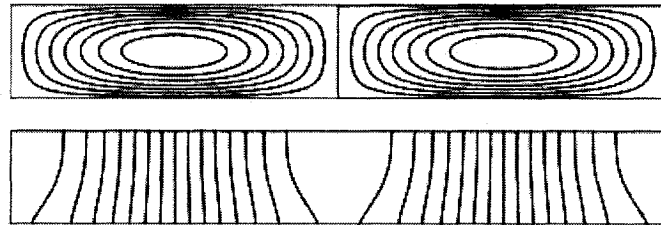


Fig.3.9. Lignes de courant (*dessus*) et d'isoconcentration (*dessous*) pour $V_c = 1$
($\psi_{\max} = 0.08945$, $\psi_{\min} = -0.08945$)

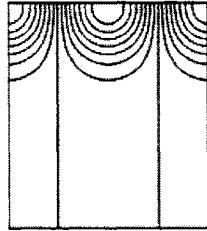
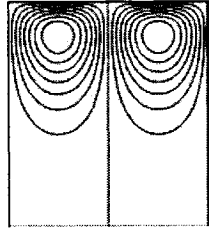


Fig.3.10. Lignes de courant (*gauche*) et d'iso-concentration (*droite*) pour $V_c = 10$
($\psi_{\max} = 0.17477$, $\psi_{\min} = -0.17477$)

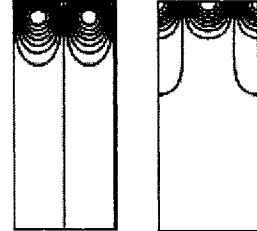


Fig.3.11. Lignes de courant (*gauche*) et d'iso-concentration (*droite*) pour $V_c = 20$
($\psi_{\max} = 0.2521$, $\psi_{\min} = -0.2521$)

3.4. Remarques

3.4.1 Concernant l'analyse de stabilité linéaire

- La méthodologie de recherche qu'on emploie ici est très semblable à celle du problème de convection de Bénard.

Au point de vue physique, grâce à la stabilité linéaire, on a trouvé que la bioconvection gravitactique est effectivement analogue au problème de Bénard sur certains points. Néanmoins, le terme de vitesse de mobilité, qui fait la différence entre les deux phénomènes, rend le problème plus difficile du point de vue mathématique à cause de la présence du terme exponentiel. Cette exponentialité du terme représentant la gravitaxie ne nous permet pas de résoudre analytiquement le problème.

- Les seuils critiques trouvés par la stabilité linéaire sont différents par rapport aux seuils déterminés par la simulation numérique. Cela s'explique par le fait d'un régime d'écoulement sous-critique qu'on abordera dans le chapitre suivant.

3.4.2. Sur les deux manières de normaliser dans le cas de bioconvection gravitactique

Comme nous le savons, il y a plusieurs façons de normaliser (adimensionner) un système physique, afin de limiter la multiplicité des paramètres intervenant dans l'ensemble des équations. Ces façons varient en fonction du choix de l'échelle de normalisation et permettent de rassembler les paramètres caractéristiques sous forme de groupements adimensionnels qui facilitent l'interprétation et la comparaison des résultats obtenus par différentes méthodes.

En ce qui concerne le problème de la bioconvection, les deux manières les plus utilisées pour normaliser les équations - et qui sont les plus utilisées par les autres auteurs [10, 19, 21,23-25, 50,55] - sont basées soit sur l'échelle de longueur H , soit sur l'échelle de *"longueur locale"* D_0/V_c , terme utilisé par Childress et al. [10].

Nous avons utilisé ces deux manières de normaliser dans ce chapitre. Ceci nous permet de tirer certaines remarques intéressantes:

- La normalisation basée sur l'échelle de longueur globale H (la hauteur ou la profondeur de la cavité) est la meilleure approche lorsque la vitesse de mobilité V_c est inférieure ou égale à 1, puisque le système obtenu est très voisin du système de thermoconvection de Rayleigh-Bénard dans le cas de conditions aux limites à flux de chaleur constant. Par conséquent, dans ces conditions, il n'y a pas beaucoup de différences entre les courbes caractéristiques des relations paramétriques car le mécanisme des mouvements pour les deux problèmes, bioconvection gravitactique et convection thermique, est analogue.

Le grand inconvénient de cette normalisation réside dans les cas où $V_c > 1$, car il nous faudra alors procéder, pour chaque vitesse considérée, à des démarches afin

d'obtenir les familles des courbes et diagrammes des relations paramétriques. Ceci n'est toujours pas facile, surtout pour des vitesses excessivement grandes ou tendant vers l'infini, et ceci pour des raisons numériques (forme exponentielle de l'état de diffusion, maille inappropriée, taille de la matrice par rapport à la méthode de résolution, etc.). Le même résultat est aussi trouvé dans le cas de la bioconvection gravitactique en milieu fluide [4].

- La deuxième normalisation, que l'on nomme ''renormalisation'' dans la partie précédente, est basée sur l'échelle de longueur locale D_c/V_c . Cette approche nous permet d'obtenir des courbes universelles des relations concernant les paramètres intervenant dans le système des équations gouvernantes, quelque soit la grandeur de la vitesse de mobilité. A travers nos résultats, illustrés ci-dessus, on constate que cette renormalisation sur l'échelle de longueur locale est meilleure pour les cas de vitesse $V_c \geq 2$.

Les avantages apportés par cette approche sont :

- Premièrement, la multiplicité des paramètres intervenants est simplifiée et les courbes des relations entre les paramètres gouvernants adimensionnels sont universelles pour tous les cas où $V_c \geq 2$.
- L'expression du nombre de Rayleigh dans ce cas est indépendante de la vitesse V_c , alors que ceci n'est pas vrai dans la première façon de normaliser.
- Au niveau pratique, au lieu de faire n fois les calculs pour n V_c différentes, on n'a qu'à étudier un seul cas représentatif de V_c .

CHAPITRE 4

Taux de croissance et évolution temporelle de la bioconvection gravitactique.

4.1 Objectif

L'étude sur l'évolution temporelle et du taux de croissance est étudiée dans cette partie.

Le taux de croissance détermine le taux de développement en fonction du temps d'une perturbation infinitésimale des champs de concentration des micro-organismes et de vitesse de convection du milieu.

Dans la thermoconvection en milieu fluide, le taux de croissance σ est une fonction du nombre d'ondes de perturbation et des nombres de Rayleigh et de Schmidt. On peut donc exprimer le taux de croissance sous forme d'une fonction des paramètres gouvernants k , Ra , Sc :

$$\begin{aligned}\sigma &= f(t, k, Ra, Sc) && \text{pour le milieu fluide} \\ \sigma &= f(t, k, Ra) && \text{pour le milieu poreux}\end{aligned}\tag{4.1}$$

Dans la thermoconvection, σ est supérieur à zéro lorsque Ra est plus grand que Ra_{cr} : les perturbations s'amplifient exponentiellement si le nombre de Rayleigh est plus grand que le Rayleigh critique et le fluide est alors instable. Dans le cas contraire, σ est négatif pour certaines valeurs de Ra , les perturbations s'amortissent aussi exponentiellement et tendent à disparaître : le fluide est donc stable. Ceci est en accord avec la définition de la stabilité que Koschmeider, 1993 [44] a mentionnée :

$$|v(t) - v_o(t)| \rightarrow 0 \quad \text{pour } t \rightarrow \infty \quad \text{avec } v_o(t) \text{ est la vitesse de perturbation.}$$

Le taux de croissance σ possède un maximum pour une valeur particulière du nombre d'ondes. Ce taux maximum s'obtient pour une valeur du nombre d'ondes qui augmente quand Ra augmente. Dans le cas de la bioconvection, le même processus intervient avec l'augmentation de la vitesse cellulaire V_c .

L'objectif de ce chapitre est donc de réaliser une étude de l'évolution temporelle de l'écoulement perturbé et des taux de croissance en fonction des paramètres gouvernants de la bioconvection gravitactique. Pour cela, on aborde premièrement les résultats de la théorie de stabilité linéaire et ceux de la simulation numérique suivront.

4.2 Taux de croissance par la théorie de la stabilité linéaire

Les taux de croissance de la bioconvection gravitactique sont numériquement calculés dans cette partie par *la théorie de la stabilité linéaire*. Pour un nombre de Rayleigh donné plus grand que la valeur critique Ra_{cr} , il existe une gamme de nombres d'ondes pour laquelle le système devient instable. Comme illustré sur les figures 4.1 à 4.4, le taux de croissance varie pour un intervalle de nombre d'ondes dans lequel il atteint une valeur maximale qui correspond au nombre d'ondes, *ce dernier étant toujours plus grand que le nombre d'ondes critique*. Sur les figures 4.5 à 4.8, les deux paramètres k_M et σ_M augmentent quand Ra croît. Pour un nombre d'ondes donné, les figures 4.9 et 4.10 montrent que le taux de croissance σ augmente (de zéro à la valeur du Rayleigh critique) quand le nombre de Rayleigh croît. Notons que les figures 4.8, 4.9b, 4.10b représentent plus précisément les variations du taux de croissance σ (ou taux de croissance renormalisé σ^*) et du nombre d'ondes k_M^* renormalisés en fonction du nombre de Rayleigh renormalisé Ra^* et du nombre de Rayleigh relatif Ra^{**} , défini comme $Ra^{**} = (Ra - Ra_c) / Ra_c$.

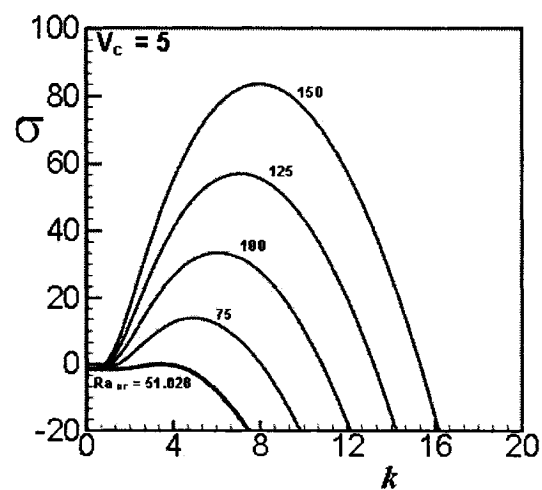
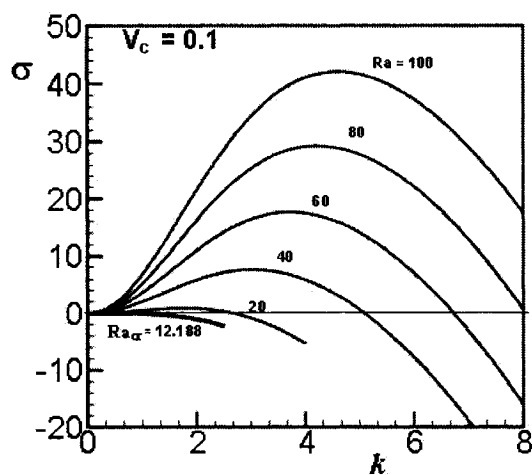


Fig.4.1. σ vs k pour différents Ra pour $V_c = 0.1$ Fig.4.3. σ vs k aux différents Ra pour $V_c = 5$

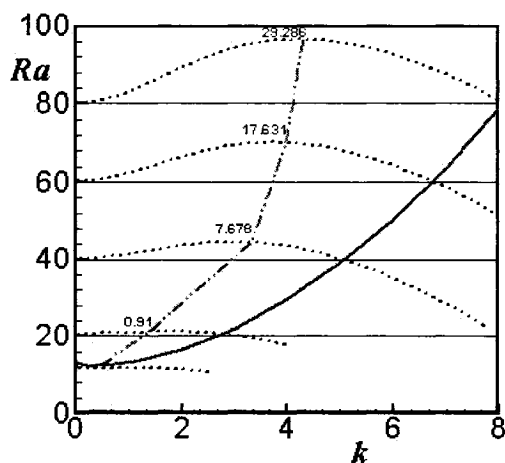


Fig.4.2. Variation du σ dans le diagramme de stabilité pour $V_c = 0.1$

..... σ aux différents Ra
 - . . - Courbe de tendance de σ_m
 ——— Courbe marginale de $V_c = 0.1$

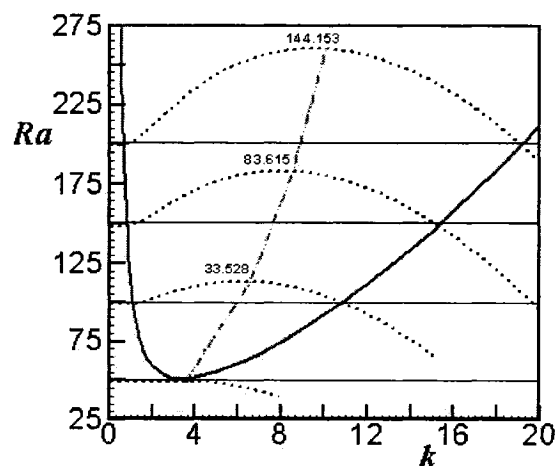


Fig.4.4. Variation du σ dans le diagramme de stabilité pour $V_c = 5$

..... σ aux différents Ra
 - . . - Courbe de tendance de σ_m
 ——— Courbe marginale de $V_c = 5$

Les résultats obtenus ici le sont avec des perturbations infinitésimales. *Autrement dit, ces résultats sont valides seulement au début du développement convectif.* Les évolutions postérieures de l'écoulement et de la concentration cellulaire des micro-

organismes sont déterminées par des interactions non linéaires et doivent être étudiées par une résolution complète du système des équations gouvernantes.

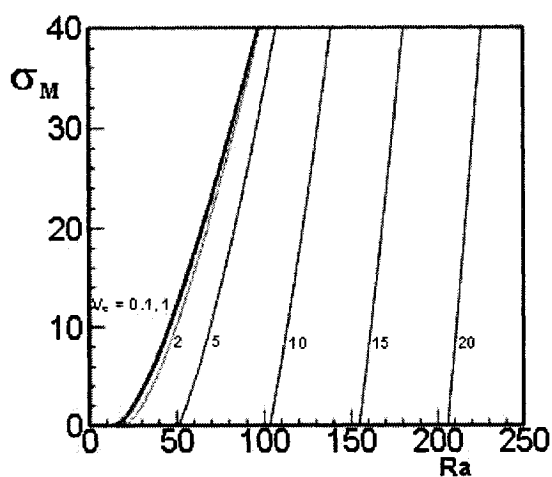


Fig. 4.5. σ_m vs Ra pour les différentes vitesses V_c de 0.1 à 20

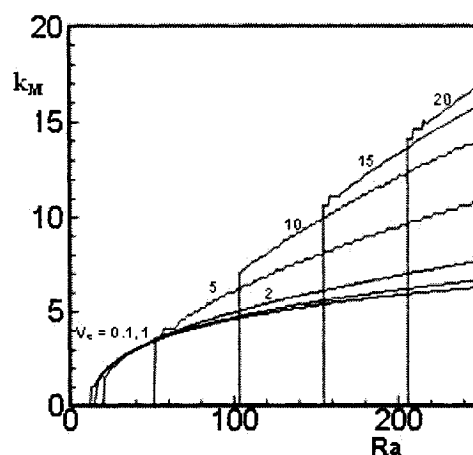


Fig.4.6. k_m vs Ra pour les différentes vitesses V_c de 0.1 à 20

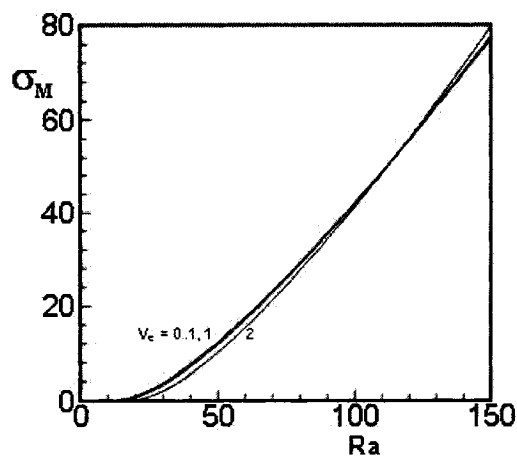


Fig.4.7. σ_M vs Ra pour V_c de 0.1 à 2

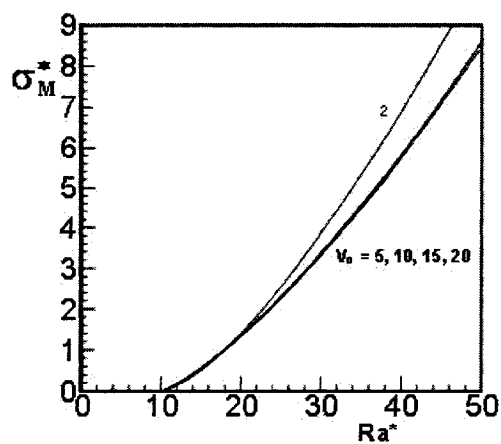


Fig.4.8. σ_M^* vs Ra^* pour V_c de 2 à 20

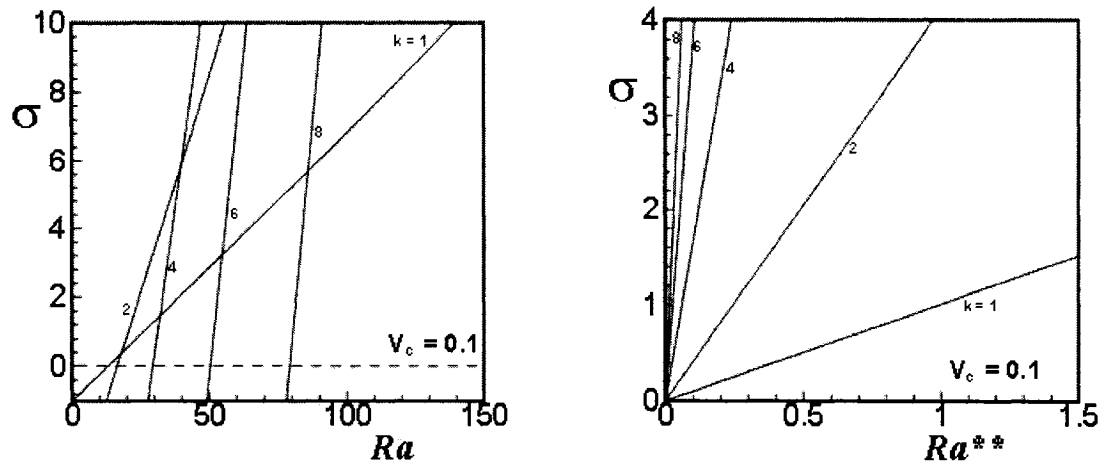


Fig.4.9. Taux de croissance vs Ra avec différents k pour $V_c = 0.1$ avec Ra de la 1^e normalisation (à gauche) et Ra relatif $Ra^{**} = (Ra - Ra_{cr}) / Ra_{cr}$ (à droite)

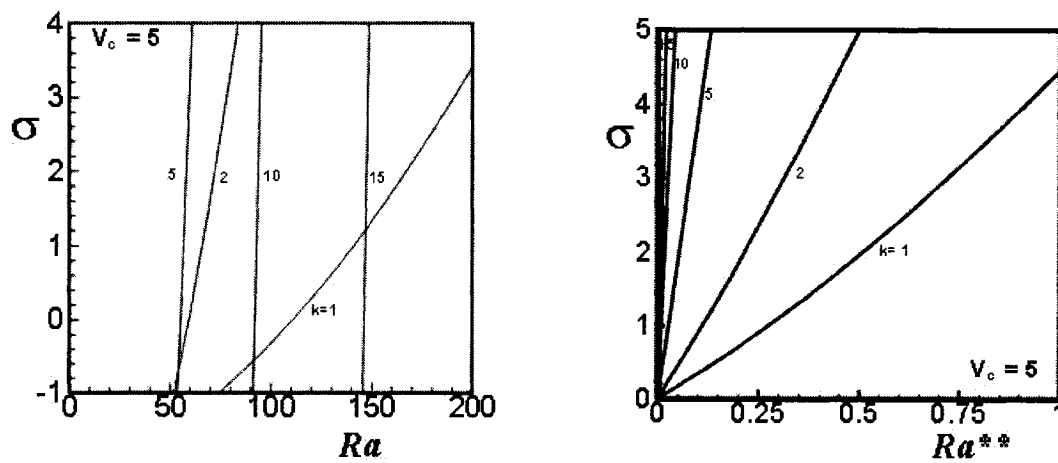


Fig.4.10. Taux de croissance vs Ra avec différents k pour $V_c = 5$ avec Ra de la 1^e normalisation (à gauche) et Ra relatif $Ra^{**} = (Ra - Ra_{cr}) / Ra_{cr}$ (à droite)

Les intersections de différentes courbes représentant σ avec l'augmentation de Ra et la courbe marginale pour une valeur déterminée de la vitesse V_c , illustrées sur les figures 4.2 et 4.4, précisent les zones instables de la bioconvection. Ces intersections sont considérées comme le niveau zéro pour chaque courbe σ correspondant à une valeur de Ra [64].

4.3 Étude par simulation numérique

4.3.1. Données pour la simulation numérique

4.3.1.1 Choix des paramètres pour la simulation

Afin de choisir adéquatement des paramètres biophysiques pour la simulation numérique, on doit recourir à la littérature ainsi qu'à certaines données biologiques faites par nous-mêmes, comme déjà mentionnées dans le chapitre 1.

Si la souche utilisée est GL, dont les caractéristiques bio-physiques sont données dans le tableau 1.4 du chapitre 1, et si on tient compte :

- des dimensions des chambres d'expériences (les appareils de Hele-Shaw ont une hauteur H variant de 1 cm à 10 cm dans nos expériences, et l'épaisseur de la couche fluide des boîtes de Pétri est de l'ordre de 3 mm),
- et des concentrations des cellules pouvant être obtenues après 18 heures d'incubation et après centrifugation,

alors, selon notre définition de V_c et du nombre de Rayleigh Ra donnés dans les chapitres précédents :

$$Ra = \frac{gKH \beta \bar{n} Pe}{\nu D_c} \quad , \quad Pe = V_c = H \bar{V}_c^* / D_c \quad ,$$

$$Ra^* = \frac{gKH \beta \bar{n}}{\nu D_c} \quad (\text{selon la 2}^\circ \text{ forme de normalisation})$$

nous obtenons une gamme des valeurs probables pour les deux paramètres gouvernants adimensionnels de notre simulation numérique, à savoir V_c (ou Pe) et Ra (ou Ra^*) selon nos définitions de *Rayleigh* et de *Péclet*.

Alors

- V_c varie entre 12 et 120, et $V_c \sim (H/D)$
- Ra est de l'ordre de 0.1 et 10^5 , et $Ra \sim (H/D)^2$.
- Ra^* est V_c fois inférieur à Ra .

Dans le cas où l'on adopte les valeurs des paramètres K , ν proposées par Kuznetsov et Jiang [55], les plages de variation des valeurs de Pe et Ra sont:

- Pour V_c , l'ordre de grandeur est de 10
- Pour Ra , l'ordre de grandeur est de 100
- Pour Ra^* , l'ordre de grandeur est de 10

Le fait que la renormalisation aboutisse à une valeur universelle de Rayleigh avec n'importe quelle vitesse plus grande que 1 nous autorise, dans ce cas, à étudier seulement une seule valeur de V_c . On adopte donc les deux vitesses V_c qui ont pour valeur 0.1 et 5 pour les études de simulation numérique qui suivent.

4.3.1.2 Conditions initiales de concentration et d'amplitude de perturbation

Comme écrit dans la partie sur la formulation mathématique du problème, la condition initiale de concentration est supposée uniforme : on considère une distribution homogène des micro-organismes $\bar{N}$ au temps $t = 0$ dans tout le milieu poreux. Néanmoins, pour étudier les effets des conditions initiales de perturbation et de longueur

d'ondes, une petite amplitude de perturbation à la concentration homogène et un nombre initial de cellules sont introduits sous la forme :

$$N = \bar{N} + \varepsilon \cos(n_{cell} \pi x) \quad (4.2)$$

où

$\bar{N}$: concentration initiale homogène, donnée par $\bar{N} = \frac{\bar{n} - n_0}{\Delta n} = \frac{e^{V_c} - V_c - 1}{(e^{V_c} - 1)V_c}$ à $t = 0$

ε : petite amplitude de perturbation

n_{cell} : nombre initial de cellules convectives introduit sur la direction Ox, représentant les conditions initiales de longueur d'ondes.

ε et n_{cell} seront déterminés pour chaque cas d'étude dans les parties suivantes.

Pour l'étude du développement simultané des cellules (mouvements interactifs), la condition initiale prendra la forme :

$$N = \bar{N} + \varepsilon \cos(n_{cell1} \pi x) + \varepsilon \cos(n_{cell2} \pi x) \quad (4.3)$$

où n_{cell1} et n_{cell2} sont les nombres initiaux des cellules convectives appliqués sur la direction Ox, représentant ainsi les deux conditions différentes de longueur d'onde.

4.3.1.3 Données numériques

En ce qui concerne les données numériques nécessaires à la simulation, nous utilisons les critères suivants :

- Le maillage : il varie de 31 à 51 sur le côté vertical de la cavité et de 31 à 101 sur le côté horizontal de la cavité selon la vitesse adimensionnelle V_c (ou nombre de Péclet) et le facteur de forme F .

- Le critère de convergence est de l'ordre de 10^{-6}
- Le pas de temps adimensionnel utilisé est de l'ordre de 10^{-3}

4.3.2 Validation du code numérique

Le code qu'on utilise ici est un programme basé sur la méthode des volumes finis, avec un schéma centré et un maillage décalé. Nous avons démontré dans le chapitre 3 que lorsque la vitesse cellulaire tend vers zéro, le problème de la bioconvection gravitactique est équivalent au problème de convection de Bénard, dans le cas du chauffage à flux de chaleur constant. Ceci nous permet de valider notre code par les résultats de thermoconvection en prenant une valeur V_c très petite. Les deux tableaux 4.1 et 4.2 sont une étude de validation réalisée avec une vitesse $V_c = 0$: ils comparent nos résultats de $\psi_{\max}$ avec ceux, analytique et numérique, de Kimura et al. [43], Vasseur et al. [86], pour différents cas de maillage à $Ra = 100$ et $Ra = 500$, dans le cas d'une cavité de facteur de forme $F=4$ soumise à un flux de chaleur constant. On constate que l'erreur entre nos valeurs et celles de ces auteurs est inférieure à 3%.

