POLYPUBLIE
Polytechnique Montréal

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Titre: Title:	Approche multi-échelles du séchage convectif des grains de levure : Séchage en présence d'un matériel de support solide et séchage en régime intermittent
Auteur: Author:	Charlotte Van Engeland
Date:	2021
Type:	Mémoire ou thèse / Dissertation or Thesis
Référence: Citation:	Van Engeland, C. (2021). Approche multi-échelles du séchage convectif des grains de levure : Séchage en présence d'un matériel de support solide et séchage en régime intermittent [Thèse de doctorat, Polytechnique Montréal]. PolyPublie. https://publications.polymtl.ca/6289/

Document en libre accès dans PolyPublie
Open Access document in PolyPublie

URL de PolyPublie: PolyPublie URL:	https://publications.polymtl.ca/6289/
Directeurs de recherche: Advisors:	Robert Legros, Benoît Haut, & François Bertrand
Programme: Program:	Génie chimique

Ce fichier a été téléchargé à partir de PolyPublie, le dépôt institutionnel de Polytechnique Montréal
This file has been downloaded from PolyPublie, the institutional repository of Polytechnique Montréal

https://publications.polymtl.ca

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Approche multi-échelles du séchage convectif des grains de levure : Séchage en présence d'un matériel de support solide et séchage en régime intermittent

CHARLOTTE VAN ENGELAND

Département de génie chimique

Polytechnique Montréal

et

École polytechnique de Bruxelles

Université libre de Bruxelles

Thèse en cotutelle présentée en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*
Génie chimique

Avril 2021

c©Charlotte Van Engeland, 2021.

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
affiliée à l'Université de Montréal

Cette thèse intitulée :

Approche multi-échelles du séchage convectif des grains de levure : Séchage en présence d'un matériel de support solide et séchage en régime intermittent

présentée par **Charlotte VAN ENGELAND**
en vue de l'obtention du diplôme de *Philosophiæ Doctor*
a été dûment acceptée par le jury d'examen constitué de :

Dimitri GILIS, président
Robert LEGROS, membre et directeur de recherche
Benoît HAUT, membre et codirecteur de recherche
François BERTRAND, membre et codirecteur de recherche
Louis FRADETTE, membre
Frédéric DEBASTE, membre
Angélique LÉONARD, membre externe

ÉCOLE POLYTECHNIQUE DE BRUXELLES
UNIVERSITÉ LIBRE DE BRUXELLES

POLYTECHNIQUE MONTRÉAL
UNIVERSITÉ D'INGÉNIERIE

Approche multi-échelles du séchage convectif des grains de levure : Séchage en présence d'un matériel de support solide et séchage en régime intermittent

Thèse présentée par Charlotte VAN ENGELAND

en vue de l'obtention du grade académique de docteure en Sciences de l'Ingénieur et Technologie (ULB) et de *Philosophiæ Doctor* (Polytechnique Montréal)

Année académique 2020-2021

Sous la direction du Professeur Benoît HAUT, promoteur
Université libre de Bruxelles
et du Professeur Robert LEGROS, co–promoteur
Polytechnique Montréal
et du Professeur François BERTRAND, co–promoteur
Polytechnique Montréal

DÉDICACE

"Les mots, vous savez, c'est un peu comme la levure de boulanger,
ils prennent leur temps pour faire lever la pâte."

Pierre Kyria

REMERCIEMENTS

Mes premiers remerciements sont adressés à mes trois directeurs de recherches, Benoît Haut, Robert Legros et François Bertrand. Merci de m'avoir soutenue et guidée tout au long de ce parcours. Je tiens particulièrement à remercier Benoît Haut, mon promoteur belge, pour m'avoir incitée à me lancer dans la recherche et dans la réalisation d'une thèse. Merci Benoît de m'avoir ainsi encadrée par tes explications, tes conseils, ta disponibilité et ta positivité. Je remercie chaleureusement Robert Legros et François Bertrand de m'avoir offert l'occasion de réaliser cette thèse en cotutelle et d'avoir supervisé la partie montréalaise de ma recherche. Merci à vous, pour vos encouragements, votre confiance, les discussions enrichissantes et constructives ainsi que les connaissances que vous m'avez partagées. Grâce à vous, ma thèse a pris un tournant que je n'aurais osé envisager.

Je tiens ensuite à remercier les personnes qui m'ont formée, donné de nombreux conseils et partagé leurs expertises. Votre assistance m'aura été d'une aide considérable. Merci infiniment à Laurent Spreutels, Benjamin Sobac, David Vidal et Bruno Blais. Laurent, merci de m'avoir transmis ton enthousiasme pour le séchage des grains de levure et pour les multiples échanges qui m'ont permis de me remettre en question et de vouloir aller plus loin. Benjamin, merci pour ta contribution précieuse, ton soutien et nos nombreuses discussions. Merci David de m'avoir entre ouvert les portes de la simulation numérique, et d'avoir guidé mes premiers pas dans ce nouveau monde sans interface graphique. Pour finir, merci à Bruno pour le partage de tes connaissances et les réponses à toutes mes questions sur la CFD–DEM.

Je tiens également à remercier mon jury de thèse pour leurs commentaires et avis constructifs qui ont alimenté ma réflexion sur ce travail. Je désire également remercier le Fonds National de la Recherche Scientifique (FNRS) et le programme Génie par la Simulation (GPS), programme recevant l'appui du Conseil de recherches en sciences naturelles et en génie du Canada (CRSNG) pour leur support financier.