$V_c=0, Ra=100$				
<i>Maillage</i>	<i>Présente étude</i>	<i>$\psi_{\max}$ numérique (Vasseur et al.)</i>	<i>$\psi_{\max}$ numérique (Kimura et al.)</i>	<i>$\psi_{\max}$ analytique (Kimura et al.)</i>
15x51	3.7277		3.824	3.708
19x101	3.737		3.756	
21x101	3.737		3.739	
51x51	3.738	3.68		

Tableau 4.1. Comparaison de $\psi_{\max}$ pour le cas $V_c = 0, F=4, Ra=100$

$V_c=0, Ra=500$				
<i>Maillage</i>	<i>Présente étude</i>	ψ_{max} <i>numérique</i> <i>(Vasseur et al.)</i>	ψ_{max} <i>numérique</i> <i>(Kimura et al.)</i>	ψ_{max} <i>analytique</i> <i>(Kimura et al.)</i>
15x51	8.886		8.934	8.732
19x101	8.773		8.764	
21x101	8.730		8.729	
51x51	8.693	8.96		

Tableau 4.2. Comparaison de ψ_{max} pour le cas $V_c=0, F=4, Ra=500$

Quand la vitesse de mobilité est grande, le problème est la bioconvection gravitactique pure. Le seul résultat de la littérature concernant la bioconvection gravitactique dans un milieu poreux est celui de Kuznetsov et Jiang [55] via la perméabilité critique telle que décrite dans le chapitre 1.

Le tableau 4.3 et la figure 4.11 présentent une comparaison entre les résultats obtenus par notre code et ceux de Kuznetsov et Jiang [55] pour le cas $V_c=10$.

V_c convertie selon notre définition $V_c = 10$		
<i>Perméabilité K</i> <i>d'après</i> <i>Kuznetsov et</i> <i>Jiang [55]</i>	<i>Données de [55]</i> <i>converties en</i> <i>nombre de Rayleigh</i> <i>Ra selon notre</i> <i>définition pour F=1</i> <i>(cf chapitre 2)</i>	<i>Ra critique obtenu par l'analyse de</i> <i>stabilité, couche infinie</i>
10^{-8}	2.45	
4.10^{-7} (critique)	98.1	103.374
10^{-6}	245	

Tableau 4.3. Comparaison du résultat de Kuznetsov et Jiang [55] avec le nôtre.

En utilisant les données de Kuznetsov et Jiang pour la simulation de la bioconvection gravitactique dans une cavité carrée poreuse, on obtient selon ces deux auteurs ‘‘l’état permanent’’ après un temps $t = 0.28$. Puisque les valeurs de $\psi_{\max}$ et $\psi_{\min}$ ne sont pas fournies par ces auteurs, on se contente d’une comparaison faite par la superposition des lignes de courant, comme illustré sur la figure 4.11.

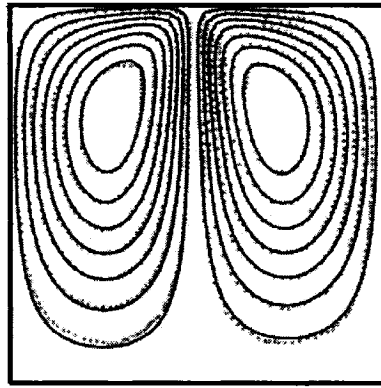


Fig.4.11. État permanent d’après Kuznetsov et Jiang [55] pour $V_c=10$, $F=1$, $Ra = 245$
Lignes continues : notre résultat à $t = 0.28$ pour un maillage de 41×41 , $dt=10^{-3}$
($\psi_{\max}=3.500$ et $\psi_{\min}=-3.468$)
Lignes pointillées : le résultat de Kuznetsov et Jiang pour un maillage de 41×41 .

4.3.3 Procédures de simulation

Trois scénarii de simulation sont réalisés dans cette partie.

Scénario 1. Vérification du diagramme de stabilité obtenu par la théorie linéaire.

On procède d’abord aux simulations destinées à confirmer les valeurs critiques de Rayleigh acquises à partir de la théorie de stabilité linéaire.

La procédure consiste à faire les calculs pour une cavité de longueur égale à la demi-longueur d'ondes critique notée L_{cr} (figure 3.1), via le facteur de forme ($F=L_{cr}$), en lui faisant correspondre une vitesse de natation précise lorsque $V_c \geq 2$. Quand $V_c \leq 1$, on choisit un facteur de forme de cavité $F=4$, ce qui est suffisamment représentatif d'une cavité allongée. On procède aux calculs pour les deux valeurs de vitesse $V_c = 0.1$ et 5 . Les conditions initiales de perturbation sont $\varepsilon = 10^{-5}$ et de nombre de cellules convectives est $n_{cell}=1$.

Rappelons que les résultats de stabilité linéaire donnent $k_{cr}=3.419$, $L_{cr} = \pi/k_{cr} = 0.919$, pour le cas de $V_c=5$. Pour faciliter la lecture, on appelle dorénavant L_{cr} la longueur d'ondes critique au lieu de dire *demi-longueur d'ondes critique* (figure 3.1, chapitre 3).

Scénario 2. Vérification par la simulation de la relation liée aux paramètres facteur de forme, amplitude de perturbation et taux de croissance maximum, prévue par la stabilité linéaire.

A partir de la définition de l'analyse de Fourier concernant la fonction de courant, nous pouvons déduire la formule du taux de croissance :

$$\sigma = \frac{d \ln \psi}{dt} \quad (4.4)$$

Étant donné qu'il s'agit d'une fonction du temps, ce taux de croissance est déterminé via les valeurs de fonction de courant par l'analyse de Fourier au centre géométrique de la cavité. Il est défini par la formule suivante :

$$\sigma = \frac{\ln \left(\frac{\psi_c^t}{\psi_c^0} \right)}{t} \quad (4.5)$$

où ψ'_c est la valeur de la fonction de courant au centre géométrique de la cavité au temps t considéré, ψ_c^0 représentant la valeur de la fonction de courant au centre géométrique de la cavité au temps initial $t=0$, c'est-à-dire la valeur perturbée de ψ au temps zéro.

Afin d'étudier les effets de l'amplitude initiale des perturbations, nous simulons les cas d'une cavité de longueur $F=4$ pour $V_c=0.1$ et $F=L_{cr}$ pour $V_c=5$. Dans une même cavité de longueur F , à chaque vitesse V_c , en fixant la longueur d'ondes (représentée par n_{cell}), nous changerons les différentes amplitudes de perturbation ε . Pour les cas $V_c = 0.1$ à $Ra=50$, et $V_c = 5$ à $Ra=100$, on commence par les conditions initiales $n_{cell} = 1$ et différents ε (variant de 10^{-2} to 10^{-6}).

Scénario 3. Étude de l'évolution temporelle et interactions des cellules bioconvectives sous différentes conditions initiales n_{cell}

En utilisant une amplitude de perturbation ε fixée pour chaque étude de cas ($V_c=0.1$, $\varepsilon = 10^{-4}$ dans une cavité de $F = 4$ et $V_c=5$, $\varepsilon= 10^{-5}$ dans une cavité de $F = 3L_{cr}$) on observe la morphologie finale à l'état permanent des cellules ainsi que l'évolution temporelle des lignes de courant et des iso-concentrations sous différentes conditions initiales de longueur d'ondes, en particulier pour le cas où la vitesse est $V_c = 5$.

Une étude des conditions mixtes ($n_{cell1} + n_{cell2}$) sera aussi faite pour le cas $V_c = 5$, $Ra = 100$ sur une cavité de longueur $F = 2L_{cr}$.

4.3.4 Résultats et discussions

Seuils critiques et régime sous-critique

En utilisant la simulation numérique, nous avons essayé de confirmer les valeurs critiques du nombre de Rayleigh trouvées par la stabilité linéaire.

Les premières simulations sont faites pour les trois petites vitesses de mobilité : $V_c=0.001$, 0.1 et 1 . Selon le résultat de la stabilité linéaire du chapitre 3, nous avons la formule (3.12) pour les cas où la vitesse est telle que $V_c \leq 1$. Le tableau 4.4 qui suit compare les deux valeurs trouvées du Rayleigh critique (par la stabilité linéaire et par la simulation numérique) pour une gamme de vitesse de mobilité variant de 0.1 à 10 :

Vitesse de natation V_c (ou le nombre de Péclet)	Valeurs critiques du nombre de Rayleigh	
	<i>Par la stabilité linéaire</i>	<i>Par la simulation</i>
0.1	12.188	12.22
1.	14.823	14.83
5.	51.028	51.437
10.	103.374	100.

Tableau 4.4. Valeurs critiques du nombre de Rayleigh pour une cavité poreuse de longueur $F = L_{cr}$ correspondante à la vitesse de mobilité des micro-organismes

Les figures 4.12, 4.13 et les tableaux 4.5 sont une comparaison de ψ_{max} dans les trois cas de petite vitesse de natation aux régimes supercritiques $Ra=100$ et 500 et pour une cavité poreuse de longueur $F=4$.

Nous constatons bien que le cas $V_c=0.001$ est très proche du cas $V_c=0$ précédent (tableaux 4.1, 4.2). Quand la vitesse est un peu plus élevée, par exemple $V_c=0.1$, la valeur de ψ_{max} diminue légèrement et le noyau de l'unique cellule convective commence à se décaler (figure 4.13B). Le déplacement vers le côté du noyau cellulaire devient plus remarquable quand la vitesse prend la valeur 1, et la valeur de ψ_{max} pour ce cas-ci est aussi fortement modifiée (figure 4.13C).

$\psi_{max} (F=4, Ra=100)$				$\psi_{max} (F=4, Ra=500)$			
<i>aillage</i>	$V_c=0.001$	$V_c=0.1$	$V_c=1$	<i>Maillage</i>	$V_c=0.001$	$V_c=0.1$	$V_c=1$
15x51	3.712	3.566	3.3154	15x51	8.843	8.445	7.2199
19x101	3.722	3.577	3.3553	19x101	8.728	8.317	7.0878
21x101	3.712	3.583	3.3411	21x101	8.686	8.274	7.0941
41x41	3.723	3.585	3.3653	41x41	8.648	8.257	7.1031
51x51	3.724	3.584	3.3671	51x51	8.650	8.256	7.1071

Tableaux 4.5. Comparaison de ψ_{max} pour les cas de $V_c=0.001$, 0.1 et 1 à $F=4$, $Ra=100$ et 500

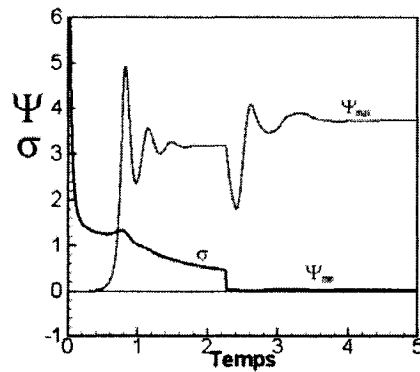


Fig.4.12. Relations σ , ψ vs temps (numériquement calculées) pour $V_c=0.001$, $F=4$, $Ra=100$, $n_{cell}=1$

Les figures 4.14, 4.15 montrent l'allure des lignes de courant et des iso-concentrations, ainsi que l'évolution temporelle de ψ et de la concentration N pour le cas de $V_c=5$ à l'état supercritique, juste après le seuil de convection, soit pour $Ra=52$. Nous constatons que, contrairement au cas de convection thermique, les lignes d'iso-concentration et de courant dans la bioconvection sont fortement déformées à n'importe quelle petite valeur de Ra supercritique, juste après le seuil de convection. Cela s'explique par le fait que le régime de stabilité dans la bioconvection gravitactique est *sous-critique de l'état de diffusion*.

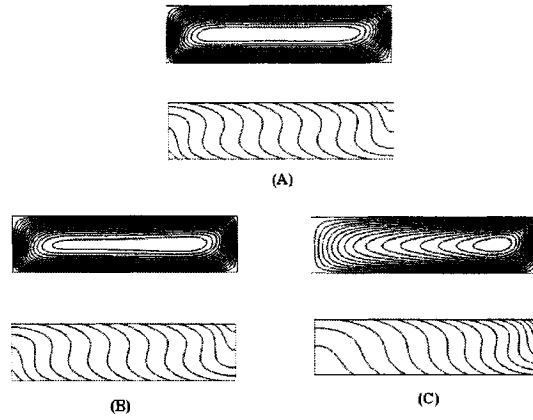


Fig.4.13. Fonction de courant ψ et Isoconcentration pour les cas
(A) $V_c=0.001$, (B) $V_c=0.1$, (C) $V_c=1$, $F=4$, $Ra=100$, $n_{cell}=1$

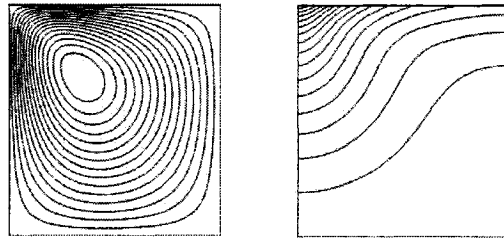


Fig.4.14. Lignes de courant et d'isoconcentration pour le cas $V_c=5$ à la valeur de Rayleigh $Ra = 52$, proche au Ra_{cr} , $F=L_{cr}$, $n_{cell}=1$

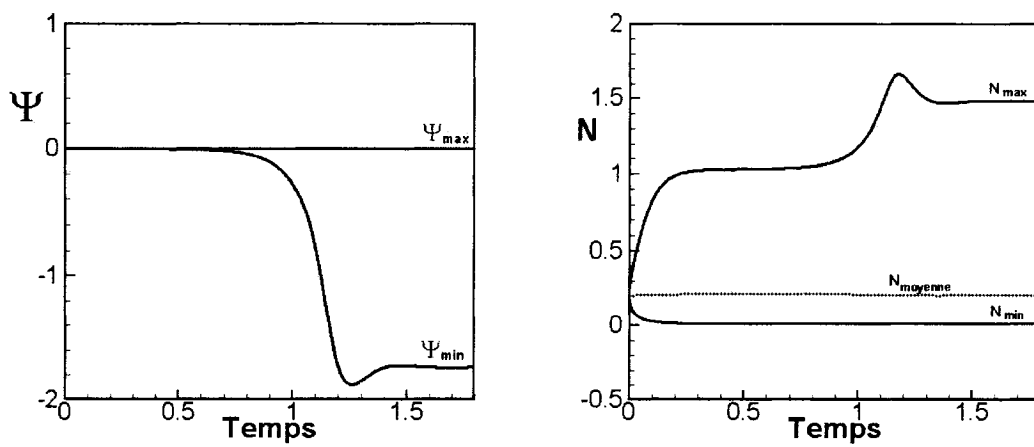


Fig.4.15. Evolution de ψ_{max} , ψ_{min} et de concentration N pour le cas $V_c=5$ à la valeur de Rayleigh $Ra = 52$, $F=L_{cr}$, $n_{cell}=1$

Alloui et al., 2005 [2] ont également confirmé ce régime sous-critique de l'état de diffusion en simulant des cas de bioconvection dans un milieu fluide cylindrique. Les courbes de bifurcation présentées sur la figure 4.16 pour une gamme de vitesses de mobilité V_c allant de 0.1 à 10, nous donnent une vue panoramique de ce régime sous-critique à partir de l'état de diffusion, qui dépend de la mobilité des micro-organismes. Par la simulation de plusieurs cas, on s'aperçoit qu'à partir de la valeur $V_c = 1$, le régime sous-critique est déjà apparu. Plus la vitesse V_c augmente, plus le régime devient fortement sous-critique.

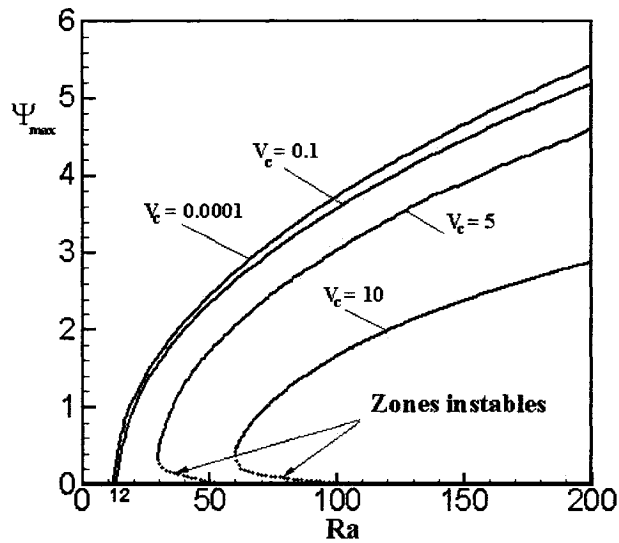


Fig.4.16. Courbes de bifurcation obtenues par les cavités de longueur $F = L_{cr}$

Taux de croissance maximum

Les figures 4.17 et 4.18 présentent les courbes de taux de croissance temporel en fonction des conditions initiales d'amplitude de perturbation et de longueur d'ondes (sous forme de longueur de cavité L). Les courbes $\sigma(t)$ tracées pour différentes valeurs de ε (de 10^{-3} à 10^{-7}) s'approchent au seuil de zéro pour l'état permanent de la bioconvection (fig. 4.17).

La figure 4.18 donne le taux de croissance quand la longueur de la cavité est égale à la longueur d'onde critique $F=L_{cr}$ (soit $k=k_{cr}$) pour le cas de $V_c=5$, $Ra=100$.

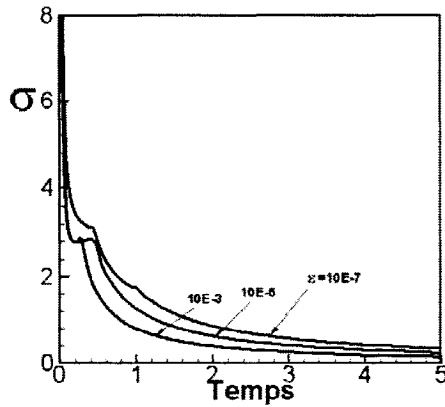


Fig.4.17. Relation σ vs temps pour le cas de $V_c=5$, $F=L_c$, $Ra=100$, $n_{cell}=1$ avec les amplitudes initiales de perturbation.

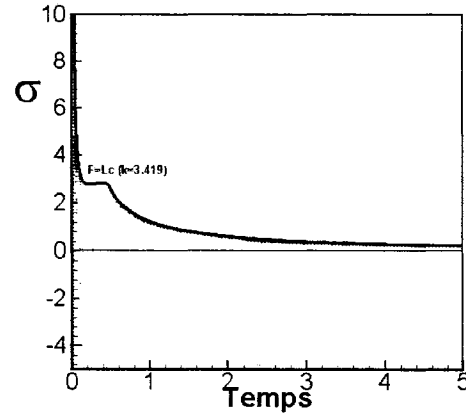


Fig.4.18. Relation σ vs temps pour le cas de $V_c=5$, $Ra=100$, $n_{cell}=1$, $\varepsilon=10E-5$, $F=L_c$

Morphologie des cellules avec différentes conditions initiales de longueur d'ondes.

En appliquant une amplitude fixe de perturbation, nous étudions les effets des conditions initiales de longueur d'ondes sur une cavité de longueur $F=2L_{cr}$.

Les résultats montrés sur les figures 4.19, 4.20 correspondent à une vitesse $V_c=5$, et deux valeurs du Rayleigh supercritique, l'une proche du seuil ($Ra=52$) et l'autre très loin de la valeur critique ($Ra=100$). À travers ces résultats, on constate que la morphologie des cellules bioconvectives à l'état permanent *dépend fortement des conditions initiales de longueurs d'ondes appliquées n_{cell}* , ceci étant d'autant plus vrai que la vitesse de mobilité des micro-organismes devient très supérieure à 1.

À la valeur de $Ra=52$ très proche du seuil critique, quand on applique la condition initiale $n_{cell}=i$ ($i=de 1 \text{ à } 5$) pour une cavité de longueur $F=2L_{cr}$, l'état permanent obtenu n'est pas exactement trouvé comme prédit par la théorie de stabilité linéaire (c'est-à-dire deux cellules pour la cavité $F=2L_{cr}$). En fait, l'état prédit par la stabilité linéaire est

quand même apparu dans certains cas, *mais très temporairement*. Cet état temporaire converge avec le temps vers une des deux tendances suivantes :

Tendance 1 : La morphologie des panaches bioconvectifs à l'état permanent est *unicellulaire*. Cette cellule unique se décale vers une paroi verticale (*symétrie sur le côté*) quelque soit la valeur de n_{cell} appliquée.

Tendance 2 : La morphologie des panaches bioconvectifs à l'état permanent est *symétrique au centre*, deux cellules convectives se formant.

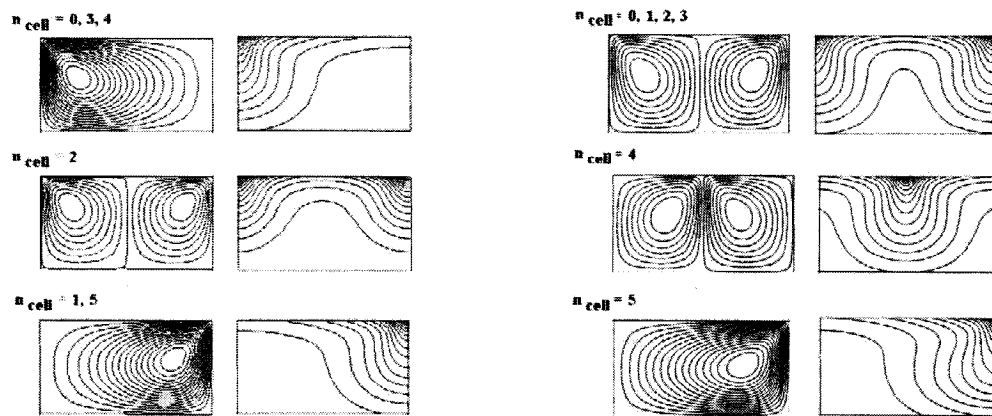


Fig.4.19. Morphologie, lignes de courant et d'isoconcentration pour le cas de $V_c=5$, $F=2L_{cr}$, $Ra=52$ (à gauche), et $Ra=100$ (à droite), à différentes conditions initiales de longueur d'ondes $n_{cell}=1,2,3,4,5$

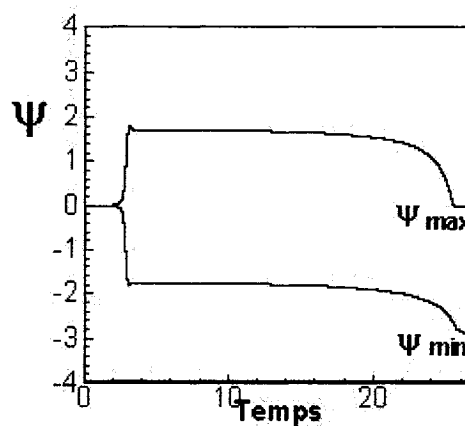


Fig.4.20. Evolution de ψ_{max} et ψ_{min} pour $V_c=5$, $Ra=52$, $F=2L_{cr}$ à $n_{cell}=1$ et 5

Evolution temporelle des cellules sous différentes conditions initiales

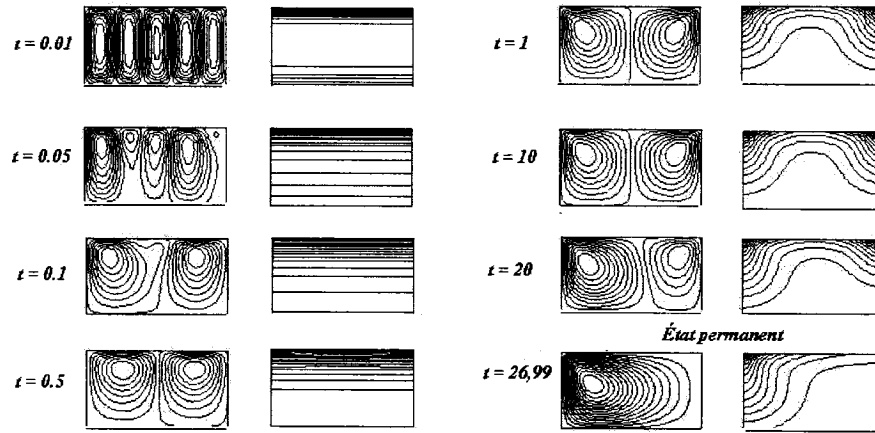


Fig.4.21. Evolution des lignes de courant et d'isoconcentration en fonction du temps, pour $V_c=5$, $Ra=52$, $F=2L_{cr}$, condition initiale $n_{cell} = 5$

Les figures 4.21 illustrent bien les différentes morphologies des cellules convectives en fonction du temps sous condition initiale $n_{cell} = 5$.

Effet interactif des conditions initiales de longueur d'ondes n_{cell}

Sur la figure (4.19), pour la cavité $F=2L_{cr}$ soumise au Rayleigh $Ra = 100$, on remarque que seul le cas $n_{cell} = 5$ donne la morphologie unicellulaire. Une combinaison de deux conditions initiales à la fois $(n_{cell1}+n_{cell2})$ est appliquée pour observer l'interaction cellulaire sur les figures 4.22 et 4.23 ci-dessous. Il est assez remarquable de voir que la tendance de deux cellules symétriques est dominante dans ces cas $(n_{cell1}+n_{cell2})=(1+5)$ et $(4+5)$: ceci signifie que l'effet unicellulaire créé par la condition initiale $n_{cell} = 5$ est « absorbé » par cette tendance dominante.