Je tiens également à remercier mes collègues et amis du quotidien sans qui la vie au bureau n'aurait pas été la même. Tant à Bruxelles qu'à Montréal, j'ai grâce à vous passé de très bons moments et vous avez transformé ces 5 ans de doctorats en expérience inoubliable. Merci à mes collègues du TIPs pour les bons moments passés au labo, pour les discussions intéressantes mais aussi les agréables moments festifs. J'adresse un merci particulier à Marie Aujard, avec qui j'ai eu la chance de travailler pendant un été sur la qualité des levures en présence d'un matériel de support solide et à Hervé pour son aide pratique dans le laboratoire. Je tiens également à remercier l'URPEI et la CRVMR, deux groupes de recherches qui m'ont

ouvert leurs bras et où un bureau était toujours à ma disposition. Je souhaite remercier en particulier, Christine, Faezeh et Laurie, avec qui j'ai réalisé de nombreuses tomates et qui m'ont motivé à rédiger.

Pour finir, je tiens à remercier ma famille, mes colocs et mes amis qui m'ont toujours supportés. Merci à mes parents pour leur soutien inconditionnel et leur relecture, merci à mon frère, Mathias, d'avoir toujours un mot d'encouragement et de soutien. Je tiens enfin à remercier Benoit de m'avoir épaulée et d'être resté toujours présent pour moi malgré mes nombreux aller-retours entre Bruxelles et Montréal.

RÉSUMÉ

Le séchage est une opération industrielle complexe faisant intervenir des phénomènes de transport de masse et de chaleur à différentes échelles. Bien que cette opération permette d'éviter le gaspillage alimentaire en augmentant la durée de conservation et la facilité de la manutention, elle est consommatrice d'énergie et mène à la détérioration de nombreux produits, particulièrement les produits alimentaires. La finalité de cette recherche est de proposer des améliorations technologiques qui ont pour but d'intensifier les procédés de séchage agro-alimentaire dans une optique de réduction de la consommation d'énergie et d'amélioration de la qualité des produits. Pour ce faire, la compréhension des phénomènes se déroulant au cours du séchage des grains de levure doit être améliorée. Les levures, organismes vivants séchés sous forme de grains sphériques ou cylindriques formant un réseau poreux, sont sensibles à la température de séchage et à la déshydratation. Deux techniques encourageantes qui pourraient augmenter conjointement l'efficacité énergétique et la qualité des levures sont investiguées : le séchage en présence de matériel de support solide, plus précisément de farine, et le séchage en régime intermittent.

L'influence de la farine, un matériel de support solide, sur la cinétique de séchage des grains de levure et sur la qualité des levures est caractérisée à l'aide d'expériences de séchage (partiel et complet) en séchoir tunnel. Pour des grains de levure contenant différentes quantités de farine de blé, l'évolution du contenu en eau, de la température de surface, des dimensions des grains de levure ainsi que de l'activité fermentaire des levures a été mesurée au cours du séchage. En parallèle de ces expériences, un modèle de cinétique de séchage a été développé et confronté avec succès aux résultats expérimentaux. L'analyse combinée des résultats expérimentaux et de la modélisation donne un aperçu clair des phénomènes se déroulant pendant le séchage de grains de levure comprenant un matériel de support solide. Les résultats observés mettent en évidence que l'ajout de farine de blé induit une augmentation de la vitesse de séchage et une diminution de la qualité en fin de séchage bien qu'il ne semble pas avoir d'impact sur la qualité des levures fraiches, avant séchage.

L'influence de la redistribution de l'humidité par diffusion au sein de matériaux granulaires sur la cinétique de séchage en régime intermittent a été évaluée à l'aide de deux approches de modélisation : une approche continue et une approche de cœur humide rétrécissant. L'influence de la durée d'un cycle et de la proportion de séchage dans ce cycle, les deux paramètres caractérisant l'intermittence, est analysée de manière approfondie à l'aide de ces modèles. En comparant la dynamique du séchage intermittent au séchage stationnaire, des particularités

ont été mises en évidences : trois régions différentes ont été identifiées dont une région de travail qui semble particulièrement avantageuse. Les prédictions des modèles permettent de mettre en évidence des meilleures stratégies et pratiques de séchage et donc de sélectionner les conditions opératoires les plus pertinentes afin d'améliorer l'efficacité énergétique sans augmenter substantiellement la durée totale du séchage par rapport à un séchage continu.

En parallèle, l'évaporation, le transport capillaire et la gravité peuvent influencer la dynamique du liquide lors du séchage d'un milieu poreux. C'est pourquoi, la compétition entre l'imbibition capillaire, la gravité et l'évaporation au sein d'un milieu poreux est analysée. Un modèle analytique général pour la dynamique d'un front liquide dans un milieu poreux considérant les effets combinés de ces trois mécanismes est établi. Il met en évidence que deux nombres sans dimension contrôlent la dynamique du front liquide dans un milieu poreux : le nombre capillo-gravitaire $\mathcal{G}$ et le nombre d'évaporation $\mathcal{E}$. Selon les valeurs de ces deux nombres sans dimension, le front liquide peut exhiber 7 régimes de dynamiques, classés en trois types de comportements. L'influence des propriétés des milieux liquides et poreux, ainsi que des conditions atmosphériques sur les valeurs des nombres sans dimension est également présentée.

Finalement, l'intermittence est étudiée à l'échelle du séchoir à travers l'exploration d'un séchoir intrinsèquement intermittent : le séchoir rotatif aéré. L'écoulement solide au sein de ce séchoir est caractérisé au moyen d'un modèle couplant la méthode des éléments discrets (DEM) à la mécanique des fluides numérique (CFD). Quelques situations permettant de comparer la différence de comportement des particules et de leur distribution entre le début et la fin du séchage sont considérées. Une analyse comparative est menée. Néanmoins pour une analyse plus approfondie, il serait pertinent de lever les limitations de la méthode proposée. L'étude de la dynamique d'écoulements et de la distribution des particules solides souligne qu'une pseudo fluidisation du lit de grains de levure a lieu. Elle permet également d'estimer les deux paramètres caractérisant l'intermittence. Les résultats des simulations des différentes situations envisagées ont notamment permis de montrer que les variations de la taille et du poids des particules entrainent une variation significative de la dynamique d'écoulement au sein du séchoir rotatif aéré. Un modèle macroscopique décrivant la cinétique de séchage en se basant sur les simulations d'écoulement des grains de levure au sein du séchoir est suggéré. Ce modèle doit encore être validé et peut-être ajusté en conséquence.

ABSTRACT

Drying is a complex industrial operation involving mass and heat transport phenomena at various length scales in a multiphase system. Although this operation avoids food waste by increasing shelf life and ease of handling, it is energy consuming and leads to the deterioration of many products and particularly food products. The overall goal of this research is to propose technological improvements to intensify food drying processes in an effort to reduce energy consumption and to improve products quality. For this purpose, the understanding of the phenomena occurring during the drying of yeast pellets needs to be improved. Yeasts, living organisms dried in the form of spherical or cylindrical pellets forming a porous network, are sensitive to drying temperature and dehydration. Two promising techniques that could simultaneously increase energy efficiency and yeast quality are being investigated: drying in the presence of solid carrier, more precisely flour, and intermittent drying.

The influence of the flour, a solid carrier, on the drying kinetics of the yeast pellets and on the quality of the yeast is characterized through drying experiments (partial and complete) in a tunnel dryer. For yeast pellets containing different amounts of flour, the evolution of water content, surface temperature, size of the yeast pellets as well as the fermentation activity of the yeast were measured throughout the drying process. In the meantime, a drying kinetics model was developed and successfully compared to the experimental results. The analysis of the experimental results combined with the modeling give an insight of the phenomena taking place during the drying of yeast pellets with a solid carrier. The results indicate that the addition of flour induces an increase in the drying rate and a decrease in quality at the end of the drying, but it does not seem to impact the quality of the fresh yeast before drying.

The influence of moisture redistribution by diffusion within granular materials on drying kinetics of intermittent processes was evaluated using two modeling approaches: a continuous approach and a shrinking core approach. These models provide a comprehensive analysis of the influence of two parameters characterizing intermittency: the duration of a cycle and the proportion of drying in this cycle. Three regimes that can be encountered in the dynamics of intermittent drying when compared to stationary drying have been identified. The model predictions allow to highlight the best drying strategies and practices and thus to select the most relevant operating conditions to improve energy efficiency without significantly increasing the total drying time compared to continuous drying.

In parallel, evaporation, capillary imbibition and gravity may influence the liquid dynamics during the drying of a porous medium. This is why, the competition between capillary imbibition, gravity and evaporation within a porous medium is analyzed. Considering the combined effects of these three mechanisms, a general analytical model for the dynamics of a liquid front in a porous medium is established. It shows that two dimensionless numbers control the dynamics of the liquid front in a porous medium: a gravity–capillary number $\mathcal{G}$ and an evaporation–capillary number $\mathcal{E}$. According to the values of these two dimensionless numbers, the liquid front can exhibit 7 regimes of dynamics, classified into three types of behavior. The influence of the properties of liquid and porous media as well as atmospheric conditions on the values of the dimensionless numbers is also presented.

Eventually, intermittency is studied at the dryer scale through the exploration of the roto-aerated dryer, an intrinsically intermittent dryer. The solid flow within this dryer is characterized using a model coupling the Discrete Element Method (DEM) to Computational Fluid Dynamics (CFD). A few situations allowing to compare the difference in particle behavior and particle distribution between the beginning and the end of the drying process are considered. A comparative analysis is carried out. Nevertheless it would be relevant to overcome the limitations of the proposed method for further analysis. The study of the flow dynamics and the distribution of solid particles underlines that a pseudo-fluidization of the bed of yeast pellets takes place. It also enables to estimate the two parameters characterizing intermittence. The results of the simulations of the different situations considered have shown that the variation of the size and weight of the particles leads to a significant variation in the flow dynamics within the roto-aerated dryer. A macroscopic model describing the drying kinetics based on the flow simulations of the yeast grains within this type of dryer is suggested. This model still needs to be validated and can be adjusted accordingly.

COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES EFFECTUÉES DURANT LA THÈSE

Articles dans des revues avec comité de lecture

Publiés

C. Van Engeland, L. Spreutels, R. Legros, B. Haut. "Convective drying of baker's yeast pellets containing a carrier." *Drying Technology* 37, no. 11 (2019) : 1405-1417.