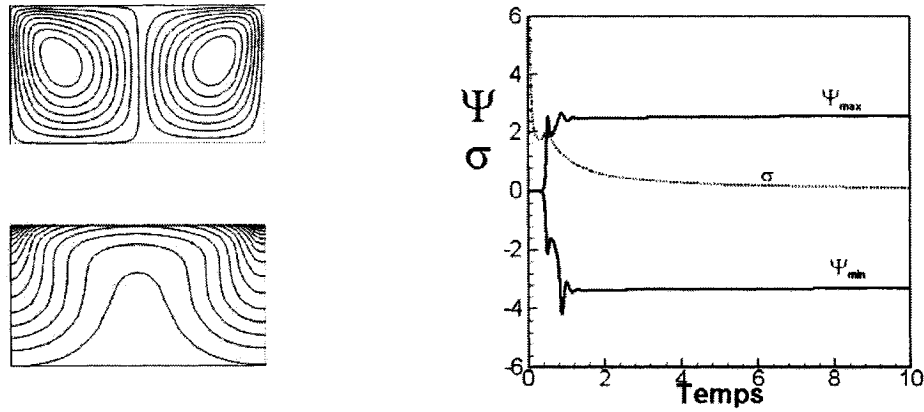


Fig.4.22. Lignes de courant et d'isoconcentration (à gauche), σ et ψ vs temps (à droite), pour le cas de $V_c=5$, $Ra=100$, $F=2L_{cr}$, $\varepsilon=10E-5$, condition initiale d'interaction $n_{cell} = (1+5)$

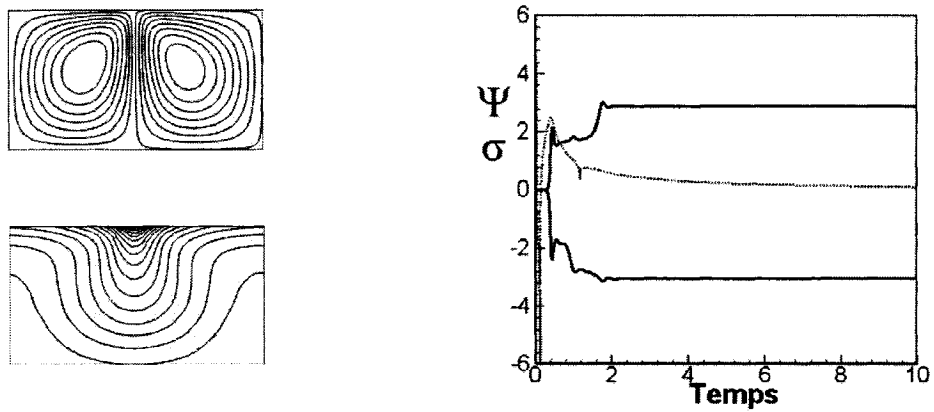


Fig.4.23. Lignes de courant et d'isoconcentration (à gauche), σ et ψ vs temps (à droite), pour le cas de $V_c=5$, $Ra=100$, $F=2L_{cr}$, $\varepsilon=10E-5$, condition initiale d'interaction $n_{cell} = (4+5)$

4.4 Remarques

1) Dans une cavité de longueur géométrique égale à la longueur d'ondes critique $F=L_{cr}$, la morphologie finale à l'état permanent de la bioconvection est unicellulaire, indépendante de la vitesse de mobilité et des conditions de longueur d'ondes et d'amplitude des perturbations initialement appliquées. Cela correspond aux résultats prédits par la théorie de stabilité.

Néanmoins, le taux de croissance et le temps de convergence pour la simulation sont influencés par ces conditions initiales de longueur d'ondes et d'amplitude de perturbation.

2) Dans le cas d'une vitesse de mobilité V_c inférieure à 1, le phénomène convectif ainsi que la morphologie de la cellule à l'état permanent sont très similaires à ceux du problème de Rayleigh-Bénard dans le cas d'une cavité chauffée par le bas à flux constant. La simulation encore une fois a bien confirmé cette similarité prédite par la stabilité linéaire. Le cas de limite $V_c = 1$ nécessitera une étude plus approfondie dans l'avenir.

3) Dans une cavité de longueur $F > L_{cr}$, lorsque la vitesse de mobilité $V_c \geq 2$, la morphologie des cellules bioconvectives à l'état permanent dépend fortement des conditions initiales de longueur d'ondes appliquées au milieu considéré, n_{cell} , mais aussi de la longueur géométrique du milieu.

4) Dans une cavité de longueur $F > L_{cr}$, lorsque la vitesse de mobilité est $V_c \geq 2$, et lorsque la valeur du Rayleigh supercritique est très proche du seuil critique, la morphologie cellulaire à l'état permanent, prédit par la stabilité linéaire, peut apparaître mais temporairement. Dans certains cas de simulation, cet état « pseudo-permanent » persiste très longtemps pour ultérieurement bifurquer vers l'une des deux situations suivantes :

a) une cellule unique se déplaçant vers les parois

ou

b) deux cellules, soit symétriques au centre soit symétriques par le côté.

Cela dépend des conditions de longueur d'ondes initialement appliquées n_{cell} .

CHAPITRE 5

Bioconvection gravitactique à double diffusivité

5.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous étudions le phénomène de la bioconvection gravitactique dans un autre milieu stratifié, c'est-à-dire les effets combinés des stratifications de densité dues à la fois à des micro-organismes gravitactiques et à un autre facteur sollicitant, soit d'origine thermique soit solutal. Ce problème combiné des stratifications de densité est désigné par le terme de ''*Double diffusion*'' dans la littérature.

Sous un regard plus large, la bioconvection à double-diffusivité peut également se comprendre comme étant l'étude des mouvements causés par les effets interactifs de deux familles de micro-organismes en mobilité dans un même milieu considéré. Ces deux familles de micro-organismes peuvent avoir soit deux vitesses de natation V_{c1} et V_{c2} , soit deux coefficients de diffusion distincts D_{c1} et D_{c2} , soit posséder les deux paramètres de mobilité et de diffusion V_c et D_c différents.

Le problème de la double-diffusion bioconvective conduit à diverses applications dans le domaine de la biotechnologie et de l'environnement. A titre d'exemple, citons les effets de certaines toxines sur les comportements bioconvectifs de *Tetrahymena*, *Chlamydomonas*...dont l'étude permettrait de proposer des critères d'indication physiques pour l'environnement [3], [83].

Dans le cadre de cette thèse, on abordera le problème de la double-diffusion bioconvective en traitant le cas spécifique de la *bioconvection solutale gravitactique* (ou *thermo-bioconvection gravitactique*), c'est-à-dire sous les effets combinés des

stratifications de densité dues à des micro-organismes mobiles verticalement nageant vers le haut et à des sollicitations solutales ou thermiques dans le milieu poreux. On limitera aussi l'étude aux *effets solutaux (ou thermiques) sur la bioconvection gravitactique*, au lieu d'étudier largement le problème de double-diffusion dans un sens très général.

Le problème de type "*thermo-bioconvection gravitactique*" se présente dans plusieurs applications géophysiques comme, par exemple, la dynamique de quelques types de micro-organismes mobiles thermophiles vivant dans les sources thermales comme les protozoaires *Tetrahymena thermophila* [1]. D'autres applications de la thermo-bioconvection de type oxytactique sont citées par Kuznetsov [47-49].

5.2 Formulation mathématique

5.2.1 Description physique et équations gouvernantes

Pour faciliter la lecture, on utilise la notion *d'effets thermiques sur la bioconvection gravitactique* qui seront représentatifs des effets observés en bioconvection à double-diffusivité, c'est-à-dire lors de la bioconvection gravitactique dans une cavité poreuse sollicitée par un autre facteur aux conditions de type Dirichlet ou de type Neumann.

Considérons une couche poreuse confinée 2D entre les 4 parois imperméables, de hauteur H et de longueur L , contenant une densité initiale $\bar{n}$ de micro-organismes gravitactiques ayant une vitesse cellulaire $\vec{V}_c^*$ (figure 5.1). Les coordonnées de l'espace sont X et Y , de vecteurs unitaires $\vec{e}_1, \vec{e}_2$ respectivement. On impose les deux températures $T_1 < T_2$ aux parois inférieure et supérieure de la cavité, respectivement, (ou un flux de chaleur constant q).

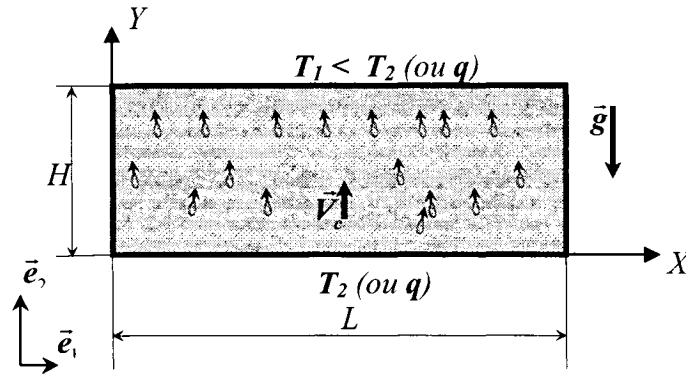


Fig.5.1. Description physique du problème de bioconvection à double-diffusivité

Les équations gouvernantes dimensionnelles de la bioconvection gravitactique en présence d'effets thermiques dans le milieu poreux 2D sont constituées par le système des équations de bioconvection gravitactique auquel s'ajoute l'équation de conservation de l'énergie thermique, à savoir :

$$\nabla \cdot \vec{V}^* = 0 \quad (5.1)$$

$$-\bar{\nabla} P^* - \frac{\mu}{K} \vec{V}^* + \bar{g} \rho = 0 \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \vec{V}^*) + \nabla \cdot (n \vec{V}_c^*) = D_c \nabla^2 n \quad (5.3)$$

$$\frac{\partial T^*}{\partial t} + \nabla \cdot (T^* \vec{V}^*) = \alpha \nabla^2 T^* \quad (5.4)$$

$$\rho = \rho_0 (1 + \beta_B (n - n_0) - \beta_T (T^* - T_0^*)) \quad (5.5)$$

β_T est le coefficient d'expansion thermique; $\beta_B = \frac{\Delta \rho_B}{\rho_0}$ est le paramètre correspondant pour le cas de la bioconvection, ρ_0 la densité des cellules au fond du milieu (paroi inférieure). La définition des autres paramètres est dans la nomenclature. Sous forme normalisée en termes de fonction de courant, ces équations prennent la forme :

$$\begin{aligned}
\nabla^2 \psi &= Ra_b \frac{\partial N}{\partial x} - Ra_T Le \frac{\partial T}{\partial x} \\
\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot (N \vec{V}) + \nabla \cdot (N \vec{V}_c) &= \nabla^2 N \\
\frac{\partial T}{\partial t} + \nabla \cdot (T \vec{V}) &= Le \nabla^2 T
\end{aligned} \tag{5.6}$$

où Ra_T est le nombre de Rayleigh thermique, Ra_b le nombre de Rayleigh bioconvectif, V_c la vitesse de mobilité des micro-organismes (ou autrement dit le nombre de Peclet Pe) et Le le nombre de Lewis. Ce sont les quatre paramètres adimensionnels importants du système d'équations (5.6).

5.2.2 Conditions initiales (CI) et aux limites (CL)

- Condition initiale de la concentration cellulaire

$$\bar{N} = \frac{\bar{n} - n_0}{\Delta n} = \frac{e^{V_c} - V_c - 1}{(e^{V_c} - 1)V_c} \tag{5.7}$$

- Condition initiale de la température

$$T_{t=0} = 0 \tag{5.8}$$

- Conditions aux limites sur les parois

$$\begin{cases} x=0, F & \psi = 0 & \partial N / \partial x = \partial T / \partial x = 0 \\ y=0 & \psi = 0, T = 1 & \partial N / \partial y = V_c N + V_c / (e^{V_c} - 1) \\ y=1 & \psi = T = 0 & \partial N / \partial y = V_c N + V_c / (e^{V_c} - 1) \end{cases} \tag{5.9a}$$

$$\begin{cases} x=0, F & \psi = 0 & \partial N / \partial x = \partial T / \partial x = 0 \\ y=0 & \psi = 0, \partial T / \partial y = -1 & \partial N / \partial y = V_c N + V_c / (e^{V_c} - 1) \\ y=1 & \psi = 0, \partial T / \partial y = -1 & \partial N / \partial y = V_c N + V_c / (e^{V_c} - 1) \end{cases} \tag{5.9b}$$

5.2.3 Analyse de la stabilité linéaire

État de diffusion des micro-organismes et de conduction thermique

Posons :

$$N_d = \frac{e^{I_c y} - 1}{(e^{I_c} - 1)} \quad (5.10)$$

$$T_d = 1 - y \quad (5.11)$$

Écoulement perturbé

Suivant la même procédure que pour l'analyse de stabilité linéaire (chapitre 3), en désignant les quantités de perturbation par (₁), celles de l'état de base par (_d) et si l'amplitude de perturbation est supposée très petite par rapport à la solution de l'état de base, soit $N_1 \ll N_d$ et $T_1 \ll T_d$, nous obtenons le système linéarisé des équations de perturbation pour le cas de double-diffusion bioconvective gravitactique sous la forme finale suivante:

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial y^2} = Ra_h \frac{\partial N_1}{\partial x} - Ra_T Le \frac{\partial T_1}{\partial x} \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} - G(y) \frac{\partial \psi_1}{\partial x} + V_c \frac{\partial N_1}{\partial y} = \nabla^2 N_1 \\ \frac{\partial T_1}{\partial t} + \frac{\partial \psi_1}{\partial x} = Le \nabla^2 T_1 \end{cases} \quad (5.12)$$

avec

$$G(y) = \frac{V_c e^{I_c y}}{(e^{I_c} - 1)} \quad (5.13)$$

et les conditions aux limites correspondantes sont :

$$\begin{aligned}
x = 0, F : \psi_1 &= 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} = \frac{\partial N_1}{\partial x} = 0 \\
y = 0 : \quad \psi_1 &= 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = V_c T_1; \quad T_1 = 0 \\
y = 1 : \quad \psi_1 &= 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = V_c T_1; \quad T_1 = 0
\end{aligned} \tag{5.14a}$$

ou

$$\begin{aligned}
x = 0, F : \psi_1 &= 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial x} = \frac{\partial N_1}{\partial x} = 0 \\
y = 0 : \quad \psi_1 &= 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = V_c T_1; \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = 0 \\
y = 1 : \quad \psi_1 &= 0, \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = V_c T_1; \quad \frac{\partial T_1}{\partial y} = 0
\end{aligned} \tag{5.14b}$$

Quand la vitesse cellulaire est nulle, $G(y)$ tends vers 1, et on retrouve le même système d'équations de perturbation que pour le problème de *double diffusion thermo-solutale* (flux constant de concentration et température constante aux parois) traité par Mahidjiba et al. [59] et Mamou [60].

5.2.4 Schéma des relations de thermo-convection, bioconvection pure et double-diffusion

D'une façon plus générale, les conditions aux limites sur les parois supérieure et inférieure de (5.14) sont exprimées sous la forme suivante :

$$\begin{aligned}
a_T \frac{\partial T}{\partial y} + b_T T &= c_T \\
a_N \frac{\partial N}{\partial y} + b_N N &= c_N
\end{aligned} \tag{5.15}$$

où $a_N, a_T, b_N, b_T, c_N, c_T$ sont des constantes à définir selon chaque problème physique posé.

Pour la bioconvection dans un autre milieu stratifié aux conditions de type Dirichlet, ces constantes sont :

$$\begin{aligned} y=0, \quad \psi &= 0, a_T = 0, b_T = c_T = 1, a_N = 1, b_N = -V_c, c_N = \frac{V_c}{e^{V_c} - 1} \\ y=1, \quad \psi &= 0, b_T = 1, a_T = c_T = 0, a_N = 1, b_N = -V_c, c_N = \frac{V_c}{e^{V_c} - 1} \end{aligned}$$

Pour la bioconvection dans un autre milieu stratifié aux conditions de type Neumann, ces constantes sont :

$$\begin{aligned} y=0, \quad \psi &= 0, a_T = 1, b_T = 0, c_T = -1, a_N = 1, b_N = -V_c, c_N = \frac{V_c}{e^{V_c} - 1} \\ y=1, \quad \psi &= 0, a_T = 1, b_T = 0, c_T = -1, a_N = 1, b_N = -V_c, c_N = \frac{V_c}{e^{V_c} - 1} \end{aligned}$$

Ce qui suit (figure 5.2) est un schéma de modèle mathématique du problème de la bioconvection à double diffusivité en relation avec des cas spécifiques de base que sont la thermoconvection, la bioconvection pure, la double diffusion thermo-solutale ou bioconvective. Ce schéma est à rapprocher des cas de validation pour les calculs numériques présentés dans cette thèse.

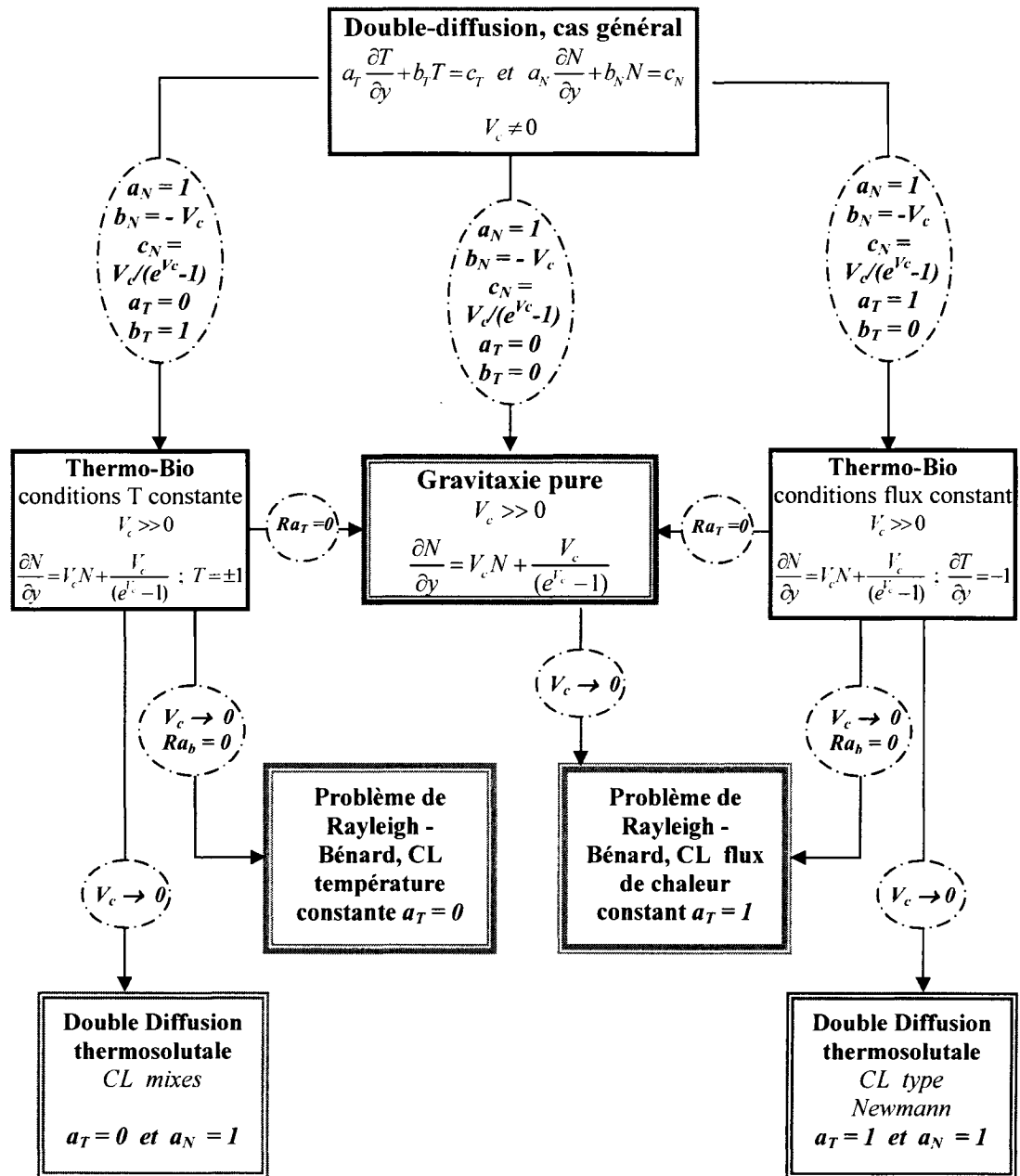


Figure 5.2. Relations schématiques des modèles mathématiques de thermoconvection, bioconvection et double-diffusion

5.3 Résultats et discussions

Comme déjà décrit, les résultats de ce chapitre présentent les effets thermiques ou solutaux sur les mouvements bioconvectifs dans une cavité poreuse, mais on utilise la notion des *effets thermiques sur la bioconvection gravitactique* pour en faciliter la lecture. Des conditions de type Dirichlet ou de type Neumann sont considérées dans cette étude.

Les résultats sont présentés en deux parties: la première porte sur l'analyse de la stabilité linéaire pour une cavité poreuse de longueur infinie soumise à chaque type de conditions aux limites (température constante et flux de chaleur constant) et pour les nombres de Ra thermo-bioconvectifs *critiques* en fonction de différents nombres Ra thermiques. La deuxième partie donne des résultats de la simulation numérique pour l'étude du régime d'écoulement via les courbes de bifurcation.

On présente aussi une étude concernant les effets des nombres de *Péclet* (vitesse de mobilité) et de Lewis dans le cas d'une cavité poreuse de facteur de forme (longueur adimensionnelle) $F = 1$ et 4 , soumise aux conditions de température constante.

Le schéma des relations de convection thermique, de bioconvection gravitactique pure et de double-diffusion bioconvective (figure 5.2) montre que lorsque le nombre de Péclet est nul, c'est-à-dire lorsque les micro-organismes sont immobiles, nous retrouvons le problème de la convection thermo-solutale pure. Quand le nombre de Rayleigh thermique Ra_T est nul, on retrouve le problème de la bioconvection gravitactique pure (chapitres 2, 3). Enfin, quand $Ra_b = 0$, on obtient le cas de la thermoconvection de Rayleigh-Bénard (conditions de Neumann).

5.3.1 Effets thermiques aux conditions de température constante (conditions de type de Dirichlet)

À partir d'une analyse de stabilité linéaire, les relations entre les quatre paramètres gouvernants (nombres de Rayleigh thermique Ra_T et bioconvectif Ra_b , vitesse de mobilité des micro-organismes V_c , nombre de Péclet Pe , et nombre de Lewis Le) sont illustrées sur les figures de 5.3 à 5.7.

Quand la cavité considérée est chauffée par le bas, les effets thermiques montrent une déstabilisation remarquable des mouvements bioconvectifs (figures 5.3). Cette déstabilisation dépend encore du nombre de Lewis Le et de la vitesse de mobilité.

Sur les figures 5.3, la zone de l'état de diffusion pure (quand Ra_T n'atteint pas encore le seuil critique) dans le cas $V_c=0.1$ est plus large que celle obtenue pour le cas $V_c=5$, et cette zone devient pratiquement nulle quand le nombre de Lewis est égal à 10 pour $V_c=5$. Les courbes de diagramme de stabilité (figures 5.4) montrent également qu'il existe une valeur critique du nombre d'ondes k_{cr} correspondant à une valeur critique du nombre de Rayleigh bio-thermoconvectif Ra_b . Le nombre d'ondes k_{cr} a tendance à décroître quand Ra_T augmente pour ce cas.

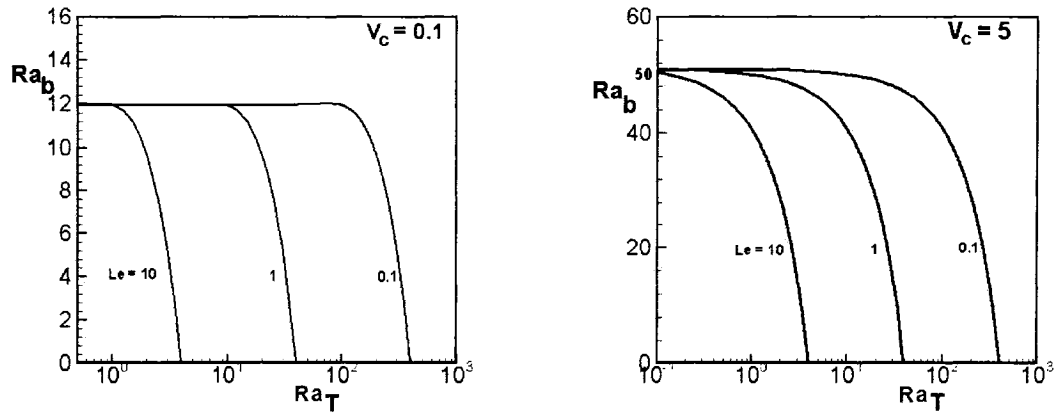


Fig.5.3 : Relations Ra_b vs Ra_T en différentes valeurs de Lewis Le pour une cavité allongée chauffée par le bas, cas de $V_c=0.1$ (à gauche) et $V_c=5$ (à droite)

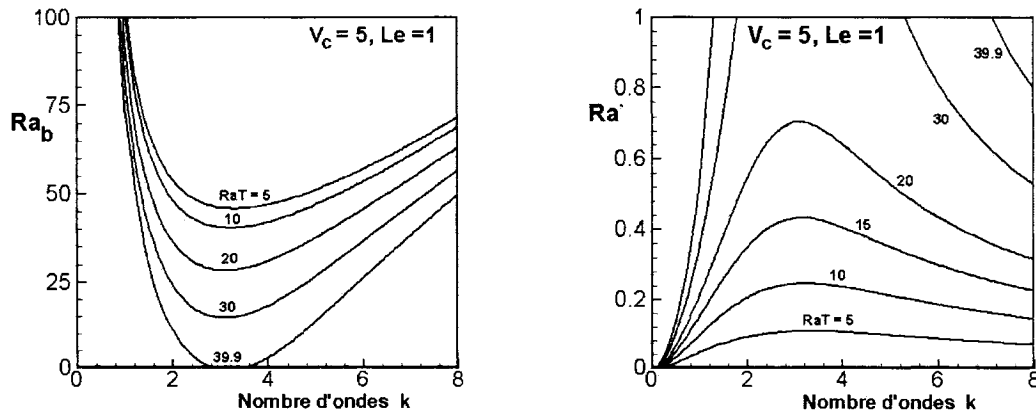


Fig.5.4. Relations (Ra_b vs k) et (Ra' vs k) en différentes valeurs de Ra_T pour $Le=1$, $V_c=5$ cavité allongée chauffée par le bas ($Ra' = Ra_T/Ra_b$)

Quand la cavité considérée est refroidie (ou chauffée par le haut), les effets thermiques obtenus montrent une stabilisation des mouvements bioconvectifs (figures 5.5, 5.6, 5.7). Cette stabilisation dépend évidemment du nombre de Lewis Le et de la vitesse de mobilité.