C. Van Engeland, B. Haut, L. Spreutels, B. Sobac. "Evaporation versus imbibition in a porous medium." *Journal of Colloid and Interface Science* 576 (2020) : 280-290.

Publications soumises

C. Van Engeland, M. Aujard, J. Rabineau, L. Spreutels, R. Legros, B. Haut. "Evolution of the quality of yeast pellets containing a carrier during their convective drying." *Drying Technology*

C. Van Engeland, L. Spreutels, R. Legros and B. Haut. "Comprehensive analysis of intermittent drying. A theoretical approach." *Food and Bioproducts Processing*

Communications de conférence

Communications orales

C. Van Engeland, L. Spreutels, R. Legros, B. Haut. "Drying of yeast pellets containing a carrier." *6th European Drying Conference, 19–21 juin 2017, Liège, Belgium*

C. Van Engeland, D. Vidal, L. Spreutels, R. Legros, B. Haut and F. Bertrand "Intermittent drying of yeast pellets : a multiscale modeling approach." *21st International Drying Symposium, 18–21 septembre 2018, Valencia, Spain*

C. Van Engeland, B. Haut, L. Spreutels, B. Sobac. "Evaporation versus imbibition in a porous medium." *73rd Annual Meeting of the APS Division of Fluid Dynamics, 22-24 novembre 2020, Chicago, USA [Virtual]*

Communications par affiche

C. Van Engeland, B. Sobac, L. Spreutels, R. Legros, B. Haut. "Competition between capillary transport and evaporation in a homogenous porous medium." *21st International Drying Symposium, 18–21 septembre 2018, Valencia, Spain*

TABLE DES MATIÈRES

DÉDICACE iv

REMERCIEMENTS v

RÉSUMÉ vii

ABSTRACT ix

COMMUNICATIONS SCIENTIFIQUES EFFECTUÉES DURANT LA THÈSE . . . xi

TABLE DES MATIÈRES xiii

LISTE DES TABLEAUX xvii

LISTE DES FIGURES xviii

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS xxiii

LISTE DES ANNEXES xxxi

CHAPITRE 1 INTRODUCTION 1

CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE 4

2.1 Séchage des grains de levure : Généralités 4

2.2 Qualité des levures 7

2.2.1 Mesure de la qualité des levures 7

2.2.2 Facteurs influençant la qualité des levures 7

2.3 Prétraitement : Ajout d'un matériel de support 9

2.4 Séchage en régime intermittent 11

2.4.1 Influence de l'intermittence sur la qualité des produits et sur leur cinétique de séchage 11

2.4.2 Modélisation de la cinétique de séchage 14

2.4.3 Séchoir intrinsèquement intermittent : le séchoir rotatif 16

2.5 Modélisation d'un écoulement granulaire 21

2.5.1 DEM 22

2.5.2 Couplage CFD–DEM 25

CHAPITRE 3 SYNTHÈSE ET OBJECTIFS DE RECHERCHE 28
3.1 Synthèse de la revue de la littérature 28
3.2 Objectifs 30
3.3 Plan et démarche de la thèse 31

CHAPITRE 4 ARTICLE 1 : CONVECTIVE DRYING OF BAKER'S YEAST PELLETS CONTAINING A CARRIER 33
4.1 Introduction 33
4.2 Materials and Methods 35
4.2.1 Yeast pellets preparation 35
4.2.2 Experimental setup 35
4.2.3 Experimental procedure 36
4.2.4 Data treatment 36
4.3 Development of the drying kinetics model 37
4.3.1 Model equations 40
4.4 Results and discussion 43
4.4.1 Experimental results 43
4.4.2 Parameters identification 46
4.4.3 Discussion 47
4.5 Conclusion 52

CHAPITRE 5 ARTICLE 2 : EVOLUTION OF THE QUALITY OF YEAST PELLETS CONTAINING A CARRIER DURING THEIR CONVECTIVE DRYING 54
5.1 Introduction 54
5.2 Materials and Methods 56
5.2.1 Yeast pellets preparation 56
5.2.2 Drying experiments 57
5.2.3 Quality evaluation 57
5.2.4 Statistical analysis 58
5.3 Results and discussion 58
5.4 Conclusion 61

CHAPITRE 6 ARTICLE 3 : COMPREHENSIVE ANALYSIS OF INTERMITTENT DRYING. A THEORETICAL APPROACH 63
6.1 Introduction 64
6.2 Mathematical modeling 66
6.2.1 System description and assumptions 66

6.2.2 Diffusion equation and boundary conditions 68
6.2.3 Post-processing of the simulation results 71
6.3 Results and discussion 72
6.3.1 Dynamics of an intermittent drying process 73
6.3.2 Applications 86
6.4 Conclusion 92

CHAPITRE 7 ARTICLE 4 : EVAPORATION VERSUS IMBIBITION IN A POROUS MEDIUM 94
7.1 Introduction 95
7.2 Mathematical modeling 97
7.2.1 System description and assumptions 97
7.2.2 Capillary imbibition in the porous medium 99
7.2.3 Liquid evaporation in the porous medium 99
7.2.4 General model including capillarity, gravity and evaporation 101
7.3 Results and discussion 105
7.3.1 Liquid front dynamics as a function of $\mathcal{E}$ and $\mathcal{G}$ 105
7.3.2 Estimation of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ in applied situations 111
7.4 Conclusion 116