On voit qu'à une petite valeur de la vitesse de mobilité (figure 5.5 à gauche), le nombre de Rayleigh bio-thermoconvectif Ra_b est linéairement proportionnel au nombre de Rayleigh Ra_T pour n'importe quelle valeur de Lewis. Cet état de linéarité est conservé pour les cas de Lewis petit ($Le=0.1$) à une vitesse de mobilité grande, mais devient non linéaire quand Le est grand ($Le \geq 1$) (figure 5.5 à droite).

Les courbes de diagramme de stabilité (figure 5.6) montrent également que la valeur critique du nombre d'ondes k_{cr} correspondant à une valeur critique du nombre de Rayleigh bio-thermoconvectif Ra_b a une nette tendance de proportionnalité linéaire en fonction des valeurs de Ra_T dans le cas d'une cavité chauffée par le haut.

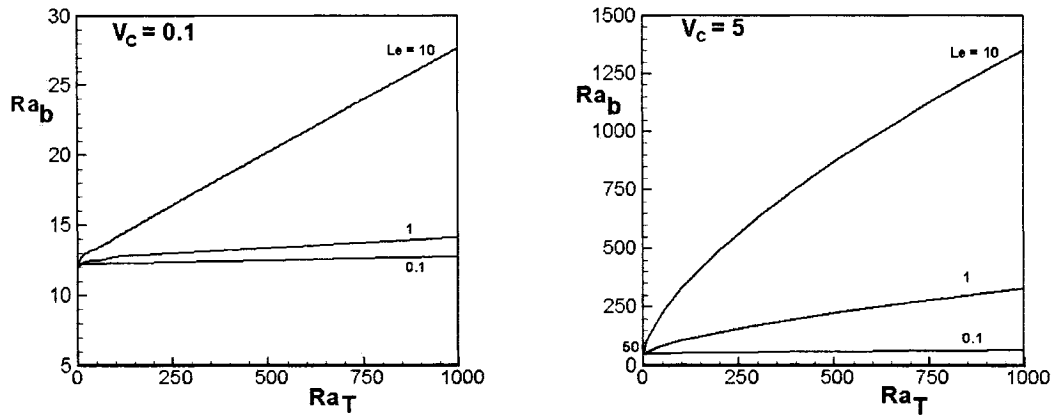


Fig.5.5. Relations Ra_b vs Ra_T en différentes valeurs de Lewis Le pour une cavité allongée chauffée par le haut, cas de $V_c=0.1$ (à gauche) et $V_c=5$ (à droite)

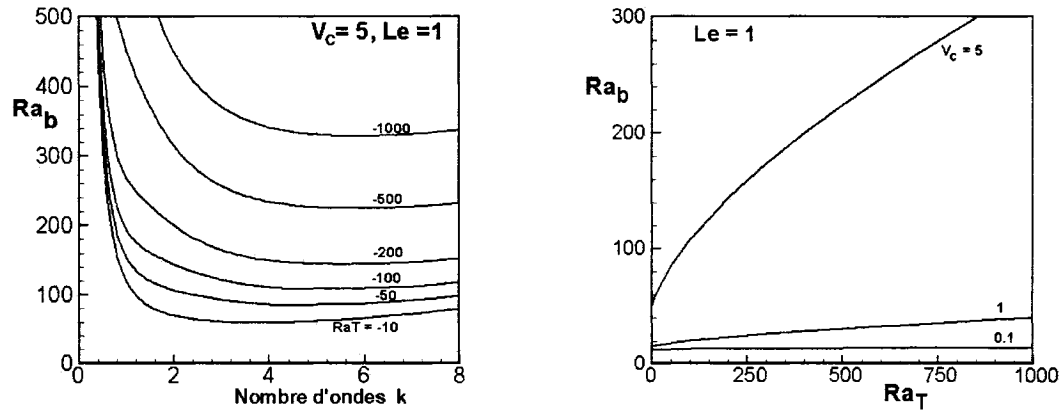


Fig.5.6. Relations Ra_b vs k en différentes Ra_T pour $Le=1$, $V_c=5$, cavité allongée chauffée par le haut

Fig.5.7. Relations Ra_b vs Ra_T pour différentes vitesses V_c à $Le=1$, cavité allongée chauffée par le haut

Les résultats qui suivent concernent une simulation dans une cavité poreuse de longueur adimensionnelle $L = 1$ et 4 . Notre objectif ici est d'étudier d'une façon qualitative les effets thermiques sur la bioconvection gravitactique en fonction des paramètres gouvernants du problème. La méthode numérique utilisée est celle de volumes finis avec un schéma centré, le maillage étant de 41×41 ($F=1$) et 41×61 ($F=2$ et 4) nœuds.

Les résultats présentent une vision préliminaire et qualitative des effets thermiques sur la bioconvection gravitactique à différentes vitesses de natation $V_c=0.001, 0.1, 1$ et 5 . Dans une cavité carrée contenant des micro-organismes de vitesse de natation $V_c=0.001$ (l'influence de *Péclet* est négligeable), le problème s'apparente à la thermoconvection vue dans le chapitre 2. On retrouve les résultats de Mahidjiba et al. [59] et Mamou [60] pour la convection thermosolutale pure aux conditions limites $(a_S, a_T) = (1, 0)$ (figure 5.8). (a_S, a_T) sont en fait les constantes dans les équations de soluté et de température selon ces auteurs, qui correspondent à nos constantes (a_N, a_T) respectivement dans la formule (5.15). Quand la vitesse augmente, on peut constater que la morphologie cellulaire change. Sur la figure 5.8, pour la cavité soumise aux mêmes valeurs de $Ra_b=350$ et $Ra_T=-350$, lorsque la vitesse $V_c=0.1$, on s'aperçoit que les cellules sont plus centrées et les isothermes et les iso-concentrations tendent à s'aplanir. Ceci montre que le seuil critique est plus haut quand la vitesse de V_c (dans la gamme inférieure à 1) est plus grande.

Les figures 5.9 et 5.10 présentent une autre morphologie cellulaire quand on diminue l'effet thermique appliqué en haut de la cavité, soit $Ra = 350$ et $Ra_T = -200$. L'effet de stabilisation thermique en haut et celui dû à la vitesse des micro-organismes sont bien illustrés sur ces figures. Ceci est encore plus visible quand nous appliquons les mêmes conditions pour une cavité de longueur $F=4$ (figures 5.11 et 5.12). On voit que plus le nombre de *Péclet* augmente, plus le noyau des cellules se déplace sur le côté de la cavité et plus les isothermes et isoconcentrations se déforment.

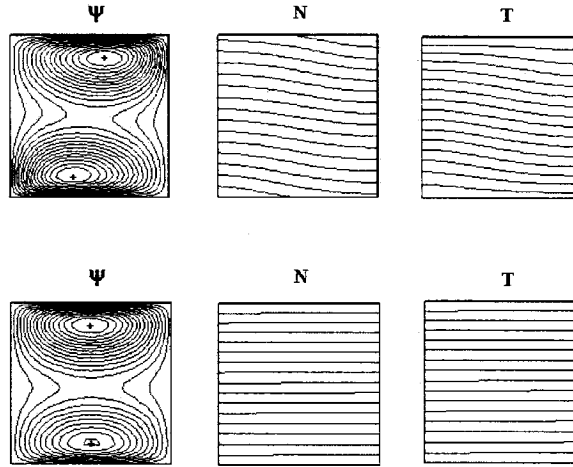


Fig.5.8. Cavité carrée aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-350$, $Le=2$
pour $V_c=0.001$ ($\psi_{\max}=0.291$; $\psi_{\min}=0$ - dessus) et $V_c=0.1$ ($\psi_{\max}=1.027$; $\psi_{\min}=0$ - dessous)

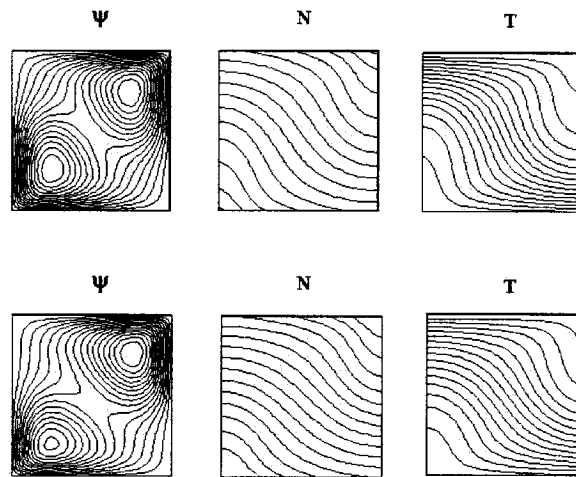


Fig.5.9. Cavité carrée aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$
pour $V_c=0.001$ ($\psi_{\max}=1.722$; $\psi_{\min}=0$ - dessus) et $V_c=0.1$ ($\psi_{\max}=1.547$; $\psi_{\min}=0$ - dessous)

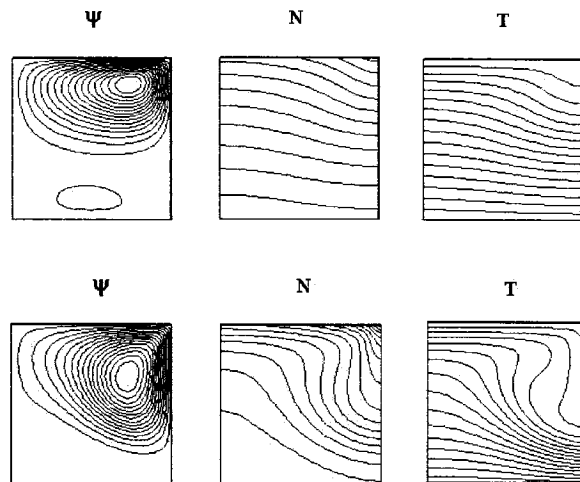


Fig.5.10. Cavité carrée aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$
pour $V_c=1$ ($\psi_{\max} = 0.763$; $\psi_{\min} = 0$ - dessus) et $V_c=5$ ($\psi_{\max} = 4.4241$; $\psi_{\min} = 0$ - dessous)

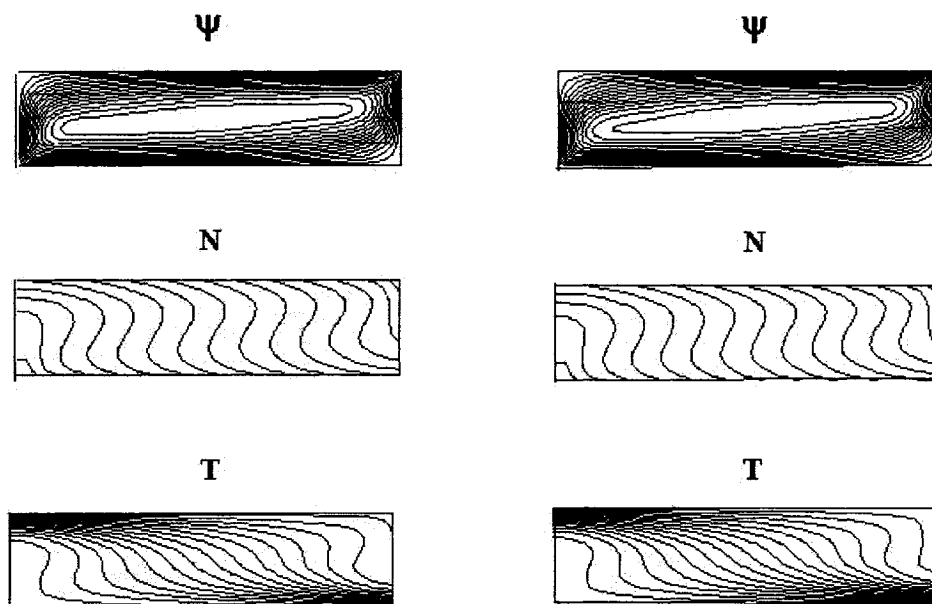


Fig.5.11. Cavité $F=4$ aux conditions de $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$
pour $V_c=0.001$ ($\psi_{\max} = 5.0427$; $\psi_{\min} = 0$ - gauche) et $V_c=0.1$ ($\psi_{\max} = 4.6806$; $\psi_{\min} = 0$ - droite)

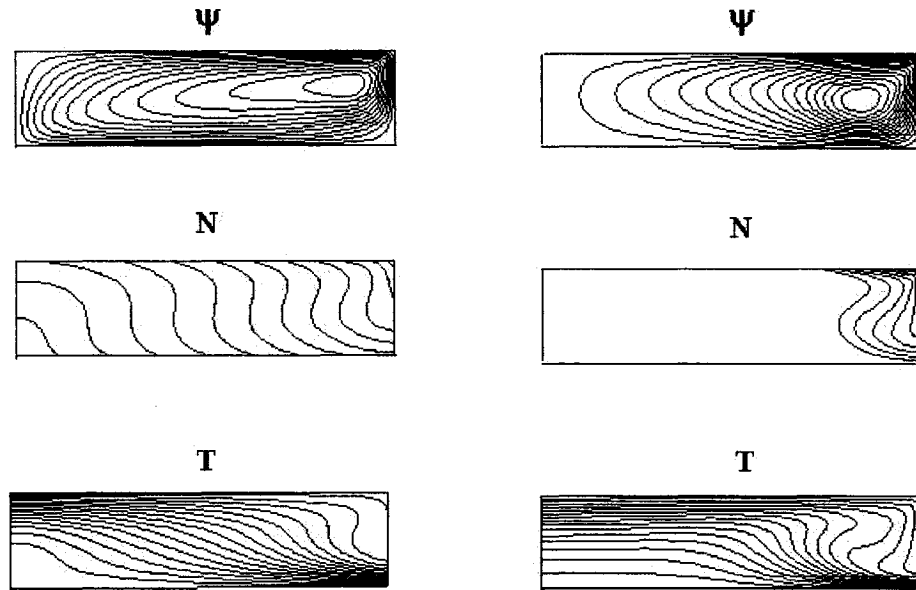


Fig.5.12. Cavité $F=4$, $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $Le=2$

pour $V_c=1$ ($\psi_{\max}=4.05875$; $\psi_{\min}=0$ - gauche) et $V_c=5$ ($\psi_{\max}=8.7884$; $\psi_{\min}=0$ - droite)

En ce qui concerne l'effet du nombre de Lewis, nous avons essayé de regarder les mouvements des micro-organismes à $V_c = 5$ dans une cavité $L=4$ sous une sollicitation thermo-bioconvective pour des valeurs de Lewis $Le = 0.1, 1$ et 3 (figures 5.13, 5.14). On peut observer que lorsque les écoulements sont additifs, c'est-à-dire lorsque la sollicitation thermique est appliquée à la paroi inférieure ($Ra_b=50$, $Ra_T=20$), plus le nombre de Lewis augmente, plus l'état permanent se transforme fortement en régime multicellulaire. Les isothermes sont aussi davantage courb es (figures 5.13). Il est très visible que l'effet thermique déstabilise et perturbe fortement la bioconvection, et à son tour, la bioconvection influence aussi la convection thermique.

En revanche, pour un écoulement opposé, c'est-à-dire lorsque la sollicitation thermique est appliquée à la paroi supérieure ($Ra_b=350$, $Ra_T=-200$), le régime permanent devient de plus en plus unicellulaire quand le nombre de Lewis augmente. Cet  tat unicellulaire

se localise sur la paroi verticale et présente une symétrie sur le côté (figures 5.14). L'effet thermique stabilise les mouvements bioconvectifs dans cette circonstance.

Les effets de stabilisation ou déstabilisation d'un deuxième facteur de stimuli sur la bioconvection gravitactique seront illustrés plus tard par certains cas de simulation.

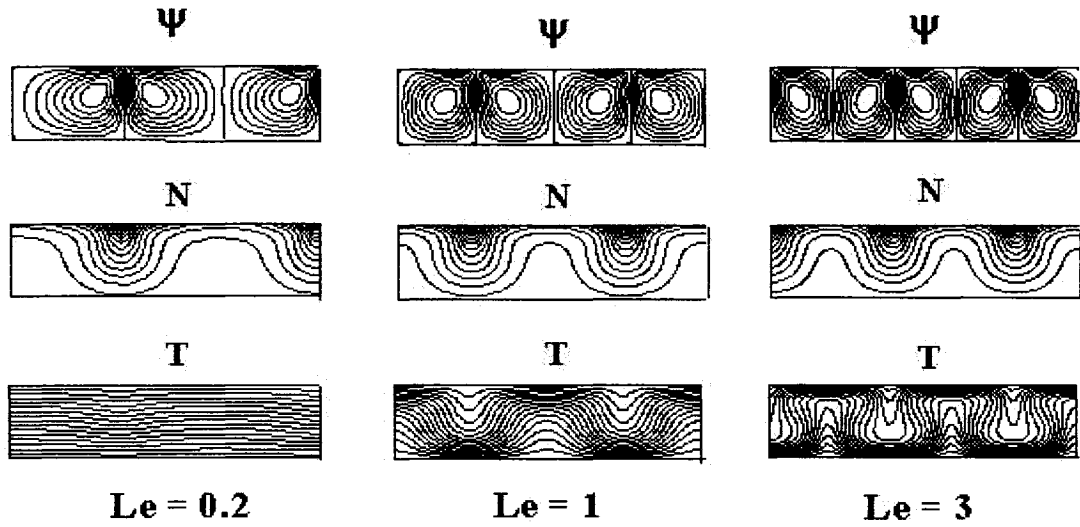


Fig.5.13. Cavité $F=4$, $Ra_b = 50$, $Ra_T = 20$, $V_c = 5$ pour différentes valeurs de Lewis $Le=0.2$ ($\psi_{\max} = 2.52$; $\psi_{\min} = -2.514$), $Le=1$ ($\psi_{\max} = 2.636$; $\psi_{\min} = -2.635$), $Le=3$ ($\psi_{\max} = 2.276$; $\psi_{\min} = -2.27$).

5.3.2 Effets thermiques aux conditions de flux constant (condition de type de Neumann)

Les figures 5.15 nous montrent les courbes de stabilité linéaires pour les nombres de Ra thermo-bioconvectifs *critiques* en fonction de différents nombres Ra thermiques.

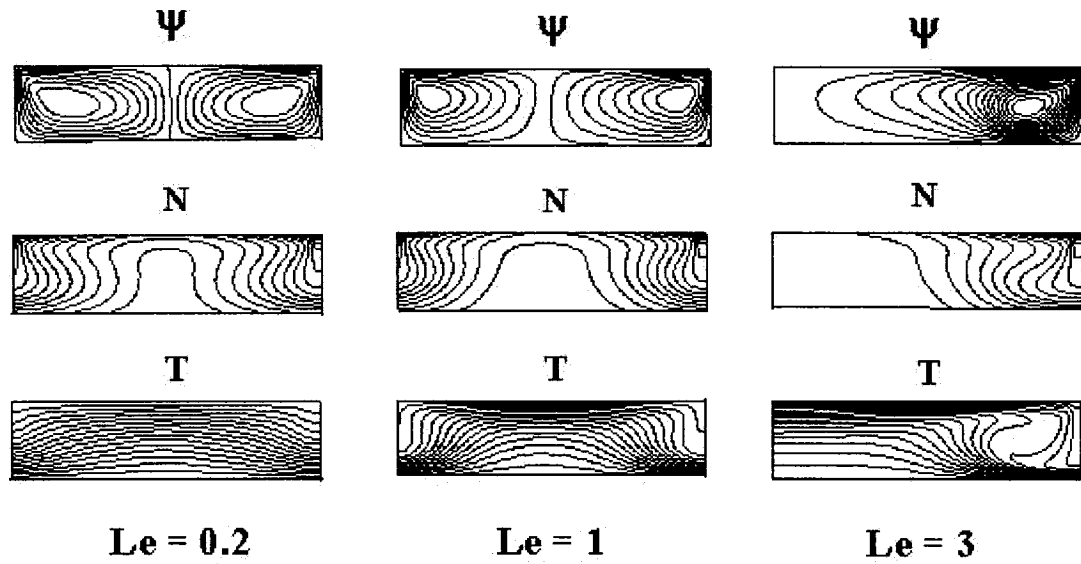


Fig.5.14. Cavité $F=4$, $Ra_b=350$, $Ra_T=-200$, $V_c=5$ pour différentes valeurs de Lewis $Le=0.2$ ($\psi_{\max}=6.203$; $\psi_{\min}=-6.289$), $Le=1$ ($\psi_{\max}=5.558$; $\psi_{\min}=-5.142$), $Le=3$ ($\psi_{\max}=9.65$; $\psi_{\min}=0$).

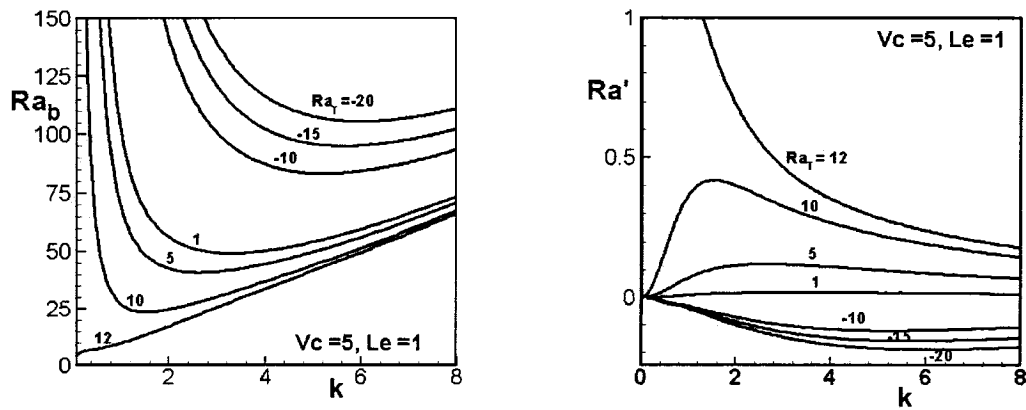


Fig.5.15. Relations $(Ra_b \text{ vs } k)$ et $(Ra' \text{ vs } k)$ en différentes valeurs de Ra_T pour $Le=1$, $V_c=5$ cavité allongée chauffée par le bas par flux constant de chaleur ($Ra' = Ra_T/Ra_b$)

Un cas de simulation d'une cavité soumise aux conditions de flux de chaleur constant montre également que le régime unicellulaire n'est pas conservé quand V_c est grande (fig.5.16).

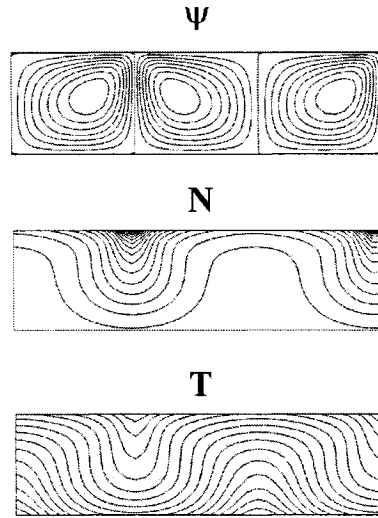


Fig.5.16. Cavité soumise aux conditions de flux constant de chaleur
 $V_c=5$, $Ra_b=50$, $Ra_T=20$, $Le=1$, $F=4$ ($\Psi_{\max}=2.7242$, $\Psi_{\min}=-2.7276$)

5.3.3 La sous-criticité du régime d'écoulement

Les résultats obtenus dans le chapitre 4 montrent que le régime d'écoulement de la *bioconvection gravitactique pure* est sous-critique. Cette sous-criticité est effectivement présente dans la bioconvection gravitactique indépendamment du milieu d'ambiance, qu'il soit fluide ou poreux (pour le milieu fluide, on se réfère à l'article de Alloui et al. [2])

Mahidjiba et al., Mamou [59, 60, 63] montrent que la convection thermosolutale stationnaire peut apparaître même à des valeurs de Rayleigh inférieures à celle du seuil supercritique, c'est-à-dire que la *double-diffusion thermosolutale pure* est capable d'engendrer un écoulement sous-critique.

Il est évident que la bioconvection à double-diffusivité, combinaison de ces deux phénomènes, pourrait éventuellement engendrer une autre sous-criticité. Une étude de simulation a donc été réalisée afin de construire des courbes de bifurcation pour les cas

de thermo-bioconvection gravitactique dont la vitesse de mobilité a pour valeur $V_c=5$ dans une cavité poreuse de longueur $F = L_c$ et pour un nombre de Lewis $Le = 1$. Les deux types de conditions aux limites (de Neumann et de Dirichlet) sont considérés.

Les résultats illustrés sur la figure 5.17a montrent bien qu'il existe effectivement une sous-criticité du régime de l'écoulement thermo-bioconvectif. Ce régime sous-critique, *présent dans les deux types de conditions aux limites*, est apparaît nettement dans le cas des écoulements opposés et il est moins net dans le cas des écoulements additifs. L'intensité de la sous-criticité est plus forte quand le Rayleigh de l'écoulement opposé est plus grand. En revanche, la sous-criticité devient plus faible quand les écoulements sont additifs et semble disparaître quand le nombre de Rayleigh de l'écoulement additif atteint son propre seuil critique, en absence de l'autre stratification (le nombre de Rayleigh est 12 pour la convection de type de Neumann et 39.5 pour la convection de type de Dirichlet).

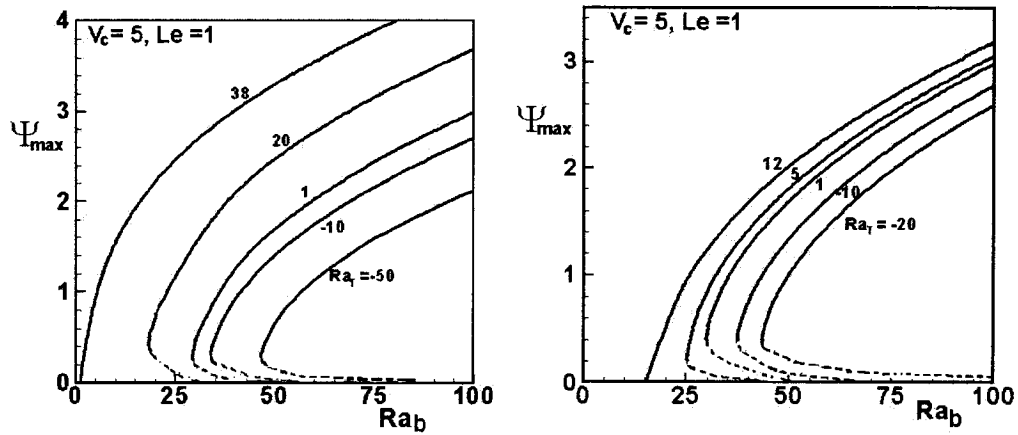


Fig.5.17. Courbes de bifurcation de la thermo-bioconvection gravitactique de vitesse $V_c = 5$, $Le = 1$, cavité $F = L_{cr}$ soumise aux conditions de Dirichlet (à gauche) et de Neumann (à droite).

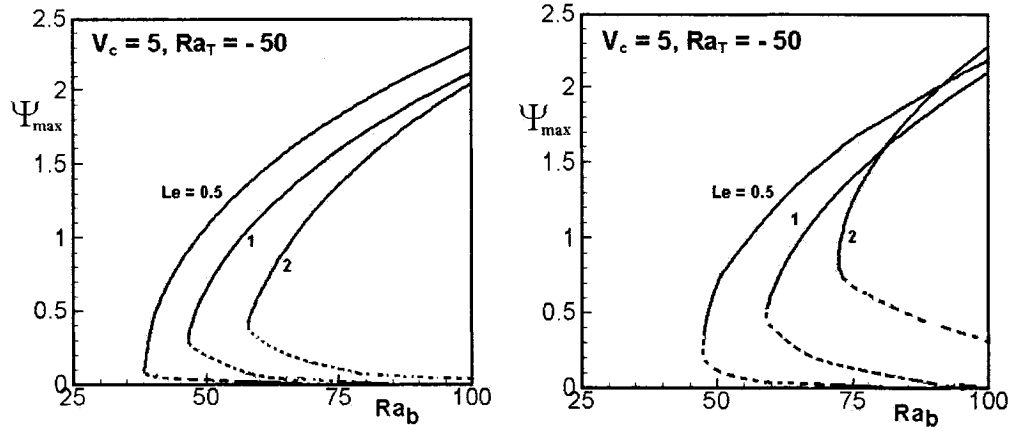


Fig.5.18. Courbes de bifurcation de vitesse $V_c = 5$, $Ra_T = -50$, à différents Lewis $Le = 0.5, 1, 2$, cavité $F = L_{cr}$ soumise aux conditions de Dirichlet (à gauche) et de Neumann (à droite).

Il est aussi très intéressant de remarquer que la sous-criticité dans la double-diffusion thermosolutale étudiée par Mahidjiba et al., et Mamou [59, 60, 63] existe seulement si Le est plus grand que 1, autrement dit, on aura une instabilité sous critique seulement si le facteur déstabilisant (chaleur) diffuse plus vite que le facteur stabilisant (c'est-à-dire le soluté dans le cas Le plus grand que 1, selon les études de ces auteurs).

En revanche, la double diffusion bioconvective présente une sous-criticité à la valeur de $Le = 1$ comme le montre la figure 5.17. Ici, l'agent déstabilisant sont les micro-organismes gravitactiques. La figure 5.18 présente la sous-criticité des cas dont les agents stabilisants possèdent une diffusivité moindre ou supérieure à celle des micro-organismes gravitactiques (soit avec deux différentes valeurs de $Le = 0.5$, et 2). On constate que quelque soit la valeur de Lewis Le (*inférieure ou supérieure à 1*), le régime sous-critique existe dans le cas de double-diffusion bioconvective.

5.3.4 Stabilisation et déstabilisation sur la bioconvection gravitactique

Pour montrer les effets de stabilisation et de déstabilisation sur la bioconvection gravitactique, une simulation est réalisée pour les cas de thermo-bioconvection

gravitactique dont la vitesse de mobilité a pour valeur $V_c=0.1$, dans le cas d'une cavité poreuse de longueur $F = 2$. Le nombre de Lewis est égal à $Le = 1$. Les deux types de conditions aux limites (de Neumann et de Dirichlet) sont considérés. La procédure de simulation est la suivante:

- On simule premièrement le cas de la bioconvection gravitactique pure, i.e. $Ra_b=50$, $Ra_T=0$.
- Sur le cas précédemment obtenu, on applique chaque fois une valeur de Ra_T , soit positive (pour les écoulements opposés) soit négative (pour les écoulements additifs), allant de -30 à 30 afin d'observer les changements d'allures des lignes de courant et des iso-concentration.

A travers les résultats présentés dans le tableau 5.1 et les figures 5.19 à 5.23, on voit que la convection diminue quand le nombre de Rayleigh est négatif (les écoulements ne sont plus opposés) et croît quand Ra est plus positif (les écoulements ne sont plus additifs). L'état de convection est unicellulaire à cause de la petite valeur de Rayleigh thermique Ra_T .

Il est très remarquable de constater également que pour le cas de conditions aux limites de type Neumann, la bioconvection tendance à disparaître plus nettement que dans le cas de conditions de type Dirichlet, sous l'effet de l'écoulement opposé.

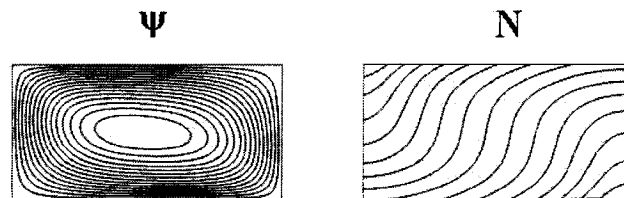


Fig.5.19. Bioconvection gravitactique dans une cavité poreuse avec $V_c = 0.1$, $Ra_b = 50$, $Ra_T = 0$, $Le = 1$, $F = 2$ ($\psi_{\max} = 2.3107$, $\psi_{\min} = 0$)

Ra_b	Ra_T	Conditions de type Neumann	Conditions de type Dirichlet
		$\Psi_{\max}$	$\Psi_{\max}$
50	-30	0.0015	1.7067
	-25	1.0013	1.7962
	-10	1.9119	2.0902
	-5	2.1220	2.1978
	0	2.3107	2.3107
	5	2.4838	2.4294
	15	2.7946	2.6849
	30	3.1995	3.1190

Tableau 5.1. Effets du deuxième milieu stratifié sur la bioconvection avec $V_c=0.1$ dans une cavité poreuse $F=2$, $Le=1$.

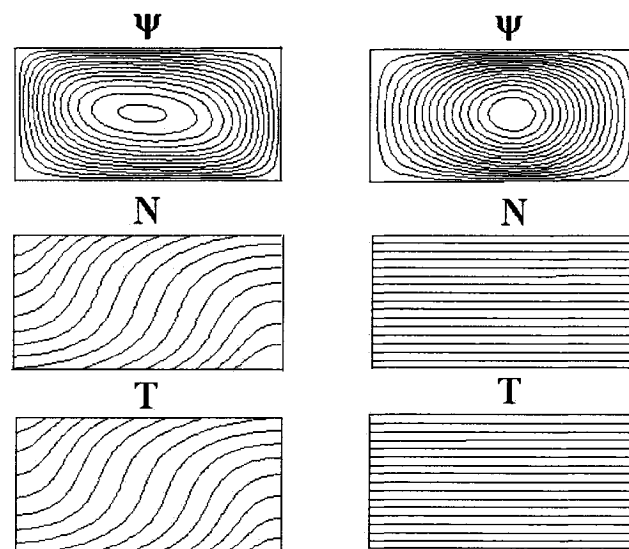


Fig.5.20. Bioconvection sous l'effet thermique de flux constant imposé par le haut

$$V_c=0.1, Le=1, F=2$$

(a) $Ra_b=50$, $Ra_T=-10$ à gauche (b) $Ra_b=50$, $Ra_T=-30$ à droite

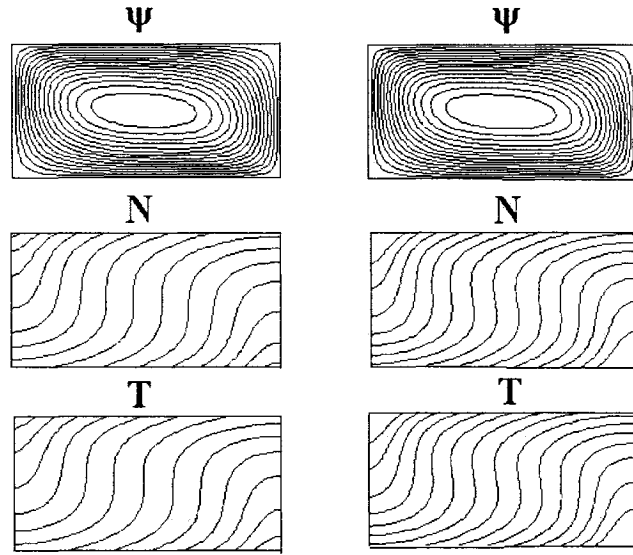


Fig.5.21. Bioconvection sous l'effet thermique de flux constant imposé par le bas

$$V_c = 0.1, Le = 1, F = 2$$

(a) $Ra_b = 50, Ra_T = 15$ à gauche (b) $Ra_b = 50, Ra_T = 30$ à droite

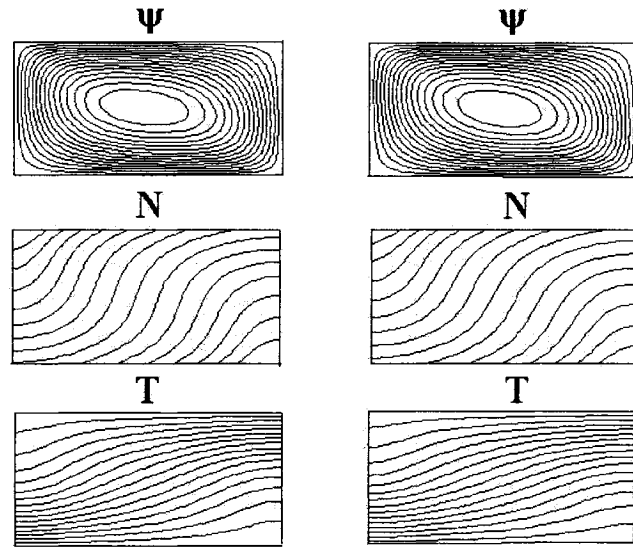


Fig.5.22. Bioconvection sous l'effet thermique de température constante imposée par le haut

$$V_c = 0.1, Le = 1, F = 2$$

(a) $Ra_b = 50, Ra_T = -10$ à gauche (b) $Ra_b = 50, Ra_T = -30$ à droite

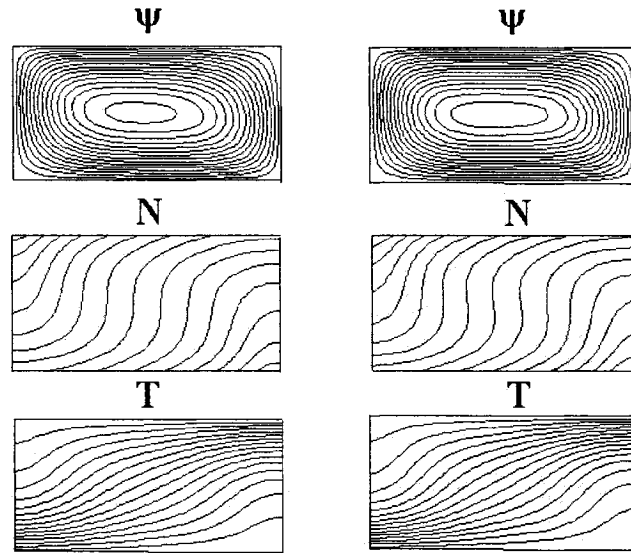


Fig.5.23. Bioconvection sous l'effet thermique de température constante imposée par le bas

$$V_c=0.1, Le=1, F=2$$

(a) $Ra_b=50, Ra_T=15$ à gauche (b) $Ra_b=50, Ra_T=30$ à droite

5.4 Conclusions

De ce chapitre, nous pouvons tirer les conclusions suivantes :

1) Les stratifications thermiques peuvent à la fois stabiliser ou déstabiliser, accélérer ou diminuer l'intensité de la bioconvection. C'est une relation interdépendante. Plus précisément, l'effet de stabilisation de la bioconvection dans une cavité soumise aux conditions aux limites de type Neumann est beaucoup plus forte que lorsqu'elle est soumise aux conditions de type Dirichlet. Cela s'explique par l'effet du rapport $Ra_T/Ra_{Tcritique}$ sur l'intensité ψ_{max} et la multiplicité des cellules de convection.

2) La bioconvection à double diffusivité peut tout à fait engendrer un régime d'écoulement sous-critique. Cette sous-criticité de l'état de diffusion du régime

d'écoulement est apparue pour tous les deux types de conditions aux limites, de Neuman ou de Dirichlet. La sous-criticité s'aggrave quand les écoulements stratifiés sont fortement opposés et s'affaiblit quand les stratifications sont additives. Elle peut même disparaître si le nombre de Rayleigh du deuxième facteur de sollicitation additive atteint sa propre valeur de seuil critique.

La sous-criticité du régime d'écoulement de double-diffusion bioconvective existe indépendamment de la relation entre les diffusivités des facteurs stabilisant et déstabilisant. Cela est très différent de la double-diffusion thermosolutale où le régime sous-critique apparaît seulement quand le facteur déstabilisant diffuse plus vite que celui stabilisant.

3) La morphologie cellulaire à l'état permanent, dans les deux cas de stimuli thermiques, est très différente. Pour le cas de l'écoulement additif (échauffement par le bas), la tendance dominante est le régime multicellulaire parce que les actions convectives combinées sont plus fortes. Par contre, pour le cas de l'écoulement opposé (refroidissement ou échauffement par le haut), on a tendance à avoir une seule cellule ou deux cellules interactives quelque soit la valeur du nombre de *Péclet* (vitesse de mobilité), qu'elle soit grande ou petite.

Dans le cas d'une seule cellule, la tendance symétrique par le côté est fréquente, surtout quand un des deux nombres de *Péclet* ou de Lewis est grand, et cette cellule unique se déplace vers la paroi verticale du côté. Quand l'influence thermique augmente, soit par l'augmentation de Ra_T , soit par l'augmentation de Le , cette tendance de déplacement de la cellule convective devient plus nette.

Dans le cas de deux cellules, elles ne sont pas toujours symétriques et interagissent entre elles pour former une seule cellule dans des conditions adéquates.

CHAPITRE 6

Expériences sur le phénomène de la bioconvection gravitactique dans un montage de Hele-Shaw

6.1 Introduction

Les études expérimentales concernant la bioconvection en général, telles que déjà celles décrites dans la partie bibliographique (chapitre 1), se sont développées après la première expérience de Wager en 1911. Néanmoins, presque toutes les recherches expérimentales et les caractéristiques hydrodynamiques des micro-organismes ont été réalisées dans un milieu fluide. Aucune expérience n'a été conçue pour un milieu poreux à cause des difficultés conceptuelles et des mesures physiques.

Ce chapitre porte sur les études expérimentales de la bioconvection gravitactique réalisées dans un "milieu poreux" grâce au concept physique de l'appareil de Hele-Shaw [6], [7], [26], [82]. Les micro-organismes utilisés dans les essais sont les protozoaires *Tetrahymena pyriformis*.

Les expériences ont pour but:

- d'illustrer le phénomène de bioconvection gravitactique à certains points possibles.
- d'observer l'analogie entre le modèle théorique et la réalité à certaines limites.
- de confirmer la faisabilité du modèle de Hele-Shaw dans une analogie physique du milieu poreux.

Tetrahymena pyriformis est un type de protozoaire cilié, non pathogène, vivant dans l'eau fraîche. Son corps, généralement de 50 à 70 μm de long sur 30 μm de large, a une forme ovale caractéristique, d'où son nom (*pyriformis* = *en forme de poire* - Figures 1.1). Cette morphologie cellulaire de *Tetrahymena* peut cependant varier en fonction du milieu de culture, tel qu'un milieu vieux, appauvri ou modifié.

Dans la nature, les *Tetrahymena pyriformis* vivent dans un environnement contaminé par les bactéries. Pour les conserver artificiellement en culture pure (figure 6.1), on doit créer un milieu de culture axénique, chimiquement défini. De plus, puisqu'il est très facile de contaminer les cultures pures de *Tetrahymena* par les conditions externes, il est essentiel de les manipuler d'une façon strictement aseptique.

La température normale pour la culture de *Tetrahymena* se situe entre 25° et 28°C. La plupart des essais se déroulent de façon optimale à 28°C. Selon plusieurs auteurs, cette température et les conditions axéniques non agitées sont optimales pour obtenir une culture en phase de croissance [83]. Grâce au comportement purement gravitactique, *Tetrahymena pyriformis* devient un des micro-organismes les plus utilisés pour les essais expérimentaux de bioconvection.



Fig.6.1. La masse de *Tetrahymena pyriformis* en culture pure monte aux bords d'un milieu formé par deux lamelles (photographié par Tri Nguyen-Quang)

6.2 Écoulement dans un appareil de Hele-Shaw et loi de Darcy

6.2.1 Définition de l'appareil de Hele-Shaw

Un appareil de Hele-Shaw est constitué de deux plaques parallèles rigides en matériau transparent, bien positionnées pour créer un espace vide, mince et homogène entre chacune. Cet espace est constant sur toute la hauteur de l'appareil de Hele-Shaw qui, d'une façon générale, est beaucoup plus petite que les autres dimensions de ces deux plaques (figure 6.2a). L'appareil de Hele-Shaw apporte deux grands avantages aux expérimentateurs :

- 1) La visibilité permet d'observer facilement les indicateurs de beaucoup des processus hydrodynamiques quantifiables dans une zone de fluide. En

minimisant le volume de cette zone, on obtient une surface bien visible qui permet d'observer de près les processus qui s'y déroulent.

- 2) La deuxième fonction de l'appareil Hele-Shaw est d'être compatible avec une approximation 2D du comportement des fluides. Les couches minces (*thin films*) sont parfaitement modélisées par les équations 2D de la mécanique des fluides.

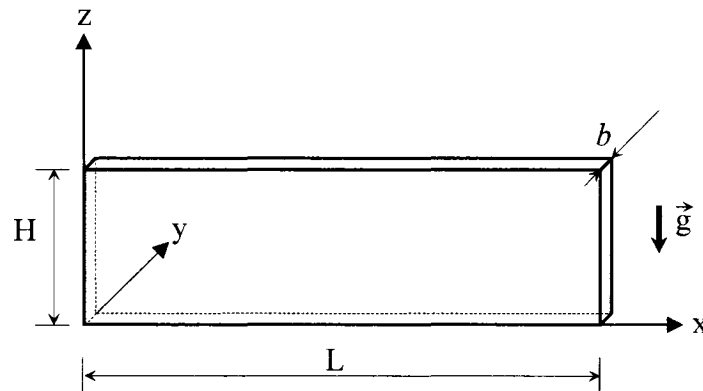


Fig.6.2a. La géométrie de l'appareil de Hele-Shaw

6.2.2 Écoulement potentiel et la loi de Darcy

Dans le cas spécifique du fluide incompressible sans force rotationnelle extérieure, nous obtenons une équation décrivant la vitesse moyenne dans un appareil de Hele-Shaw. Pour une collection des particules fluides sans puits ni sources, l'équation de continuité exige que :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\nabla(\rho \vec{V}) \quad (6.1)$$

Si le fluide est incompressible, ρ est constant et la conservation de la masse devient :

$$\nabla \vec{V} = 0$$

Alors le système est gouverné par deux équations, celle de conservation de la masse et celle de la conservation de la quantité de mouvement, connue sous le nom de l'équation de Navier-Stokes :

$$\nabla \vec{V} = 0 \quad (6.2)$$

$$\rho \frac{D\vec{V}}{Dt} = -\nabla P + \rho \vec{g} + \mu \nabla^2 \vec{V} \quad (6.3)$$

Si l'on considère un écoulement permanent du fluide dans un appareil de Hele-Shaw, c'est-à-dire en négligeant l'influence des parois, l'approximation de lubrification y est valable. Le champ de vitesse $\vec{V}$ est alors considéré comme bidimensionnel, parallèle aux plaques (plan xOy) et la pression est considérée comme indépendante de la direction transverse Oz [6]. La grande différence entre les échelles de longueur perpendiculaires et parallèles aux plaques permet d'écrire par ailleurs que $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \ll \frac{\partial}{\partial z}$.

Si l'écoulement reste permanent et laminaire, le terme d'inertie est négligeable devant le terme de viscosité dans l'équation de Navier-Stokes et on obtient finalement l'équation suivante pour la vitesse $\vec{V}$:

$$\mu \frac{\partial^2 \vec{V}}{\partial z^2} = -\nabla P \quad (6.4)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide et P est la pression régnant dans le fluide.

Cette équation (6.4) peut être résolue en tenant compte des conditions aux limites (vitesse nulle aux parois rigides) et l'expression de la vitesse devient alors :

$$\vec{V} = -\frac{b^2}{8\mu} \nabla P \left[1 - \left(\frac{2z}{b} \right)^2 \right] \quad (6.5)$$

On reconnaît le profil de vitesse classique, parabolique, dit écoulement de Poiseuille. En moyennant sur l'épaisseur de l'appareil b avec les conditions aux frontières fixes, en négligeant l'inertie et en exigeant que $b \ll H$ ou $b \ll L$, on obtient l'équation de Hele-Shaw pour la vitesse moyenne $\vec{V}$:

$$\vec{V} = -\frac{b^2}{12\mu} \nabla P \quad (6.6)$$

La vitesse moyenne $\vec{V}$ est donc dirigée en sens inverse du gradient de pression et lui est proportionnelle à une constante près. Cette loi (6.6) prend la forme de celle reconnue sous le nom de Darcy pour l'écoulement en milieu poreux (Darcy 1856) [21].

L'appareil de Hele-Shaw est donc supposé modéliser les milieux poreux où la loi de Darcy s'exprime de manière plus générale :

$$\vec{V} = -\frac{K}{\mu} \nabla P \quad (6.7)$$

K étant la perméabilité du milieu poreux considéré : pour l'écoulement de Hele-Shaw, cette perméabilité vaut donc :

$$K = \frac{b^2}{12} \quad (6.8)$$

K est connue sous le nom de '' *perméabilité de l'appareil de Hele-Shaw* ''. En vertu de (6.2) pour le fluide incompressible, la pression régnant dans l'appareil de Hele-Shaw doit obéir l'équation de Laplace :

$$\nabla^2 P = 0 \quad (6.9)$$

et le fluide se comporte comme un écoulement potentiel.

6.3 Paramètres gouvernants

Pour cette étude expérimentale, on constate qu'il existe deux groupes de paramètres de contrôle : l'un est lié à la géométrie de l'appareil Hele-Shaw et l'autre concerne les caractéristiques physio-biologiques des micro-organismes. D'une manière générale, on doit fixer les valeurs d'un groupe de paramètres et en déduire les valeurs correspondantes de l'autre.

Le nombre de Rayleigh est un paramètre principal qui est une combinaison de ces deux groupes et qui joue le rôle primordial dans l'apparition de la bioconvection. Nous avons calculé une gamme de Rayleigh critique pour différentes vitesses cellulaires de 0 à 20 (chapitre 3). Avec une géométrie donnée de l'appareil Hele-Shaw et la catégorie de micro-organismes sélectionnée pour l'expérience, en vertu de la formule (2.32) du chapitre 2 et des résultats de stabilité linéaire du chapitre 3, on peut en déterminer la concentration moyenne initiale nécessaire $\bar{n}$ pour avoir une apparition de la convection des protozoaires.

Les définitions des nombres de Rayleigh aux chapitres 2,3 peuvent être réécrites sous la forme suivante :

$$Ra^* = Ra / V_c = \frac{g\bar{n}b^2H\beta}{12\nu D_c} \quad \text{pour } V_c \geq 2 \quad (6.10)$$

où

- b est l'épaisseur entre les deux plaques de l'appareil de Hele-Shaw.
- H est la hauteur de l'appareil de Hele-Shaw.

- β , $\bar{n}$, V_c , D_c sont définis dans les chapitres 2, 3 précédents.

En utilisant le critère d'apparition de bioconvection dans un milieu poreux établi dans le chapitre 3, on a :

$$Ra^* = \frac{g\bar{n}b^2H\beta}{12\nu D_c} \geq 10.2 \quad \text{pour } V_c \geq 2 \quad (6.11)$$

donc

$$b^2H \geq \frac{122.4D_c\nu}{g\bar{n}\beta} \quad \text{pour } V_c \geq 2 \quad (6.12)$$

$$\text{Si l'on pose : } C_1 = b^2H \quad (V_c \geq 2), \text{ la constante géométrique} \quad (6.13a)$$

$$C_2 = \frac{122.4D_c\nu}{g\bar{n}\beta} \quad (V_c \geq 2) \text{ est la constante physio- biologique} \quad (6.13b)$$

alors la condition suffisante pour que la bioconvection apparaisse dans un appareil de Hele-Shaw est que la constante géométrique soit supérieure à la constante physico-biologique.

$$C_1 \geq C_2 \quad (6.14)$$

Avec un type de micro-organismes sélectionné, la constante C_2 est bien déterminée. La géométrie de l'appareil Hele-Shaw est définie selon ce critère (6.14) en respectant l'autre condition $0 < b \ll H, L$.

Nous pouvons remarquer que la formule (6.14) est toujours valable, et peu importe qu'il y ait une variation de concentration des micro-organismes, qui varie avec le temps, selon la multiplication, la prédation ou les divisions biologiques. Mais *une valeur initiale minimale de concentration* est nécessaire pour avoir l'apparition de la bioconvection dans une géométrie fixée avec un type de micro-organismes choisi.