CHAPITRE 8 ÉCOULEMENT SOLIDE AU SEIN D'UN SÉCHOIR ROTATIF AÉRÉ : ESTIMATION DES PARAMÈTRES D'INTERMITTENCE 118
8.1 Introduction 118
8.2 Méthodologie 120
8.2.1 Mouvement des particules au sein d'un séchoir rotatif aéré 120
8.2.2 Situations investiguées 124
8.3 Résultats et discussion 128
8.3.1 Dynamique d'écoulements et distribution des particules solides 128
8.3.2 Temps de cycle d'une particule 132
8.3.3 Influence de la variation des propriétés physiques du solide lors du séchage 133
8.4 Limitations du modèle et améliorations potentielles 135
8.5 Suggestion d'un modèle de cinétique de séchage multi-échelles au sein d'un séchoir rotatif aéré 135
8.5.1 Description du modèle multi-échelles et des hypothèses 136
8.5.2 Transferts de matière et de chaleur – grains de levure 139
8.5.3 Transferts de matière et de chaleur – air de séchage 140
8.5.4 Détermination des paramètres 141

8.5.5 Analyse de sensibilité 143
8.6 Conclusion 148

CHAPITRE 9 DISCUSSION GÉNÉRALE 149

CHAPITRE 10 CONCLUSION 151
10.1 Ajout d'un matériel de support solide 151
10.2 Séchage en régime intermittent 152

RÉFÉRENCES 157

ANNEXES 184

LISTE DES TABLEAUX

Tableau 2.1 Modèles empiriques utilisés pour décrire le séchage en régime intermittent. 15
Table 4.1 Properties of the three groups of pellets. 35
Table 4.2 Identified values of the unknown parameters of the model. 46
Table 5.1 Properties of the three groups of pellets expressed in wet basis. 56
Table 6.1 Initial and boundary conditions. 69
Table 6.2 Initial and boundary conditions in dimensionless form. 70
Table 6.3 Parameters and operating conditions form literature experiments. . . 88
Table 7.1 Physico-chemical properties of the considered fluids at $T_g = 25°C$ and $P_g = 1$ atm. 112
Tableau 8.1 Equations DEM. 122
Tableau 8.2 Expressions pour les forces d'interaction particule-fluide. 123
Tableau 8.3 Dimension du séchoir rotatif aéré. 126
Tableau 8.4 Paramètres CFD-DEM. 127
Tableau 8.5 Situations investiguées. 128
Tableau 8.6 Facteurs considérés pour l'analyse de sensibilité et leurs valeurs minimale et maximale considérées pour le plan d'expérience. 143
Tableau 8.7 Plan d'expérience et résultats. 146
Tableau 8.8 Résultats de l'analyse de la variance. 147
Table C.1 Values of l for the considered fluids at $T_g = 25°C$ and $P_g = 1$ atm. . . 189

LISTE DES FIGURES

Figure 2.1 Images d'un grain de levure à différents agrandissements obtenues à l'aide d'un microscope électronique à balayage – extrait de [1]. 5

Figure 2.2 Facteurs pouvant influencer la viabilité des levures à différentes étapes de la production de levures sèches – extrait de [2]. 8

Figure 2.3 Différents arrangements et types de chicanes – extrait de [3]. 17

Figure 2.4 Séchoir rotatif aéré – adapté de [4]. 19

Figure 2.5 (a) A l'intérieur d'un séchoir rotatif conventionnel et (b) à l'intérieur d'un séchoir rotatif aéré – extrait de [5]. 20

Figure 2.6 Illustration d'une collision en DEM souple, et où x_i et x_j correspondent respectivement à la position de la particule i et la particule j et δ correspond à leur chevauchement – adapté de [6] 23

Figure 3.1 Représentation de la structure du projet. 31

Figure 4.1 Schematic representation of a spherical yeast pellet during the drying. A yeast pellet of initial radius R_0 is exposed to drying air at a temperature T_∞ and at a concentration of water vapor C_∞. The temperature and the water vapor concentration at the surface of the pellet are written T_s and C_{surf}, respectively. The pellet is divided in two zones : a humid core of radius R_h surrounded by a dry zone. The air at the interface between those two zones has a temperature T_i and a water vapor concentration C_i that is equal to C_{sat}. 38

Figure 4.2 Time evolution, during the drying, of the moisture content of the pellets. 44

Figure 4.3 Drying rate of the pellets as a function of their moisture content. . . 44

Figure 4.4 Normalized radius of the pellets as a function of their moisture content. 45

Figure 4.5 Normalized surface temperature of the pellets as a function of their moisture content. 46

Figure 4.6 Comparison between the model (continuous lines) expressed as the time evolution of the moisture content of the yeast pellets (d.b.) of group 1 and the experimental results for different air temperature. 48

Figure 4.7 Comparison between the model (continuous lines) expressed as the time evolution of the moisture content of the yeast pellets (d.b.) of group 2 and the experimental results for different air temperature. 49