En conclusion, *la concentration moyenne initiale* est le paramètre imposé pour une catégorie de micro-organismes choisie. La géométrie de l'appareil de Hele-Shaw est déterminée par le critère (6.14) (*l'espace b et la hauteur H*) en respectant la condition $0 < b \ll H, L$.

6.4 Matériels et méthodes pour les essais

6.4.1 Disposition de l'appareil de Hele-Shaw pour nos expériences

Le montage de l'appareil de Hele-Shaw pour nos expériences est illustré sur la figure 6.2b. On peut utiliser des espaceurs d'épaisseurs b variant de 0.1mm à 0.6mm. Les deux dimensions H et L sont calculées grâce aux données biologiques de *Tetrahymena pyriformis* dont les souches sélectionnées sont décrites dans la partie suivante et à une concentration moyenne obtenue après 18 heures d'incubation.

Un resserrement uniforme est appliqué avec des pinces métalliques aux parois, l'inférieure et celles des deux côtés verticaux, aidant ainsi à bien fixer les deux plaques en forme de sandwich. Ce système assure que l'appareil de Hele-Shaw est scellé et que l'épaisseur b entre les deux plaques est toujours constante. Le côté supérieur est laissé libre pour permettre le remplissage de la culture liquide de *T. pyriformis*. L'appareil de Hele-Shaw se positionne perpendiculairement à la longueur L de manière à ce que la force de gravité soit appliquée dans le plan 2D de l'appareil, et à s'assurer que les mouvements gravitactiques aient lieu.



Fig.6.2b. Dispositif expérimental

6.4.2 Culture et conditions d'incubation

Les protozoaires ciliés *Tetrahymena pyriformis* utilisés dans les essais sont deux souches amiconucléées; l'une est la souche GL venant de l'Institut Carlsberg de Copenhague au Danemark, et l'autre est la souche de CCAP 1630/1W provenant de "Unipath Ltd." en Grande-Bretagne. Le diamètre moyen expérimental des cellules est à peu près de 10 à 18 μm . Les souches sont cultivées dans un milieu liquide *PPYS/Solution A/Solution B* aux température et conditions de *pH* appropriées. Le milieu *PPYS* (*PP=proteose peptone* et *YS= yeast extract = extrait de levure*) selon Plessner et al. [78] et Sauvart et al. [83] est un milieu de culture axénique permettant de maintenir la phase de croissance exponentielle de *Tetrahymena pyriformis*. La combinaison de *PPYS/Solution A/Solution B* est réalisée selon une proportion 100ml/1ml/1ml, définie ci-dessous:

- *Milieu basique PPYS pour 100ml* : Proteose peptone 7.5g, et extrait de levure (Yeast extract) 7.5g.
- *Solution A*: 1g de $\text{MgSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$ + 0.25g $\text{Fe}(\text{NH}_4)_2(\text{SO}_4)_2 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ + 5mg $\text{MnCl}_2 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ + 0.5mg ZnCl_2 + 100ml d'eau désionisée.

- *Solution B* : 0.5g de $\text{CaCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ + 50mg $\text{CuCl}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ + 12.5mg $\text{FeCl}_3 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ + 100ml d'eau désionisée.

Les cultures se développent dans le milieu *PPYS* à 28°C et pH=7.2, pendant 18 heures dans un incubateur sans agitation jusqu'à la croissance exponentielle. La densité cellulaire est déterminée par une mesure au photomètre. Les cultures de protozoaires sont nécessairementensemencées une fois par jour.

6.4.3 Protocole de l'expérience

Le phénomène de bioconvection dans différents appareils de Hele-Shaw a été étudié dans une gamme variée de concentrations de micro-organismes. La première valeur de concentration est la densité obtenue après 18 heures d'incubation à une température de 28°C et à $\text{pH} = 7.2$. Les autres valeurs de concentration sont celles obtenues après centrifugation durant 3 à 5 minutes à 1000-1500 tours/minute. À chaque essai, on mesure la densité optique (optical density) *DO* par le photomètre à une valeur de longueur d'onde optique fixée, et on en déduit la densité cellulaire à partir de la courbe de relation préconstruite '' *Densité cellulaire en fonction de DO* '' à une longueur d'onde optique de *Tetrahymena pyriformis* (figure 6.3) : Cette courbe de relation est établie dans un tube d'expérience standard (100mm de long, 16 mm de diamètre extérieur et de 1.2 d'épaisseur) à une longueur d'onde optique de 535 nm.

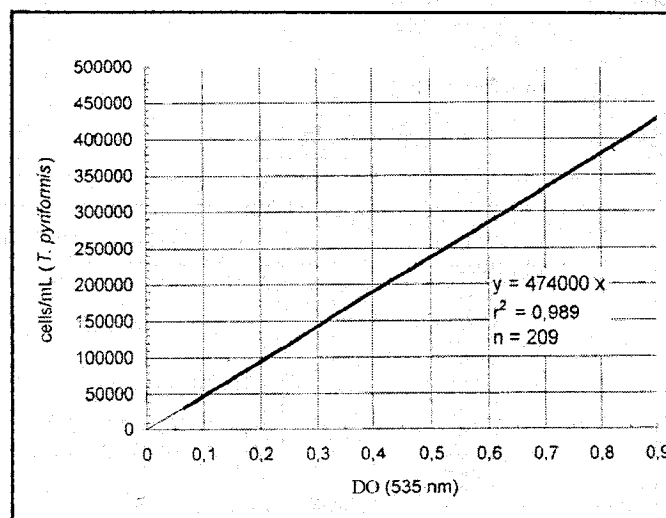


Figure 6.3 Relation entre la concentration des cellules et la densité optique DO à 535 nm pour *Tetrahymena pyriformis*, souche GL (source : Département de Biologie cellulaire – Faculté de Pharmacie – Université d'Auvergne à Clermont Ferrand – France)

6.5 Résultats et discussions

Les premiers résultats ont été obtenus en plaçant les suspensions cellulaires dans des boîtes de Pétri de diamètre de 60mm et d'épaisseur de 15mm (figure 6.4). En fait, nous avons essayé de reproduire le phénomène de bioconvection gravitactique dans ces boîtes de Pétri, observé à l'origine par Loefer et Mefferd en 1952 [58].

Les images qui suivent sont des photographies prises des plans vertical et horizontal. L'appareil numérique utilisé est le « Samsung Digimax 300 ».

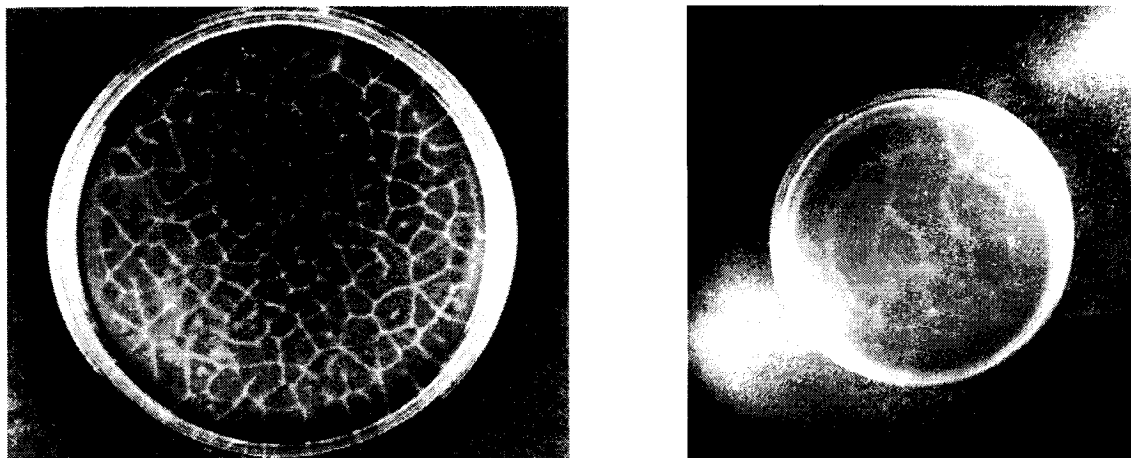


Fig.6.4. Le phénomène de bioconvection en boîte de Pétri.

Expérience de Loefer et Mefferd en 1952 (à gauche) et notre expérience (à droite).

Expérience numéro	Appareil de Hele Shaw (HxLxb cm ³)	$n_{critical}$ de la relation (6.11) cell/ml	n_{normal} après 18 heures d'incubation cell/ml	$n_{centrifugée}$ cell/ml (5 min, 1000 tours/min)	Phénomène observé
1	1.8x6.5x0.075	2.74×10^5	1.03×10^5	1.51×10^5	
2	4x15x0.075	6.1×10^5	1.5×10^5	3.08×10^5	
3	4.5x12.5x0.075	5.45×10^5	1.0×10^5	2.50×10^5	
4	7.6x8x0.075	3.2×10^5	1.5×10^5	3.08×10^5	
5	9.5x6.2x0.075	2.58×10^5	9.0×10^4	1.35×10^5	
6	16x11x0.05	3.45×10^5	5.3×10^4	1.24×10^5	
7	18.5x11x0.04	4.6×10^5	1.0×10^5	2.50×10^5	
8	18.5x11x0.04	4.66×10^5	9.0×10^4	1.50×10^5	
9	18.5x11x0.04	4.66×10^5	1.5×10^5	3.08×10^5	
10	20x11x0.03	7.66×10^5	5.3×10^4	1.24×10^5	
11	20x11x0.03	7.66×10^5	9.0×10^4	1.35×10^5	

Tableau 6.1. Résultats aux différents types d'appareils de Hele-Shaw

Le tableau 6.1 donne quelques résultats obtenus lors de différents essais dans les appareils de Hele-Shaw. Dans ce tableau, l'indication (- -) désigne le fait de ne pas avoir de patron, (+++) désigne une apparition très nette, (++) une apparition moyennement nette et (+) une apparition faible du patron. La lettre *P* indique un état avec apparition des panaches de bioconvection et la lettre *M* exprime un état de mouvements alternés.

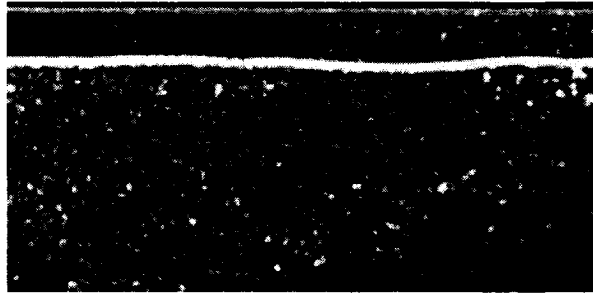


Fig.6.5. Etat initial homogène

La figure 6.5 nous a montré un état initial homogène créé comme dans le modèle physique mathématique. Cet état est réalisé par le remplissage initial, c'est-à-dire au moment $t=0$.

La figure 6.6 présente un état qui décrit " *l'état de diffusion* " selon le modèle mathématique. Partant de $t = 0$, cet état est établi après un laps de temps allant à peu près de *30 minutes à trois heures*, avec une valeur de concentration qui n'est pas encore suffisante pour créer la convection. La gamme des valeurs de concentration qu'on obtient à travers de nos expériences pour l'établissement de cet état est de l'ordre de 5.10^4 à 1.10^5 cells/ml, dépendant certainement de la dimension de l'appareil de Hele-Shaw.

En fait, le vrai profil mathématique de cet état de diffusion devrait être exponentiel en fonction de la vitesse de mobilité V_c selon le modèle d'étude. Néanmoins, on ne peut pas illustrer cette éventuelle exponentialité.

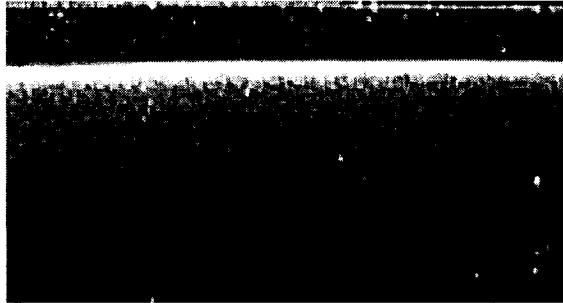


Fig.6.6. Etat de diffusion

Quand la concentration des micro-organismes dépasse la gamme des valeurs mentionnée ci-dessus, on constate que l'état uniforme de diffusion n'existe plus et l'écoulement se transite à un autre état non diffusif.

La figure 6.7a désigne un état intermédiaire non diffusif des *Tetrahymena pyriformis*. Cet état est obtenu de 2 à 5 minutes après le remplissage de la concentration initiale homogène avec une valeur de $DO = 0.127$ (i.e $n = 1.27 \cdot 10^5 \text{ cells/ml}$) (la dimension de l'appareil de Hele-Shaw est de même type que l'expérience numéro 1 dans le tableau 6.1).

A travers nos expériences, on observe que les états intermédiaires non diffusifs s'opèrent assez vite si la concentration porte une valeur suffisamment grande (c'est-à-dire supérieure au seuil critique). Le temps nécessaire pour l'apparition des états intermédiaires est de l'ordre de 1 à 11 minutes après le remplissage.

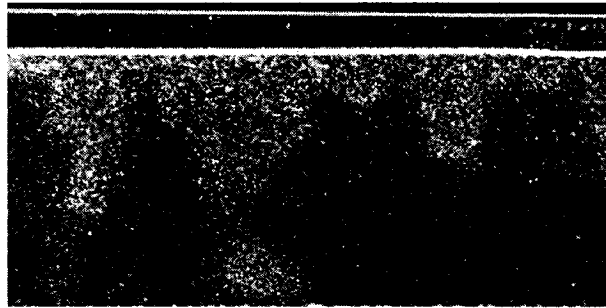


Fig.6.7a. Etat intermédiaire lorsque la convection s'opère

Pour l'état s'appelant "*état permanent*" d'après le modèle mathématique, deux régimes distincts apparaissent de façon constante selon nos expériences.

- 1) Dans le premier état, il existe plusieurs petits panaches assez homogènes. Ces panaches sont très similaires à ceux obtenus par les chercheurs japonais avec *Tetrahymena thermophila* [1], dans le cas sans effets électriques. À l'état permanent stationnaire, il est remarquable de noter que *ces panaches gardent la même taille et persistent ainsi dans tous les cas* (figure 6.7b). Le temps pour que s'établisse cet état permanent stationnaire est de l'ordre de *30 minutes à 2 heures* selon les cas.
- 2) Le deuxième état, nommé "*M*" pour indiquer "*Mouvement alterné*" dans le tableau, présente un aspect très spécifique des panaches bioconvectifs. Dans cet état, on observe des taches nuageuses de panaches de *Tetrahymena* qui se déplacent collectivement de gauche à droite. Ces taches nuageuses se divisent et se regroupent sans cesse en se déplaçant et sans avoir une forme et une position stables. Ces mouvements se produisent jusqu'à ce que les cellules protozoaires meurent (figure 6.8). On considère donc cet état comme *un régime instationnaire dépendant du temps* qui arrive lorsque la densité cellulaire des micro-organismes est plus grande que celle de l'état *P*. Il est observable après la centrifugation.

L'ordre de grandeur de temps pour que le régime d'écoulement atteigne cet état instationnaire est de l'ordre de *15 à 30 minutes* selon les cas.

Le phénomène des mouvements alternés illustré sur la figure 6.8, correspondant à l'expérience numéro 4 dans le tableau 6.1, est observé lorsque la concentration des micro-organismes a pour valeur de $3.08.10^5 \text{ cells/ml}$, obtenue après la centrifugation. Cela est équivalent à un nombre de Rayleigh de l'ordre de **938** calculé selon la formule (2.32) du chapitre 2.

En réalisant l'expérience numéro 4 dans le tableau 6.1, on constate que le régime instationnaire peut apparaître pour une concentration allant de $2.29.10^5 \text{ cells/ml}$ à $2.45.10^5 \text{ cells/ml}$. Plus précisément, le seuil critique sous forme de nombre de Rayleigh Ra selon (2.32) pour la transition à l'état instationnaire des mouvements alternés et pour cette dimension du montage de Hele-Shaw, est de l'ordre de **700 à 750**, soit un nombre de Rayleigh renormalisé Ra^* selon (6.11) est de l'ordre de **7.3 à 7.83** (pour une vitesse de mobilité adimensionnelle de l'ordre de **95.67**). On note également que ce seuil critique expérimental pour le passage à l'état instationnaire changera à chaque type d'appareil puisqu'il dépend de sa largeur L .

Ce deuxième type de convection en mouvement alterné peut s'expliquer selon nos observations par le fait que les micro-organismes présents en grand nombre n'ont provisoirement pas assez d'espace en se déplaçant verticalement vers la surface libre et se regroupent ou se dispersent donc automatiquement en masse, en essayant de trouver un autre chemin pour continuer à se déplacer verticalement. La convection est ainsi créée sur place, elle continue à se développer jusqu'à ce que les *Tetrahymena* montent complètement à la surface supérieure. Cela peut donner deux solutions : soit la convection induit des petits panaches stables comme précédemment (figure 6.7b) si la concentration des micro-organismes n'est pas très loin de la valeur de seuil, soit la

convection continue à apparaître sous forme des mouvements alternés en masse à l'état permanent si la concentration est grande.

Il faut noter que les cultures des protozoaires utilisées pour les expériences sont des cultures jeunes de sorte que la croissance des cellules est parfaitement en phase exponentielle, et non pas à la phase stationnaire. Ceci est complètement différent par rapport aux expériences sur *Bacillus subtilis* où les auteurs ont attendu la phase de croissance stationnaire pour réaliser leurs essais [32, 42]. Le fait d'avoir une culture jeune permet d'assurer un bon état de mouvement des protozoaires, mais en réalité, ceci n'est pas toujours le cas.

Le schéma conceptuel affirmant que la convection apparaît quand la concentration de la couche supérieure atteint une certaine valeur critique semble adéquat pour les hauteurs locales puisque les expériences nous ont montré que la bioconvection peut se développer à différents niveaux dans les zones du milieu de la cavité.

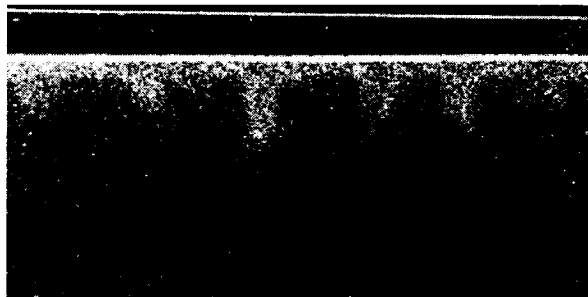


Fig.6.7b. Etat permanent des panaches

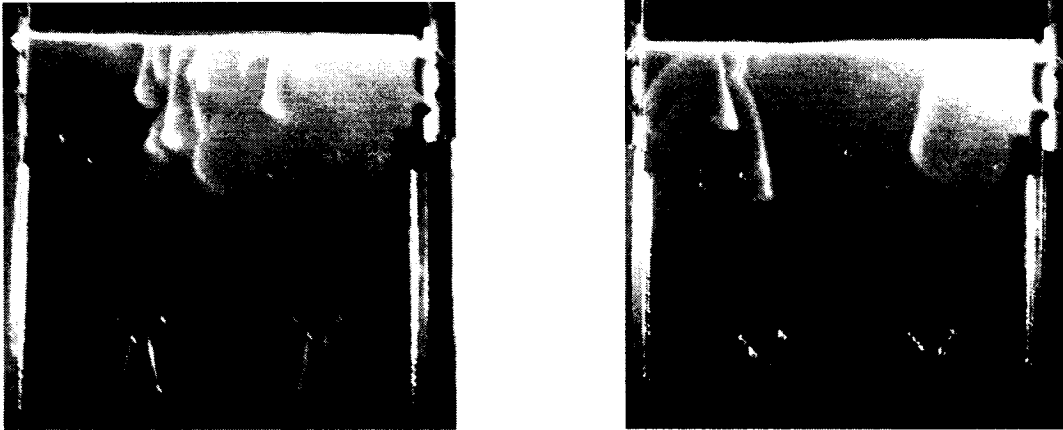


Fig.6.8. Régime *instationnaire* des panaches – état en mouvement

En ce qui concerne la grande différence entre les nombres de Rayleigh calculés et mesurés présentés dans le tableau 6.1, elle peut s'expliquer par une erreur sur la mesure de la concentration durant l'expérimentation, l'erreur venant de l'exactitude physique des paramètres D_c et V_c ou encore d'une erreur venant de ces deux sources précédemment citées.

6.6 Conclusions

Cette étude expérimentale a été réalisée dans une série d'appareils de Hele-Shaw afin de visualiser les mouvements des *T. pyriformis* dans un milieu poreux selon le modèle physique de Hele-Shaw. Elle a eu pour but d'estimer qualitativement le phénomène de bioconvection gravitactique en illustrant les patrons possibles, d'observer l'analogie entre le modèle théorique et la réalité expérimentale, et de confirmer la faisabilité du modèle de Hele-Shaw dans une analogie physique du milieu poreux. Malgré notre forte volonté d'évaluer quantitativement les mouvements, les résultats restent préliminaires et très différents de ceux obtenus par la théorie (tableau 6.1). Ils doivent être validés si on veut faire une étude comparative avec ceux de la théorie de la stabilité. Cela semble très

difficile, faute de valeurs exactes des deux paramètres physiques D_c et V_c qui ne sont pas faciles à mesurer en réalité.

Ce seuil critique expérimental pour l'état de transition instationnaire dépend des trois dimensions l'appareil de Hele-Shaw utilisé pour l'expérience. Dans un appareil de Hele-Shaw de dimension fixée ($H \times b = 7.6 \times 0.075 \text{ cm}$), il semble apparaître à partir d'une concentration de $2.29.10^5 \text{ cells/ml}$ à $2.45.10^5 \text{ cells/ml}$. Sous forme de nombre de Rayleigh Ra , ce seuil est de l'ordre de $= 700 \text{ à } 750$, soit un nombre de Rayleigh renormalisé Ra^* est de l'ordre de $7.3 \text{ à } 7.83$ (pour une vitesse de mobilité adimensionnelle de l'ordre de 95.67). Cet état de mouvements alternés des panaches en phase de convection instationnaire est très spécifique, et aura besoin d'études plus approfondies dans le futur.

CONCLUSION GENERALE

Le travail effectué dans cette thèse nous a permis de mieux comprendre le phénomène de la bioconvection des micro-organismes gravitactiques dans un milieu poreux et la façon dont ils réagissent sous les effets de la double-diffusion. La configuration du milieu d'étude est une cavité poreuse saturée bidimensionnelle, rectangulaire, horizontale, remplie par un fluide newtonien, positionnée dans le champ de gravité.

Les résultats obtenus sont résumés ci-dessous :

Bioconvection gravitactique pure

Analogie avec la thermoconvection

L'analogie entre la convection thermique de Rayleigh-Bénard et la bioconvection gravitactique (gravitaxie ou géotaxie négative) a été soulignée par plusieurs auteurs [10, 19, 25, 35, 57, 77] .

- Nous avons prouvé que lorsque la vitesse des micro-organismes V_c est inférieure à 1, le système de bioconvection gravitactique est analogue au système de thermoconvection soumis à un flux de chaleur constant. Lorsque la vitesse de mobilité V_c tend vers zéro, l'analogie est évidente.
- Quand la vitesse des micro-organismes V_c est supérieure à 1, le mécanisme du système de bioconvection gravitactique est très similaire à la convection thermique sous l'effet d'un écoulement transversal. Ce problème, à notre connaissance, n'est pas encore bien étudié.

Echelles de longueurs caractéristiques

Nous avons pu montrer que le problème de bioconvection gravitactique, en fonction de la vitesse de mobilité (nombre de Péclet), peut se diviser en deux zones d'études distinctes: $V_c \leq 1$ et $V_c \geq 2$.

- La normalisation basée sur l'échelle de longueur globale H (hauteur de la cavité) est appropriée pour les vitesses de mobilité $V_c \leq 1$, puisque le système obtenu est analogue au système de thermoconvection de Rayleigh-Bénard avec conditions aux limites de flux de chaleur constant. Cette normalisation est utilisée dans la plupart des recherches en bioconvection.
- L'échelle de longueur locale D/V_c est plus représentative pour les vitesses de mobilité $V_c \geq 2$. Cette échelle permet de réduire le nombre de paramètres gouvernant le problème de stabilité. Par conséquent, on obtient une seule courbe de stabilité pour les cas de vitesse $V_c \geq 2$. Autrement dit, le nombre de Rayleigh critique basé sur cette échelle est indépendant de la vitesse V_c .

Seuils de stabilité linéaire

- Pour $V_c \leq 1$, le nombre de Rayleigh critique et la longueur d'ondes critique du premier mode peuvent être approximés par les relations linéaires suivantes (*précision de l'ordre de 5%*) :

$$Ra_{cr} = 12 + 2V_c$$

$$k_{cr} = 0.9V_c^{1/2}$$

Notons que nous retrouvons le nombre de Rayleigh critique de 12 quand la vitesse de mobilité V_c tend vers zéro.

- Pour les vitesses de natation $V_c \geq 2$ en se basant sur l'échelle de longueur locale $h = D_c/V_c$, la stabilité peut être représentée par une seule *courbe universelle de stabilité*. Nous obtenons en premier mode :

$$Ra_{cr}^* = 10.2$$

$$k_{cr}^* = 0.7$$

Régimes d'écoulement

- Pour les cas où $V_c \ll 1$, le régime d'écoulement de la bioconvection est *supercritique* comme dans la convection thermique de Bénard.
- Pour les cas où $V_c \geq 2$, le régime de stabilité de la bioconvection gravitactique devient *sous-critique*. Les lignes d'isoconcentration et de courant dans la bioconvection gravitactique sont alors fortement déformées juste après le seuil critique prédit par la stabilité linéaire.
- La sous-criticité augmente avec la vitesse V_c .

Morphologie cellulaire

- Dans une cavité de longueur géométrique égale à une demie longueur d'onde critique $F=L_{cr}/2$, l'état permanent de la bioconvection est unicellulaire, indépendante de la vitesse de mobilité et des conditions de longueur d'ondes et d'amplitude des perturbations initialement appliquées. Cela correspond aux résultats prédits par la théorie de la stabilité. Néanmoins, le taux de croissance et le temps de convergence pour la

simulation sont influencés par ces conditions initiales de longueur d'ondes et d'amplitude de perturbation.

- Dans le cas de vitesse de mobilité V_c inférieure à 1, le phénomène convectif ainsi que la morphologie de la cellule à l'état permanent sont très similaires à ceux du problème de Rayleigh-Bénard dans le cas d'une cavité chauffée par le bas par un flux de chaleur constant. La simulation a bien confirmé cette similarité prédite par la stabilité linéaire. Le cas de limite $V_c = 1$ nécessitera d'une étude plus approfondie dans l'avenir.
- Dans une cavité de longueur $F > L_{cr}$, lorsque la vitesse de mobilité $V_c \geq 2$, la morphologie des cellules bioconvectives à l'état permanent dépend fortement des conditions initiales de longueur d'ondes appliquées au milieu considéré. En particulier, pour les nombres de Rayleigh proches du seuil critique, la morphologie cellulaire à l'état permanent prédit par la stabilité linéaire peut apparaître temporairement. Cet état « pseudo-permanent » peut persister très longtemps avant de se transformer brusquement et d'évoluer vers un état soit unicellulaire soit bicellulaire dépendamment des conditions de longueur d'ondes initiales.

Taux de croissance

- Pour un nombre de Rayleigh plus grand que la valeur critique Ra_{cr} , il existe une gamme de nombre d'ondes pour laquelle le système devient instable. Le taux de croissance atteint une valeur maximale σ_M à un nombre d'ondes k_M *qui est toujours plus grand que le nombre d'onde critique*. Ces résultats sont obtenus avec des perturbations infinitésimales. Autrement dit, ils sont valides seulement au début du développement convectif. Les évolutions postérieures de l'écoulement et de la concentration cellulaire des micro-organismes sont déterminées par les interactions non linéaires et doivent être étudiées par une solution complète du système des équations gouvernantes.

Effets de double diffusion sur la bioconvection gravitactique

- Les stratifications thermiques peuvent stabiliser ou déstabiliser, accélérer ou diminuer l'intensité de la bioconvection.
- La bioconvection à double diffusivité peut engendrer un régime d'écoulement sous-critique. Cette sous-criticité du régime d'écoulement est apparue pour les deux types de conditions aux limites de Neuman ou de Dirichlet.
- La sous-criticité s'aggrave quand les écoulements stratifiés sont opposés et s'affaiblit quand les stratifications sont additives, et peut même disparaître.
- La sous-criticité du régime d'écoulement de double-diffusion bioconvective existe indépendamment du nombre de Lewis. Cela est très différent de la double-diffusion thermosolutale où le régime sous-critique apparaît seulement quand le facteur déstabilisant diffuse plus vite que celui stabilisant.
- Les morphologies cellulaires à l'état permanent de la bioconvection gravitactique dans les deux cas de sollicitations thermiques sont très différentes. Pour le cas de l'écoulement additif (échauffement par le bas), la tendance dominante est le régime multicellulaire.
- En revanche, pour le cas de l'écoulement opposé (refroidissement ou échauffement par le haut), on a tendance à avoir *une seule cellule* ou *deux cellules*.

Expériences sur les mouvements gravitactiques dans le montage de Hele-Shaw

Il s'agit de deux états de convection qui apparaissent à travers nos expériences dans les appareils de Hele-Shaw.

- Dans le premier état, il existe plusieurs petits panaches assez homogènes quand les concentrations des micro-organismes sont proches ou un peu plus grandes que celle obtenue après 18 heures d'incubation. Ces panaches restent de mêmes tailles et ne se développent pas à l'état permanent stationnaire.
- Le deuxième état présente un aspect très spécifique des panaches bioconvectifs : *l'état instationnaire dépendant du temps*. Il s'agit des mouvements alternés interminables de panaches qui se déplacent collectivement. Ces panaches se divisent et se regroupent sans cesse en se déplaçant sans avoir une forme et une position stables. Cet état est atteint quand la concentration des micro-organismes est grande, surtout lorsqu'elle est obtenue après la centrifugation. Dans ce deuxième état, la bioconvection peut donc se développer à différents niveaux au milieu de l'appareil de Hele-Shaw.
- Le seuil critique pour l'état de transition instationnaire dépend des dimensions de chaque type d'appareil de Hele-Shaw utilisé pour l'expérience.

Recommandations

La bioconvection gravitactique est un sujet relativement neuf et exigera des recherches plus approfondies dans l'avenir, notamment :

1. Étude des cas de vitesse de mobilité V_c ayant une gamme de valeurs comprise entre 1 et 2.
2. Étude des comportements des micro-organismes gravitactiques ayant une diffusivité anisotrope.
3. Etude exhaustive de la double-diffusion en bioconvection en présence de deux micro-organismes gravitactiques possédant des vitesses de mobilité ou des diffusivités différentes.
4. Etude expérimentale du régime de convection *instationnaire* via les appareils de Hele-Shaw.

Les perspectives d'application

Les études théoriques, expérimentales et certains résultats que nous avons obtenus permettront aussi d'orienter les possibilités de recherche vers diverses applications.

- Dans le domaine de toxicité : effets de certaines toxines sur les comportements bioconvectifs des micro-organismes gravitactiques tels que *Tetrahymena pyriformis* ou *Chlamydomonas reinhardtii*, afin de proposer des critères physiques de toxicité pour l'environnement.

Ces deux familles de micro-organismes sont très sensibles à la toxicité, par exemple à celle de type de *Pentachlorophénol* (PCP) ou de *Cadmium* (Cd) [3],[71],[83]. La présence de ces deux facteurs influence fortement le phénomène de bioconvection créée par *Tetrahymena* ou *Chlamydomonas* : plus la proportion massique de PCP ou de Cd augmente dans le milieu, plus le phénomène de bioconvection a tendance à disparaître [3]. Cela permettra de définir une concentration critique des toxines dans les milieux.

- Dans le domaine de la médecine, on peut citer la reproduction humaine et animale à travers les études bioconvectives de *spermatozoïdes* [14, 80]. Comme on l'a précédemment abordé, les mouvements en masse des micro-organismes, y compris les *spermatozoïdes*, provoquent des patrons très spécifiques. Mais nos résultats ont montré que ces patrons ont lieu seulement quand la concentration (densité massique) des micro-organismes considérés atteint une certaine valeur appelée critique. La majorité des micro-organismes sont générés par la division asexuée, sauf les *spermatozoïdes* qui ne sont pas capables de se multiplier pour que leur concentration massique atteigne la valeur critique nécessaire.
- Dans le domaine géophysique, notons les applications sur la prédiction des créations de bio-films, des marées de bio-organismes dans l'océan.

REFERENCES

- [1] **Akitoshi, I., and T. Hideki.** 2001. *Control of Bioconvection and its mechanical application*. Presented at the IEEE/ASME International Conference on Advanced Intelligent Mechatronics, Como, Italy. , 8-12 July.
- [2] **Alloui, Z., T. H. Nguyen, and E. Bilgen.** 2005. Bioconvection of gravitactic microorganisms in a vertical cylinder. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **32**:739-747.
- [3] **Assar, H.** 1988. Effect of Cadmium, pentachlorophenol and light on bioconvection patterns in *Chlamydomonas reinhardtii* - Master Thesis. Master. Department of Biology - University of Montreal.
- [4] **Bahloul, A., T. Nguyen-Quang, and T.-H. Nguyen.** 2005. Bioconvection of gravitactic microorganisms in a fluid layer. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **32**:64-71.
- [5] **Bamdad, M.** 1991. Étude de la toxicité de la nigéricine, antibiotique polyéther carboxylique, en relation avec ses propriétés ionophores, sur le protozoaire cilié *Tétrahymena pyriformis* - Thèse de Doctorat. Université Blaise Pascal, Clermont Ferrand, France.
- [6] **Batchelor, G. K.** 1967. *An introduction to Fluid Dynamics*. Cambridge University Press.
- [7] **Bear, J.** 1972. *Dynamics of fluids in porous media*. Dovers.

- [8] **Bees, M. A., and N. A. Hill.** 1998. Linear bioconvection in a suspension of randomly swimming, gyrotactic micro-organisms. *Physics of Fluids* **10**:1864-1881.
- [9] **Bories, S.** 1970. Sur les mécanismes fondamentaux de la convection naturelle en milieu poreux. *Rev. Gen. Therm.* **9**:1377-1401.
- [10] **Childress, S., M. Levandowsky, and E. A. Spiegel.** 1975. Pattern formation in a suspension of swimming micro- organisms: equation and stability theory. *Journal of Fluid Mechanics* **63**:591.
- [11] **Childress, S., and R. Peyret.** 1976. A numerical study of two-dimensional convection by motile particles. *Journal de Mecanique* **15**:753.
- [12] **Cloupeau, M., and S. Klarsfeld.** 1970. Rep. Laboratoire d'aérothermique.
- [13] **Combarnous, M.** 1970. Convection naturelle et convection mixte dans une couche poreuse horizontale. *Rev. Gen. Therm.* **9**:1355-1375.
- [14] **Cosson, J., P. Huitorel, and C. Gagnon.** 2003. How Spermatozoa come to be confined to surfaces. *Cell Motility and the Cytoskeleton* **54**:56-63.
- [15] **Czirok, A., I. M. Janosi, and J. O. Kessler.** 2000. Bioconvective dynamics dependence on organism behaviour. *Journal of Experimental Biology* **203**:3345-3355.
- [16] **Darcy, H. P.** 1856. *Les fontaines publiques de la ville de Dijon.* Vector Dalmont, Paris.
- [17] **Dillon, R., L. Fauci, and D. Gaver.** 1995. A microscale model of bacterial swimming, chemotaxis and substrate transport. *Journal of Theoretical Biology* **177**:325.

- [18] **Eisenbach, M.** 2001. Bacterial Chemotaxis. Encyclopedia of Life Sciences:1-14.
- [19] **Fujita Shin-ichi, W. M.** 1986. Transition from periodic to non-periodic oscillation observed in a mathematical model of bioconvection by motile micro-organisms. *Physica D: Nonlinear Phenomena* **20**:435.
- [20] **Ghorai, S., and N. A. Hill.** 2002. Axisymmetric bioconvection in a cylinder. *Journal of Theoretical Biology* **219**:137-153.
- [21] **Ghorai, S., and N. A. Hill.** 1999. Development and stability of gyrotactic plumes in bioconvection. *Journal of Fluid Mechanics* **400**:1-32.
- [22] **Ghorai, S., and N. A. Hill.** 2005. Penetrative phototactic bioconvection. *Physics of Fluids* **17**:074101.
- [23] **Ghorai, S., and N. A. Hill.** 2000. Periodic arrays of gyrotactic plumes in bioconvection. *Physics of Fluids* **12**:5-22.
- [24] **Ghorai, S., and N. A. Hill.** 2000. Wavelengths of gyrotactic plumes in bioconvection. *Bulletin of Mathematical Biology* **62**:429-451.
- [25] **Harashima, A., M. Watanabe, and I. Fujishiro.** 1988. Evolution of bioconvection patterns in a culture of motile flagellates. *Physic of Fluids* **31**:764.
- [26] **Hele-Shaw, H. J. S.** 1898. On the motion of a viscous fluid between two parallel plates. *Nature* **58**:34-36.
- [27] **Hellung-Larsen, P.** 1988. Parameters affecting the maximum cell concentration of Tetrahymena. *In* S. communication (ed.), *Experientia*, vol. 44. Birkhäuser Verlag, CH-4010 Basel, Switzerland.

- [28] **Hill, N. A., and D. P. Hader.** 1997. A biased random walk model for the trajectories of swimming micro-organisms. *Journal of Theoretical Biology* **186**:503-527.
- [29] **Hill, N. A., and T. J. Pedley.** 2005. Bioconvection. *Fluid Dynamics Research* **37**:1-20.
- [30] **Hopkins, M. M., and L. J. Fauci.** 2002. A computational model of the collective fluid dynamics of motile micro-organisms. *Journal of Fluid Mechanics* **455**:149-174.
- [31] **Horton, C. W., and F. T. Rogers.** 1945. Convection currents in porous medium. *J. Appl. Phys.* **16**:367.
- [32] **Janosi, I. M., J. O. Kessler, and V. K. Horvath.** 1998. Onset of bioconvection in suspensions of *Bacillus subtilis*. *Physical Review E. Statistical Physics, Plasmas, Fluids, and Related Interdisciplinary Topics* **58**:4793.
- [33] **Jones, M. S., L. Le Baron, and T. J. Pedley.** 1994. Biflagellate gyrotaxis in a shear flow. *Journal of Fluid Mechanics* **281**:137-158.
- [34] **Katto, Y., and T. Masuoka.** 1967. Criterion for the onset of convective flow in a fluid in a porous medium. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **10**:297-309.
- [35] **Keller, E. F., and L. A. Segel.** 1970. Initiation of slime mold aggregation viewed as an instability. *Journal of Theoretical Biology* **26**:399-415.
- [36] **Kessler, J. O.** 1985. Co-operative and concentrative phenomena of swimming micro-organisms. *Contemp. Phys.* **10**:202-210.

- [37] **Kessler, J. O.** 1996. Consumption, supply, and transport: Self-organization without direct communication. *Mathematics and Computers in Simulation* **40**:359-370.
- [38] **Kessler, J. O.** 1985. Hydrodynamic focusing of motile algal cells. *Nature* **313**:218.
- [39] **Kessler, J. O.** 1986. Individual and collective fluid dynamics of swimming cells. *Journal of Fluid Mechanics* **173**:191-205.
- [40] **Kessler, J. O.** 1989. Path and Pattern - the mutual dynamics of swimming cells and their environment. *Comments Theor.Bio.* **1**:85-108.
- [41] **Kessler, J. O., and N. A. Hill.** 1997. Complementary of physics, biology and geometry in the dynamics of swimming micro-organisms., p. 325-340. *In* J. H. H. Flyvbjerg, M.H. Jensen and K. Sneppen (ed.), *Physics of Biological Systems*. Springer-Verlag.
- [42] **Kessler, J. O., and M. F. Wojciechowski.** 1997. Collective Behavior and dynamics of Swimming Bacteria, p. 417-450. *In* Shapiro James A. and D. Martin (ed.), *Bacteria as Multicellular Organisms*. Oxford University Press 1997.
- [43] **Kimura, S., M. Vynnycky, and F. Alavyoon.** 1995. Unicellular natural circulation in a shallow horizontal porous layer heated from below by a constant flux. *Journal of Fluid Mechanics* **294**:231-257.
- [44] **Koschmieder, E. L.** 1993. Bénard cells and Taylor vorticities. Cambridge University Press.
- [45] **Kowalevski, U., Braeucker R., and H. Machemer.** 1998. Responses of *Tetrahymena pyriformis* to the natural gravity vector. *Microgravity Sci.Tech*:167-172.

- [46] **Kramhøft, B., and Lambert I. H.** 1997. Taurine transport systems in the ciliate protozoan *Tetrahymena pyriformis*. *Amino Acids* **12**: 57-75.
- [47] **Kuznetsov, A. V.** 2005. Investigation of the onset of thermo-bioconvection in a suspension of oxytactic microorganisms in a shallow fluid layer heated from below. *Theoretical and Computational Fluid Dynamics* **19**:287-299.
- [48] **Kuznetsov, A. V.** 2006. The onset of thermo-bioconvection in a shallow fluid saturated porous layer heated from below in a suspension of oxytactic microorganisms. *European Journal of Mechanics, B/Fluids* **25**:223-233.
- [49] **Kuznetsov, A. V.** 2005. Thermo-bioconvection in a suspension of oxytactic bacteria. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **32**:991-999.
- [50] **Kuznetsov, A. V., and A. A. Avramenko.** 2002. A 2D analysis of stability of bioconvection in a fluid saturated porous medium - Estimation of the critical permeability value. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **29**:175-184.
- [51] **Kuznetsov, A. V., and A. A. Avramenko.** 2003. Analysis of stability of bioconvection of motile oxytactic bacteria in a horizontal fluid saturated porous layer. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **30**:593-602.
- [52] **Kuznetsov, A. V., and A. A. Avramenko.** 2002. *Stability of bioconvection in suspensions of gyrotactic microorganisms in porous media*, New Orleans, LA, United States.
- [53] **Kuznetsov, A. V., A. A. Avramenko, and P. Geng.** 2003. A similarity solution for a falling plume in bioconvection of oxytactic bacteria in a porous medium. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **30**:37-46.
- [54] **Kuznetsov, A. V., and N. Jiang.** 2001. A model of bioconvection of a dilute suspension of gravitactic microorganisms in an isotropic porous medium, p. 1-8,

American Society of Mechanical Engineers, vol. 370, New York, NY 10016-5990, United States.

- [55] **Kuznetsov, A. V., and N. Jiang.** 2001. Numerical investigation of bioconvection of gravitactic microorganisms in an isotropic porous medium. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **28**:877-886.
- [56] **Lapwood, E. R.** 1948. Convection of a fluid in a porous media. *Proc. Cambridge. Phil. Soc* **44**:508-521.
- [57] **Levandowsky, M., Childress W. S., Spiegel E. A., and Huthner S.H.** 1975. A mathematical model of pattern formation by swimming micro-organisms. *J.Protozool.* **22**:296.
- [58] **Loefer, J. B., and R. B. J. Mefferd.** 1952. Concerning pattern formation by free swimming microorganisms. *Am.Nat.* **86**:325-329.
- [59] **Mahidjiba, A., M. Mamou, and P. Vasseur.** 2000. Onset of double-diffusive convection in a rectangular porous cavity subject to mixed boundary conditions. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **43**:1510-1522.
- [60] **Mamou, M.** 2003. Stability analysis of the perturbed rest state and of the finite amplitude steady double- diffusive convection in a shallow porous enclosure. *International Journal of Heat and Mass Transfer* **46**:2263-2277.
- [61] **Mogami, Y., A. Yamane, A. Gino, and S. A. Baba.** 2004. Bioconvective pattern formation of Tetrahymena under altered gravity. *J. of Experimental Biology* **207**:3349-3359.
- [62] **Nguyen-Quang, T., A. Bahloul, and T. H. Nguyen.** 2005. Stability of gravitactic micro-organisms in a fluid-saturated porous medium. *International Communications in Heat and Mass Transfer* **32**:54-63.

- [63] **Nguyen-Quang, T., T. H. Nguyen, G. LePalec, and Z. Alloui.** 2006. *Thermo-effects on the gravitactic bioconvection in a fluid saturated porous cavity.* Presented at the Third International Conference on Applications of Porous Media- 3ICAPM, Marrakech, Morocco.
- [64] **Nguyen-Quang, T., T. H. Nguyen, G. LePalec, and P. Bournot.** *Onset of Bioconvection in a rectangular cavity.* 2005. Presented at the Journées Internationales de la Thermique (Actes des 12e JITH) Tanger (Morocco).
- [65] **Nguyen, T. H., G. LePalec, T. Nguyen-Quang, and A. Bahloul.** *Bioconvection: spontaneous pattern formation of micro-organisms in porous medium.* 2004. Presented at the International Conference on Porous Media and Applications - ICAPM, Évora, Portugal, 24-27 May.
- [66] **Nield, D. A.** 1968. Onset of thermohaline convection in a porous medium. *Water Resources Research* **4**:553-560.
- [67] **Nield, D. A., and A. Bejan.** 1999. *Convection in Porous Media*, 2nd ed. Springer New York.
- [68] **Nield, D. A., A. V. Kuznetsov, and A. A. Avramenko.** 2004. The onset of bioconvection in a horizontal porous-medium layer. *Transport in Porous Media* **54**:335-344.
- [69] **Noever, D. A., R. J. Cronise, H. C. Matsos, and V. I. Nikora.** 1995. Bioconvective percolation on an incomplete Voronoi grid. *Journal of Physics A: Mathematical and General* **28**:115.
- [70] **Noever, D. A., H. C. Matsos, and R. J. Cronise.** 1994. Bioconvection patterns, topological phase transitions and evidence of self-organized critical states. *Physics Letters - Section A* **194**:295-300.

- [71] **Noever, D. A., H. C. Matsos, and L. L. Looger.** 1992. Bioconvective indicators in Tetrahymena: Nickel and copper protection from cadmium poisoning. *Journal of Environmental Science and Health, Part A: Environmental Science and Engineering* **27**:403-417.
- [72] **Pedley, T. J.** 1995. Presented at the Biological flows. Incorporated selected papers from the Second World Congress of Biomechanics, Amsterdam, Netherlands, July 10-15, 1994.
- [73] **Pedley, T. J., N. A. Hill, and J. O. Kessler.** 1988. The growth of bioconvection patterns in a uniform suspension of gyrotactic micro-organisms. *Journal of Fluid Mechanics* **195**:223-238.
- [74] **Pedley, T. J., and J. O. Kessler.** 1992. Bioconvection. *Science Progress* **76**:105-125.
- [75] **Pedley, T. J., and J. O. Kessler.** 1992. Hydrodynamic phenomena in suspensions of swimming micro-organisms. *Ann.Rev.Fluid Mech.* **24**:315.
- [76] **Platt, J. R.** 1961. Bioconvection patterns in cultures of free-swimming organisms. *Science* **133**:1766.
- [77] **Plesset, M. S., and H. Winet.** 1974. Bioconvection patterns in swimming micro-organism cultures as an example of Rayleigh-Taylor instability. *Nature* **248**:441-443.
- [78] **Plessner, P., L. Rasmussen, and E. Zeuthen.** 1964. Techniques used in the study of synchronous Tetrahymena, p. 534-565. *In* E.Zeuthen (ed.), *Synchrony in cell division and growth*. Intersciences Publ, New York.
- [79] **Roberts, A. M.** 1970. Geotaxis in motile micro-organisms. *J.Exp.Biol.* **53**:687-699.

- [80] **Roberts, A. M.** 1970. Motion of Spermatozoa in Fluid Streams. *Nature* **228**:375-376.
- [81] **Roberts, A. M., and F. M. Deacon.** 2002. Gravitaxis in motile micro-organisms: The role of fore-aft body asymmetry. *Journal of Fluid Mechanics* **452**:405-423.
- [82] **Saffman, P. G.** 1959. A note on the motion of bubbles in a Hele-Shaw cell and porous medium. *Quarterly Journal of Mechanics and Applied Mathematics* **7**:265-279.
- [83] **Sauvant, M. P., D. Pepin, and E. Piccini.** 1999. *Tetrahymena pyriformis*, a tool for toxicological studies-A review. *Chemosphere* **38**:1631-1669.
- [84] **Schneider, M. J.** 1963. Presented at the Proc. 11th Int. Cong. of Refrigeration, Munich.
- [85] **Sen, M., P. Vasseur, and L. Robillard.** 1988. Parallel flow convection in a tilted two dimensional porous layer heated from all sides. *Phys.Fluids* **31**:3480-3487.
- [86] **Vasseur, P., M. G. Satish, and L. Robillard.** 1987. Natural convection in a thin inclined porous layer exposed to a constant heat flux. *Int. J. Heat Mass Transfer* **30**:537-549.
- [87] **Vladimirov, V. A., P. V. Denissenko, T. J. Pedley, M. Wu, and I. S. Moskalev.** 2000. Algal motility measured by a laser based tracking method. *Marine Freshwater Res.* **51**:589-600.
- [88] **Vladimirov, V. A., M. Wu, T. J. Pedley, P. V. Denissenko, and S. G. Zakhidova.** 2004. Study of micro-organism motility by averaging over a large number of simultaneously observed cells. Submitted to *Journal Exp.Biol.*

- [89] **Wager, H.** 1911. On the effect of gravity upon the movements and aggregation of *Euglena Viridis*, Ehrb., and other micro-organisms. *Philos.Trans. R.Soc, Lond.Ser. B* **201**:333-390.
- [90] **Whitaker, S.** 1999. The method of volume averaging. Kluwer Academic, Dordrecht, Boston.
- [91] **Winet, H., and Jahn.** 1974. Geotaxis in protozoa. *J.Theor.Biol* **46**:449-465.
- [92] **Yamamoto, Y., T. Okayama, K. Sato, and T. Takaoki.** 1992. Relation of pattern-formation to external conditions in the flagellate, *Chlamydomonas reinhardtii*. *Eur. J. Protistol.* **28**:415-420.

ANNEXE 1

INDEX TERMINOLOGIQUES

Légende des abréviations :

DEF = Définition : Énoncé qui donne la signification du terme, à la manière des dictionnaires.

OBS= Observation :

Énoncé servant à consigner des renseignements supplémentaires d'ordre terminologique, administratif ou technique.

EX = Exemple d'utilisation

Énoncé qui illustre l'emploi du terme, sans le définir.

CONT =Contexte : Énoncé qui éclaire le sens du terme en le situant dans un fragment de texte.

PHR = Phraséologie: Combinaison usuelle du terme avec un nom, un adjectif ou un verbe. Cette combinaison peut être figée.

ANG = Terme(s) anglais équivalent(s)

Références linguistiques :

1. **Amavis R., et al.,** préface de Etienne Wolff,1981-1982. Dictionnaire usuel de l'environnement et de l'écologie, *Paris : G. Le Prat.*
2. **Lender T., Delavault R., Le Moigne, A.,** 1979. Dictionnaire de biologie. *Paris: Presses universitaires de France.*
3. **Termium Plus** – Site d'Internet Gouvernement du Canada :
<http://www.termiumplus.bureaudelatraduction.gc.ca/tpv2Show/termiumplus.html?lang=f2>

Algues (n.f.pl)

DEF1 – Groupe important d'organismes mono ou multicellulaires, incluant les soi-disant cyanobactéries, qui contiennent généralement de la chlorophylle ou d'autres pigments. Il sont généralement aquatiques et capables de photo-synthétiser. [Définition normalisée par l'ISO.]

DEF2 – [...] ensemble des organismes des végétaux structurés à thalle et autotrophes, c'est-à-dire capable de se procurer de l'énergie par photosynthèse [parmi lesquels] [...] on trouve tous les intermédiaires entre des formes unicellulaires vivant isolément ou en colonies composées de milliers d'individus [...]

OBS1 – algues : terme normalisé par l'ISO et uniformisé par le Groupe de travail de terminologie du Génie.

OBS2 – algue : terme utilisé au pluriel lorsque l'on veut désigner ces organismes collectivement.