Figure 4.8 Comparison between the model (continuous lines) expressed as the time evolution of the moisture content of the yeast pellets (d.b.) of group 3 and the experimental results for different air temperature. 50
Figure 4.9 Kinetic constant k_d as a function of the drying temperature for the yeast pellets of group 1 and 2. 51
Figure 4.10 Time evolution during drying of the internal (k_i) and the external (k_e) mass transfer coefficients at 50°C for the three groups of pellets. . . . 52
Figure 5.1 (a) Gassing power G of the yeasts as a function of their moisture content X (kg of water per kg of dry yeast) and (b) normalized gassing power $\tilde{G}$ as a function of the moisture content X^* (kg of water per kg of dry matter), for the three groups studied. The dotted and the dashed lines represent the two drying experiments carried out for each group. . . . 59
Figure 6.1 Schematic illustration of the system (spherical or cylindrical material of radius R) and of the two modeling approaches (continuous and shrinking core) investigated. 66
Figure 6.2 Evolution of the water concentration profile within a spherical grain during an intermittent drying with $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.5$. (a) Water concentration profile at the start, the mid-period and the end of the first three active drying periods. (b) Water concentration profile at the start, the mid-period and the end of the first three tempering period. 74
Figure 6.3 (a–c) Time evolution of the moisture ratio during the intermittent drying of a spherical grain, for different values of χ and for (a) $\theta_c = 0.05$, (b) $\theta_c = 0.1$ and (c) $\theta_c = 0.25$. The solid line corresponds to the time evolution of the moisture ratio for the equivalent stationary drying and the dashed grey line corresponds to MR = 0.1. (d) Drying rate $\tilde{j}$ of a spherical material as a function of the moisture ratio MR. The dashed line corresponds to an intermittent drying with $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.2$ while the solid line corresponds to the equivalent stationary drying. . 75
Figure 6.4 $\mathcal{J}_n$, ratio of the drying rate of an intermittent drying during the nth cycle (active drying and tempering periods included) to the drying rate of the equivalent stationary drying during the same time interval, as a function of n, for several values of θ_c and χ. A tendency curve is established for the three values of θ_c considered and for $\chi = 0.2$. . . . 77
Figure 6.5 Contour plots of (a) $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and (b) $\mathcal{T}_{\text{op}}$ as functions of χ and θ_c. 79

Figure 6.6 Operational diagram summarizing the different kind of dynamics, when intermittent drying is compared to the equivalent stationary one, as a function of χ and θ_c. (a) spherical geometry and (b) cylindrical geometry. 81

Figure 6.7 Contour plots of (a,c) $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and (b,d) $\mathcal{T}_{\text{op}}$ as functions of χ and θ_c, for (a-b) Bi =10 and (c-d) Bi = 2. 82

Figure 6.8 Evolution of $\mathcal{J}_n$ as a function of the humid core radius ξ_h for several values of θ_c and χ. 84

Figure 6.9 Water vapor concentration profile, using the shrinking core modeling approach, within the dry zone of a spherical material, for three cycles characterized by different values of ξ_h (0.3, 0.5, 0.8) and for $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.5$. (a) Concentration profile at the start, the middle and the end of the active drying period. (b) Concentration profile at the start, the middle and the end of the tempering period. The black lines correspond to the concentration profile for the stationary drying. . . . 85

Figure 6.10 $\mathcal{T}_{\text{op}}$ as a function of $\mathcal{R}_{\text{td}}$ for several applied situations from the literature. More information is given in Table 6.3. 87

Figure 6.11 $\mathcal{R}_{\text{td}}$ as a function of the duration of a cycle t_c for three spherical yeast pellet diameters using the shrinking core approach. 92

Figure 7.1 Schematic illustration of the investigated system. 98

Figure 7.2 Time evolution of the liquid height in a porous medium for $\mathcal{G} = 1$, various values of $\mathcal{E}$, and three initial liquid heights : (a) $\tilde{h}_0 = 0$, (b) $\tilde{h}_0 = 0.5$ and (c) $\tilde{h}_0 = 1$. The dots represent the time required for the liquid interface to cover 99% of the distance between the initial and the stationary positions – Adapted from [7]. 106

Figure 7.3 (a) Dimensionless stationary liquid height and (b) time required for the liquid interface to cover 99% of the distance between its initial and its stationary positions as functions of $\mathcal{G}$ for various values of the evaporation–capillary number ($10^{-5} \leqslant \mathcal{E} \leqslant 10$) and several initial liquid heights ($0 \leqslant \tilde{h}_0 \leqslant 1$). 108

Figure 7.4 Contour plots of (a) $\tilde{h}_s$ and (b) $\tilde{t}_{99}$ as functions of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$. Note that (b) is given for $\tilde{h}_0 = 0$. (c) Phase diagram of the different regimes encountered, as functions of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$. The symbols correspond to cases computed under applied conditions for several fluids interacting with various porous medium of height H and particle radius r at $T_g = 25°\text{C}$ and $P_g = 1$ atm – Adapted from [7]. 110

Figure 7.5 Stationary height of the liquid front in the porous medium as a function of the particle radius, for various liquids and two atmospheric temperatures : 25°C and 33°C. These results are computed considering a porous medium of height $H = 10$ cm and an atmospheric pressure $P_g = 1$ atm. 113
Figure 7.6 Influence of the atmospheric temperature T_g on the two dimensionless numbers (a) $\mathcal{G}$ and (b) $\mathcal{E}$, for various liquids and particle radii. (c) Influence of X_a/X_i on $\mathcal{E}$, for various liquids and particle radii. These results are computed considering a porous medium of height $H = 10$ cm and an atmospheric pressure $P_g = 1$ atm. Note that in (a) and (b) $X_a = 0$, and in (c) $T_g = 25$°C – Adapted from [7]. 115
Figure 8.1 Représentation schématique du séchoir rotatif. (a) Vue de profil, (b) Vue de face. La zone encadrée correspond à la zone considérée pour les simulations CFD–DEM. 125
Figure 8.2 Représentation schématique de l'élément considéré pour les simulations CFD-DEM. 125
Figure 8.3 Ecoulement des particules lors du passage d'un mini–tuyau à trois instants différents du deuxième cycle d'oscillation : (a) 5.8 s, (b) 7s et (c) 8.2 s. Les particules sont colorées en fonction de leur vitesse. 129
Figure 8.4 Nombre de particules en suspension dans le séchoir rotatif aéré pour trois Δd. Les flèches représentent les temps où le mini-tuyau se situe en position centrale. 130
Figure 8.5 (a) Porosité, (b) Vitesse des particules solides et (c) Vitesse relative particule–fluide dans le plan vertical central Oxz (en $y = l_s/2$). Des courbes de contour de porosité pour 5 iso-valeurs différents (0.45, 0.6, 0.8, 0.9, 0.998) sont présentes sur l'ensemble des figures. La flèche correspond au sens de direction du mini–tuyau. 131
Figure 8.6 Evolution temporelle de la position radiale de 4 particules. $\bar{\theta}$ représente l'angle moyen des positions de la particule. 132
Figure 8.7 Nombre moyen de particules en suspension pour les 4 situations investiguées. 134
Figure 8.8 Ecoulement des particules solides de 0.54 mm de diamètre et d'une densité de 759 kg/m^3 (Situation 3) lors du deuxième cycle d'oscillation à 8.2 s. (a) Vue de Profil et (b) vue de haut. Les particules sont colorées en fonction de leur vitesse. 134
Figure 8.9 Détail du modèle pour un volume de contrôle. 137
Figure 8.10 Diagramme de Pareto. Seul les effets significatifs sont représentés. . . 145

Figure A.1 Représentation du dispositif expérimental – adapté de [43] 184
Figure A.2 (a) Photo d'un grain de levure du groupe 1 (sans matériel de support solide) et (b) d'un grain de levure du groupe 3 (avec 49% en poids de matériel de support solide). 185
Figure A.3 Evolution temporelle du contenu en eau des grains de levures exprimé en kg d'eau par kg de matière sèche. Les barres d'erreur représentent l'écart-type. 186
Figure A.4 Evolution de la vitesse de séchage J en fonction de X (kg d'eau par kg de matière sèche) 186
Figure B.1 Contour plots of (a) $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ and (b) $\mathcal{T}_{\mathrm{op}}$ as functions of χ and θ_c for a cylindrical geometry. 188
Figure B.2 Comparison selected experimental results (dots) with the continuous model (solid lines). (a) Evolution of the moisture content (kg/kg) of cylindrical banana as a function of the time (E1 experiment). (b) Evolution of the moisture ratio of spherical pears for two different intermittent dryings (E5 and E6 experiments). Black lines correspond to the equivalent stationary drying. 188
Figure C.1 Contour plots of the time to reach the stationary position of the interface $\tilde{t}_{99}$ as functions of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$. Note that (a) is given for $\tilde{h}_0 = 0.5$ and (b) for $\tilde{h}_0 = 1$. 191

LISTE DES SIGLES ET ABRÉVIATIONS

Abréviations

CFD Computational Fluid Dynamics, Mécanique des Fluides Numériques
DEM Discrete Element Method, Méthode des Elements Discrets
MR Moisture Ratio
VANS Volume-Averaged Navier-Stokes

Nomenclature

Chapitre 4

Roman symbols

a specific area of a yeast pellet, m^2/kg
A ratio of the mass of dry yeast in a pellet to the total mass of the pellet, -
c_{1-3} constants - adjustable parameters, -
c_p heat capacity of the yeast pellet, J/(kg K)
C_{sat} saturation concentration of water in air, mol/m^3
C_∞ water vapor concentration in the air far from the pellet, mol/m^3
$\mathbb{D}$ diffusion coefficient of vapor in air, m^2/s
f_c mass fraction of the carrier in the pellet, -
h heat transfer coefficient, $W/(m^2\ K)$
J drying rate (dry basis), kg/ (kg s)
J_d evaporation rate of the water of type D (dry basis), kg/ (kg s)
J_e evaporation rate of the water of type E (dry basis), kg/ (kg s)
k heat conductivity, W/(m K)
k_d kinetics constant, s^{-1}
k_e external mass transfer coefficient, m/s
k_i internal mass transfer coefficient, m/s
L_m molar water latent heat of vaporization, J/mol
M mass of the yeast pellets, kg
M_c dry mass of carrier in the pellets, kg
M_s dry mass of the yeast pellets, kg
M_w molecular weight of water, kg/mol
Nu Nusselt number, -