(Ang : Algae, alga)

Asexué (adj)

DEF – Qui ne semble pas appartenir à un sexe déterminé, qui n'évoque aucune sexualité.

(Ang : Asexual)

Axénique, Aseptique (adj)

DEF – Se dit d'un animal de laboratoire exempt de tous germes saprophytes ou pathogènes.

CONT – Les spécialistes d'animaux de laboratoires utilisent des mots inconnus du profane [...]. Un sujet est axénique s'il n'héberge aucune espèce vivante étrangère. Il est né par ablation de l'utérus de la mère (hystérectomie) puis a été élevé dans une enceinte étanche rigoureusement stérile.

(Ang : Axenic, aseptic)

Bactérie (n.f)

DEF1 – Microorganisme unicellulaire, microscopique, présentant un cytoplasme sans mitochondries et contenant de l'acide diaminopimélique.

DEF2 – Groupe important d'organismes monocellulaires microscopiques, actifs sur le plan métabolique, ayant un noyau diffus (non séparé) généralement autonomes et se multipliant habituellement par fission binaire.

CONT – Les bactéries jouent un rôle fondamental dans le cycle de la matière : passage de l'état minéral à l'état organique, et vice versa. En perpétuelle compétition avec les autres êtres vivants, elles interviennent dans l'équilibre biologique des espèces.

OBS – bactéries : terme et définition normalisés par l'ISO. .

(Ang : Bacterium, bacteria)

Boîte de Pétri (n.f)

DEF – In bacteriology, a shallow, flat-bottomed, transparent vessel, that consists of two round rimmed plates one overlapping the other as a cover, for microorganisms and tissue cells culture.

CONT [Pour obtenir un antibiogramme] on opère de la façon suivante : l'écouvillon imprégné du prélèvement est promené sur la surface d'un milieu nutritif (une gélose) dans une boîte de Pétri : il s'agit d'une boîte en verre, ronde, plate et transparente. La bactérie se développe à la surface de la gélose.

Pour les expériences de la bioconvection, les auteurs ont utilisé la boîte de Pétri de 5.5 cm – 7cm de diamètre.

La boîte de Harashima et al (1988) est de 15cm de diamètre, et de 0,2cm;0,4cm ou 1,6 cm de profondeur.

La boîte de Watanabe&Harashima (1982) est de 40cm×10cm×3cm (largeur × longueur×profondeur).

(Ang : Petri disk)

Cadmium (n.m)

OBS – Métal blanc, analogue au zinc, qu'il accompagne souvent dans ses gisements. Élément chimique de symbole **Cd**. Numéro atomique : 48. [...] Le cadmium se rencontre à l'état de sulfure (greenockite), mais il accompagne surtout le zinc dans des blendes et les calamines. Le cadmium [...] protège l'acier contre la corrosion atmosphérique et l'humidité [...]. En raison de son grand pouvoir absorbant pour les neutrons lents, le cadmium est très employé sous forme de barres de commande dans les réacteurs; il sert également dans le blindage contre les neutrons dans les appareils de mesure.

Les principales formes polluantes sont les carbonates, les hydroxydes et les sulfures.

OBS – cadmium : terme retenu par Environnement Canada; utilisé dans la liste des polluants mesurés par le Réseau national de surveillance de la pollution atmosphérique.

(Ang :Cadmium)

Chlorophylle (n.f)

DEF – Pigment propre au règne végétal, intervenant dans le déroulement de la photosynthèse en permettant la réduction du gaz carbonique et constituant l'agent déterminant du passage du monde inorganique au monde organique.

OBS – Colorant pour condiments, potages, huiles, confitures, etc.

(Ang : Chlorophyl)

Cil (n.m) – Cil vibratile

DEF – Expansion cytoplasmique en doigt de gant, courte et grêle, du pôle apical de certaines cellules, douée de mouvements actifs et munie à sa base d'un corpuscule basal.

OBS – Souvent très nombreux, les cils assurent, par leur battement, le déplacement, à la surface des épithéliums ciliés, de substances comme le mucus (bronches).

(Ang : Cilium, cilia)

Convection (n.f)

(Synonyme : Convexion)

DEF1 – Mouvement tourbillonnaire au sein d'une masse d'eau, engendré par une instabilité de densité, en général d'origine thermique, qui déclenche des transports d'eau verticaux.

DEF2 – Mouvements internes dans un fluide amenant des transferts de chaleur ou de quantité de mouvement.

CONT1 – La convection s'observe facilement en été par beau temps sur une route goudronnée bien chauffée par le soleil; on voit alors l'air «trembler» au-dessus de la

route. En fait l'air s'échauffe au contact de la surface plus chaude, il s'élève alors en se refroidissant au contact de l'air plus froid; cette couche d'air est remplacée par une autre qui s'échauffe à son tour et ainsi de suite.

OBS – Alors que la conduction et le rayonnement, autres modes de transfert de l'énergie, n'impliquent aucun mouvement de matière, la convection, au contraire, a son origine dans un déplacement de fluide.

CONT2 – On distingue la convection dite «naturelle» [...] et la convection «forcée» qu'on obtient en accélérant [...] la circulation du fluide par un moyen mécanique quelconque [...]

DEF3 – [...] forme de transfert d'énergie calorifique qui se produit au contact de deux substances différentes, ce qu'il ne faut pas confondre avec la tendance vers un équilibre moléculaire [...] [comme c'est le cas dans le phénomène de conduction]. Ici, il y a une migration ou un mouvement dans une certaine direction des molécules du corps le plus chaud (molécules qui «montent») vers le corps le plus froid (molécules qui «descendent»).

DEF4 – Transfert de chaleur, d'une zone chaude vers une zone froide, accompagnant le déplacement de matériaux à densité suffisamment faible.

(Ang : Convection – Convexion)

Culture (n.f)

DEF – A collection of microbial cells. If all the cells are identical, the culture is said to be "pure"; "pure culture" is synonymous with "clone". If the culture contains different microbes it is said to be "mixed".

OBS – Culture microbienne (ou bactérienne) : méthode consistant à faire croître des micro-organismes en milieu approprié; les micro-organismes ainsi obtenus.

(Ang : Culture, Clone)

Densité optique (n.f) DO

(Synonymes : Absorbance, Noircissement)

DEF1 – Grandeur qui caractérise la transparence d'un élément optique et s'exprime par le logarithme décimal de l'opacité.

EX – Bidois a constaté qu'à partir d'une densité optique à 270 nm d'environ 1, il se dégage une relation significative entre les densités optiques à 210 et 270 nm [...] Par ailleurs si elle développe une densité optique à 270 nm supérieure à 1, cela indique qu'elle a séjourné longtemps au contact du sol de la zone humide.

DEF2– Logarithme décimal de l'inverse du facteur de transmission (densité optique par transmission) ou du facteur de réflexion (densité optique par réflexion) d'un milieu.

DEF3 – [...] le logarithme décimal du rapport du flux lumineux incident reçu par le film au flux lumineux transmis par le film.

DEF4 – densité optique. Logarithme décimal de l'inverse du facteur de transmission. [Terme et définition normalisés par l'AFNOR et reproduits avec son autorisation.]

OBS1 – La densité n'est pas une grandeur intrinsèque, sa valeur dépend des conditions de mesure.

OBS2 – densité optique : terme normalisé par l'AFNOR, *synonymes : Absorbance, noircissement*

(Ang : Optical Density)

Division (n.f)

DEF – Forme de multiplication végétative des bactéries dans laquelle la cellule se divise en deux pour donner deux cellules filles.

(Ang : Fission)

Eumycètes (n.m)

DEF – Groupe important d'organismes hétérotrophes qui produisent généralement des spores et qui ont un noyau cellulaire bien défini, mais ne contenant pas de matière photosynthétique telle que la chlorophylle. Les levures sont des champignons monocellulaires qui se reproduisent par bourgeonnement. D'autres champignons sont multicellulaires et filamenteux, par exemple les espèces de *Fusarium* qui provoquent l'érosion des filtres biologiques et celles de *Geotrichum* qui provoquent le gonflement de la boue activée.

CONT – Les Eumycètes (comme les Champignons, qui ressemblent aux végétaux mais se nourrissent de substances organiques) constituent un règne à part, celui des Fungidés.

(Ang : Eumycetes, Fungi, fungus)

Flagelle (n.f)

DEF – Formation cellulaire, se présentant sous l'aspect d'un filament mobile et servant d'organe locomoteur à certains protozoaires.

(Ang : Flagellum, flagella)

Flagellés (m,pl)

DEF – Formation cellulaire, se présentant sous l'aspect d'un filament mobile et servant d'organe locomoteur à certains protozoaires.

(Ang : Flagellates)

Micro-organisme (n.m)

DEF – Tout organisme vivant visible seulement au microscope. Appartenant aux trois règnes (bactéries, levures, protozoaires). Ils sont aussi des agents actifs dans les fermentations et participent à la décomposition des matières organiques.

CONT – Chaque cellule contient plusieurs milliers d'enzymes, chacune étant capable de catalyser un type de réactions chimiques. (...) Ainsi les biotechnologies nouvelles reposent maintenant à la fois sur l'usage des micro-organismes vivants, mais aussi sur celui des enzymes isolées des cellules et sur des cellules mortes agissant comme réservoirs d'enzymes.

OBS – Tend à se substituer à MICROBE dans le langage scientifique. Pour certains, les virus font partie des microorganismes.

(Ang : Micro-organism, Microorganism)

Migration (n.f)

DEF1 – Transfert [...] intramoléculaire d'un atome ou d'un groupe [d'atomes] lors du réarrangement moléculaire.

DEF2 – Tout transport (dans le sous-sol) de substance en solution ou en suspension entraîné par le mouvement des fluides ... (Dictionnaire français d'hydrogéologie).

DEF3 – Mouvement spontané ou induit de matières dissoutes ou particulières ou d'organismes dans une masse d'eau.

OBS – migration : Terme et définition normalisés par l'ISO.

(Ang : Migration)

Mobilité (n.f)

DEF1 – Vitesse de déplacement d'une particule ou d'une macromolécule, dans un liquide donné à une température donnée, sous l'effet d'un champ électrique unité. Elle s'obtient en divisant la vitesse d'électrophorèse par la valeur du champ électrique dans le canal.

DEF2 – Capacité des substances, sous l'influence de processus physiques ou chimiques, à se dégager de leur support ou milieu original.

(Ang : Mobility)

Motilité (n.f)

DEF1- The ability to move spontaneously

DEF2 – Faculté de se mouvoir.

OBS – Ne pas confondre avec motricité: propriété que possèdent les centres nerveux de provoquer la contraction musculaire [nécessaire pour se mouvoir].

(Ang : Motility)

Panache (n.m)

(Synonymes : Panache de fumée, Panache de dispersion)

DEF1 : Veine de diffusion, Profil de diffusion, nuages des particules.

DEF2 – Forme prise par les fumées à la sortie d'une cheminée.

OBS – Selon le degré de stabilité ou d'instabilité de l'atmosphère et selon la vitesse du vent, le panache peut s'élever ou se disperser plus ou moins.

DEF3 – Bouffée verticale provoquée par la fluctuation locale de la température d'un fluide.

PHR1 – La plume arrive, atteint la couche limite, crée une perturbation, déforme l'image, se déplace, se détache, s'étire, se forme, glisse en travers, infléchit des rayons, monte, meurt, naît, produit des structures, se propage, remonte.

PHR2 – couper, émettre une plume.

PHR3 – plume ascendante, canonique, chaude, descendante, fractale, froide, thermique.

(Ang : Plume, Dispersion Plume).

Pathogène (adj)

DEF – Se dit de tout agent susceptible de causer une maladie.

CONT – Some bacteria are pathogenic (disease-causing) in man or in domestic animals and plants.

(Ang : Pathogenic)

Pentachlorophenol (n.m)

DEF – Poudre cristalline blanche, toxique, insoluble dans l'eau, soluble dans l'alcool, l'acétone, l'éther et le benzène, utilisée comme fongicide, herbicide et bactéricide.

CONT – Le pentachlorophénol est le dérivé phénolique chloré le plus utilisé dans la préservation du bois. C'est un agent chimique organique extrêmement efficace qui, dissous dans des huiles de pétrole lourdes en concentration de 3 à 5 %, sert à préserver le bois. Sa faible solubilité dans l'eau contribue aussi à le rendre efficace contre les insectes et les champignons parasites du bois.

OBS – 2,3,4,5,6-pentachlorophénol : forme recommandée par l'UICPA (Union internationale de chimie pure et appliquée) pour le nom systématique correspondant au numéro CAS indiqué sur la présente fiche.

OBS – pentachlorophénol : terme retenu par Environnement Canada; utilisé dans la liste des polluants mesurés par le Réseau national de surveillance de la pollution atmosphérique (RNSPA).

OBS – Formule chimique : C_6HCl_5O ou C_6Cl_5OH .

(Ang : Pentachlorophenol)

Peptone – Protéose (n.f)

DEF – Mélange d'acides aminés et de polypeptides résultant de l'action d'une enzyme protéolytique [...] sur une substance protéique.

CONT – Les milieux de culture [...] complexes [...] contiennent en solution des substances très diverses : glucides, composés azotés, vitamines hydrosolubles, sels minéraux (on ignore la nature précise et l'importance de tous les composés), [de

même que] des peptones provenant de la dégradation enzymatique de matières protéiques telles que viande, caséine, gélatine. La composition varie considérablement suivant la nature de la matière protéique et la nature de l'enzyme protéolytique (peptones pepsique, pancréatique, trypsine, papaïnique). Parmi les produits de dégradation se trouvent des acides aminés directement assimilables.

(Ang : Peptone, Proteose)

Protozoaire (n.m)

DEF1 – (...) petit organisme unicellulaire, en général microscopique et formé d'une gouttelette de protoplasma pourvue d'un noyau et entourée ou non d'une coque solide. (...) Protiste à affinité animale.

DEF2 – Embranchement d'animaux unicellulaires eucaryotes allant de simples organismes mononucléés à des colonies de cellules ou des structures hautement organisées et présentant une diversité considérable en ce qui concerne leur forme et leur nutrition.

OBS – protozoaire : terme et définition normalisés par l'ISO.

(Ang : Protozoa, Protozoan, Protozoon)

Spore (n.f)

DEF1 – Cellule reproductrice asexuée des végétaux cryptogames et des protozoaires.
S

DEF2 – Semence unicellulaire ou multicellulaire, produite végétativement ou sexuellement, qui sert à la reproduction d'une espèce de Fungi, de champignon

(Ang : Spore)

Soluté (n.m)

DEF – Constituant mineur d'une solution qu'on peut considérer comme étant dissous par le solvant.

PHR1 – Absorptivité, bande, concentration, débit-masse, degré de rétention, électrolyse totale, ensemble, fraction massique, migration différentielle, mole, moment d'injection, profil de concentration, rétention, sortie, temps de rétention (de, des, du) soluté.

PHR2 – Soluté dérivé, électrolysé, non chromatographié, non volatil, peu polaire, peu volatil, thermolabile, transparent.

(Ang : Solute)

Taxie (n.f)

DEF1– Mouvement sans rapport avec la croissance, orienté par un facteur dissymétrique du milieu.

OBS – Il y a des taxies positives (attirance) et négatives (répulsion). Les taxies sont classées selon la nature du stimulus : chimiotaxie [...]

DEF2 – Réflexe inné, ou plus généralement acquis, qui amène un animal supérieur à se diriger vers un point d'où lui parvient un signal indiquant de la chaleur, de l'eau, une proie, etc.

CONT – Les taxies sont donc des réponses orientées et obligatoires d'un organisme animal à un stimulus déclencheur externe. Les taxies peuvent pousser l'animal à s'approcher de la de stimulation (on parle alors de taxies positives) ou à s'en éloigner

(les taxies négatives). Parler de taxies positives ou négatives ne s'applique pas aux effets du comportement induit.

(Ang : Taxis, Taxes, Chemotaxis, Negative Taxis, Positive Taxis...)

ANNEXE 2

DEUX SCENARII EN DEVELOPPEMENT DE BIOCONVECTION DE *TETRAHYMENA PYRIFORMIS* EN FONCTION DU TEMPS

SCENARIO 1

(Souche 1630/1W, DO = 0.11, $\bar{n} = 1.1$ cells/cm³, pas de temps : 30 sec)

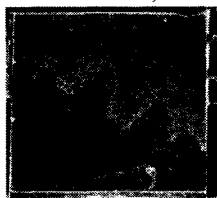


Foto_18.JPG



Foto_19.JPG

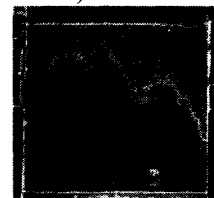


Foto_20.JPG

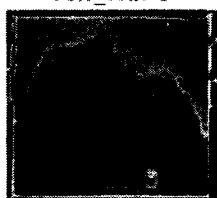


Foto_21.JPG

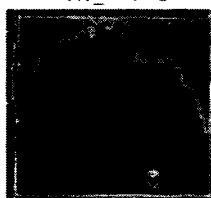


Foto_22.JPG

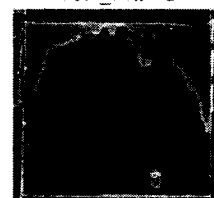


Foto_23.JPG

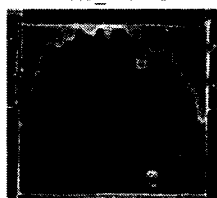


Foto_24.JPG

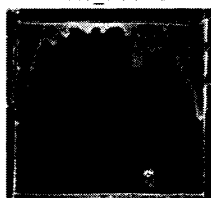


Foto_25.JPG

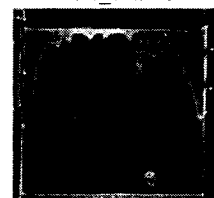


Foto_26.JPG

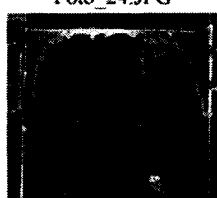


Foto_27.JPG

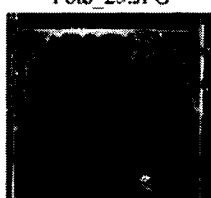


Foto_28.JPG

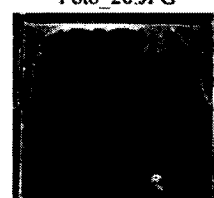


Foto_29.JPG

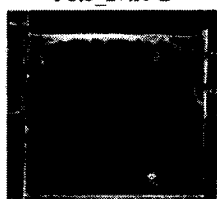


Foto_30.JPG

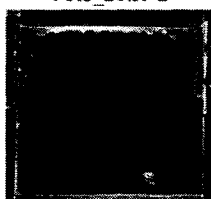


Foto_31.JPG

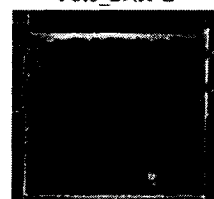


Foto_32.JPG

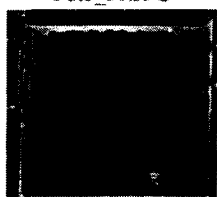


Foto_33.JPG

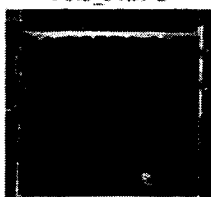


Foto_34.JPG

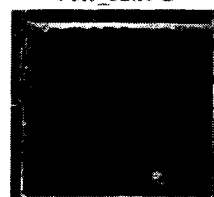


Foto_35.JPG

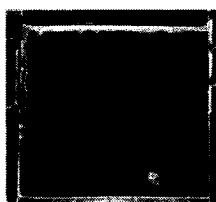


Foto_36.JPG

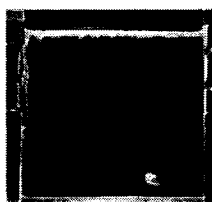


Foto_37.JPG

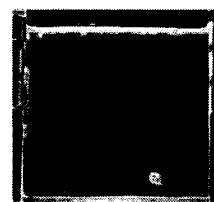


Foto_38.JPG

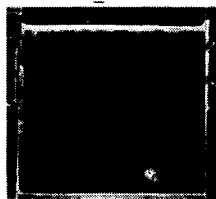


Foto_39.JPG

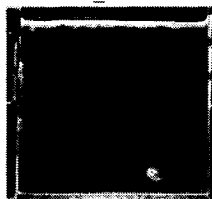


Foto_40.JPG

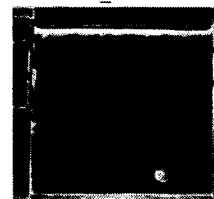


Foto_41.JPG

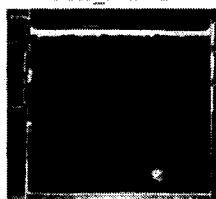


Foto_42.JPG

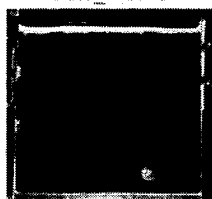


Foto_43.JPG

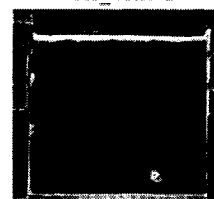


Foto_44.JPG

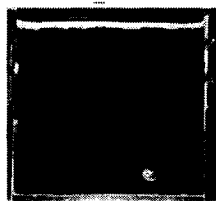


Foto_45.JPG

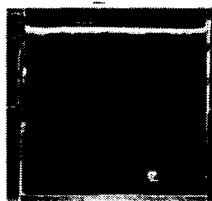


Foto_46.JPG

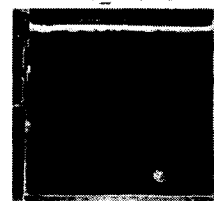


Foto_47.JPG

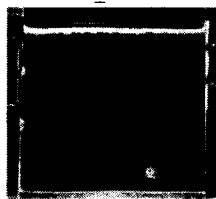


Foto_48.JPG

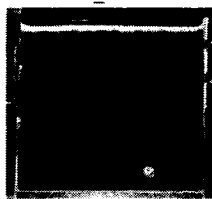


Foto_49.JPG

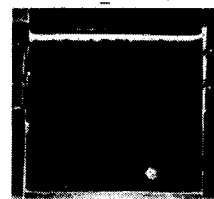


Foto_50.JPG

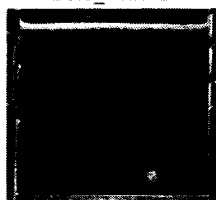


Foto_51.JPG

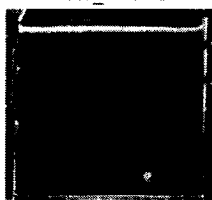


Foto_52.JPG

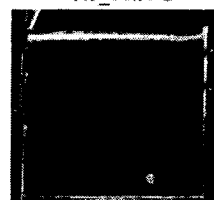


Foto_53.JPG

SCENARIO 2

(Souche 1630/1W, DO = 0.091, $\bar{n}$ = 0.91 cells/cm³, pas de temps : 30 sec)

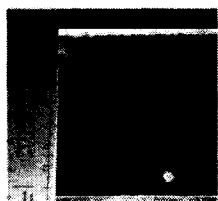


Foto_54.JPG

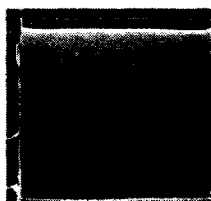


Foto_55.JPG

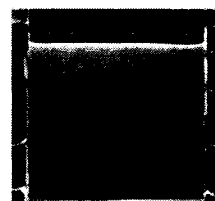


Foto_56.JPG

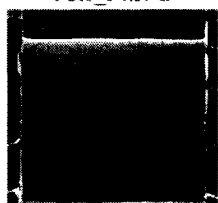


Foto_57.JPG

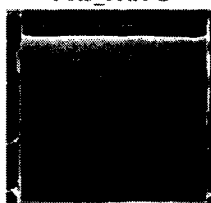


Foto_58.JPG

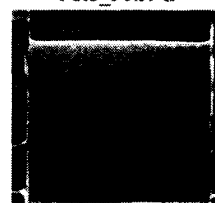


Foto_59.JPG

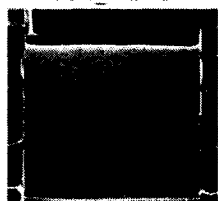


Foto_60.JPG

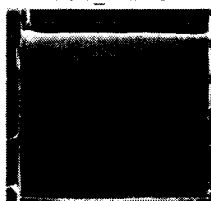


Foto_61.JPG

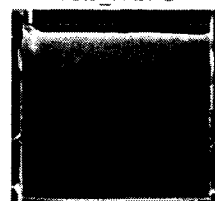


Foto_62.JPG

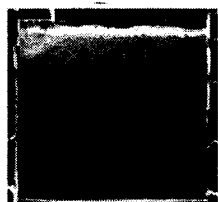


Foto_63.JPG

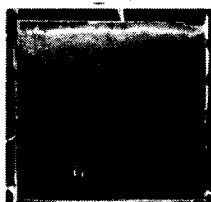


Foto_64.JPG

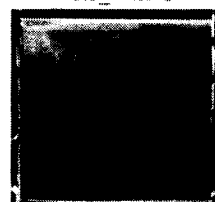


Foto_65.JPG

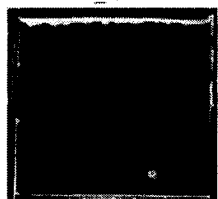


Foto_66.JPG

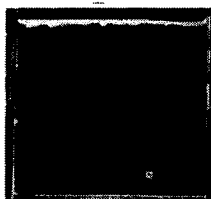


Foto_67.JPG

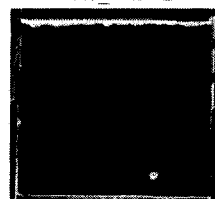


Foto_68.JPG

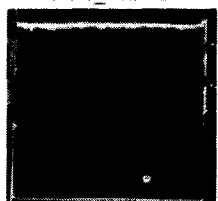


Foto_69.JPG

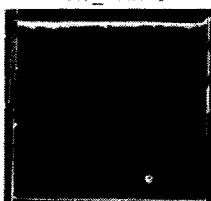


Foto_70.JPG

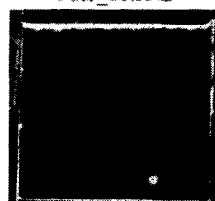


Foto_71.JPG