Pr	Prandtl number, -
R	radius of the pellet, m
R_h	humid core radius, m
Re	Reynolds number, -
S	area of the observed pellets, m^2
Sc	Schmidt number, -
Sh	Sherwood number, -
t	time, s
T_d	temperature in the dry zone of the pellet, K
T_i	humid core temperature, K
T_{norm}	normalized yeast pellets surface temperature, K
T_s	surface temperature of the pellets, K
T_∞	air drying temperature, K
u	drying air velocity, m/s
X	moisture content of the yeast pellets (dry basis), kg/ kg
X_e	water of type E content (dry basis), kg/ kg
X_d	water of type D content (dry basis), kg/ kg
X_r	residual water content (dry basis), kg/ kg
Y	air moisture content (dry basis), kg/ kg

Greek symbols

α	thermal diffusivity, m^2/s
β	shrinkage coefficient, -
γ	constant, -
ε	porosity of the dry zone, -
κ	shrinkage coefficient, -
λ_{eff}	effective thermal conductivity, W/(m K)
ν	air kinematic viscosity, m^2/s
ρ_m	density of the humid pellet, kg/m^3
ρ_w	density of liquid water, kg/m^3
τ	tortuosity, -
ϕ	volume fraction of carrier in the yeast pellet, -

General subscripts

0	initial conditions
ref	reference

Chapitre 5

Roman symbols

G gassing power, ml /kg

$M_s$dry mass of the yeast pellets, kg

V Volume of CO_2, ml

X moisture content of the yeast pellets (dry basis), kg/ kg

Chapitre 6

Roman symbols

Bi	Biot number, -
C	water concentration, mol/m^3
$\mathbb{D}_e$	effective diffusion coefficient, m^2/s
$\mathcal{J}_n$	dimensionless number comparing the drying rate of an intermittent drying during the nth cycle to the drying rate of the equivalent stationary drying, -
j	molar evaporation rate, mol/(m^2 s)
k_e	convective mass transfer coefficient, m/s
M_a	molecular weight of dry air, kg/mol
M_w	molecular weight of water, kg/mol
P	pressure, Pa
r	radial distance, m
R	radius of the product, m
R_h	radius of the humid core, m
$\hat{R}$	universal gas constant, J/(mol K)
$\mathcal{R}_{\text{td}}$	ratio of the duration of a stationary drying to the duration of active drying periods of an equivalent intermittent drying, -
t	time, s
t_c	duration of an active drying-tempering cycle, s
t_d	duration of an active drying period, s
t_t	duration of a tempering period, s
T	temperature, K
$\mathcal{T}_{\text{op}}$	ratio of the total duration of an intermittent drying to that of an equivalent stationary drying
v_l	molar volume of water, m^3/mol

Y	air humidity, kg/ kg

Greek symbols

ε	porosity of the dry zone of yeast pellets, -
θ	dimensionless time, -
θ_c	dimensionless form of the duration of a cycle, -
ξ	dimensionless size, -
ξ_h	dimensionless size of the humid core, -
τ	tortuosity of the dry zone of yeast pellets, -
χ	intermittency ratio, -

General subscripts

0	initial conditions
sat	saturation
g	gas (drying air)

Accents

$\sim$	dimensionless
—	averaged

Chapitre 7

Roman symbols

c	molar concentration, mol/m^3
D_{va}	diffusion coefficient of vapor in air, m^2/s
$\mathcal{E}$	evaporation–capillary number, -
g	acceleration of gravity, m/s^2
$\mathcal{G}$	gravity–capillary number, -
h	vertical position of the liquid–gas interface, m
H	height of the porous medium, m
j	molar evaporation flux, mol/(m^2 s)
K	permeability of the porous medium, m^2
l	mean free path of molecules, m
$\mathcal{L}$	latent heat of vaporization, J/mol
$\hat{M}$	molar mass, kg/mol
P	pressure, Pa

P_c	capillary pressure, Pa
r	particle radius, m
r_p	pore radius, m
$r_\pm$	two real roots of $\mathcal{G}\tilde{h}^2 - (1 + \mathcal{G} + \mathcal{E})\tilde{h} + 1$, -
$\hat{R}$	universal gas constant, J/(mol K)
t	time, s
T	temperature, K
v	velocity, m/s
v_g	molar-averaged velocity of the gas, m/s
W	width of the porous medium, m
X	mole fraction of the vapor in the gas phase, -

Greek symbols

ε	porosity of the porous medium, -
θ	contact angle, -
μ	dynamic viscosity, Pa.s
ϕ	volume fraction of particles in the porous medium, -
ρ	density, kg/m^3
σ	surface tension, N/m
τ	tortuosity of the porous medium, -

Subscripts

0	initial conditions
a	at the top of the porous medium
D	diffusion
ev	evaporation
g	gas phase
i	at the liquid–gas interface
ℓ	liquid
s	stationary
sat	saturation
v	vapor

Accents

$\sim$	dimensionless

Chapitre 8

a	superficie d'un grain de levure, m^2/kg
c	coefficient d'amortissement, kg/s
c_{p_a}	chaleur spécifique de l'air, J/(kg K)
c_{p_p}	chaleur spécifique des grains de levure, J/(kg K)
C_{sat}	concentration de saturation de l'eau dans l'air, mol/m^3
C_∞	concentration de l'eau dans l'air, mol/m^3
d_p	diamètre de la particule, m
D	diamètre (géométrie), m
$\mathbb{D}$	coefficient de diffusion de l'eau dans l'air, m^2/s
e_r	coefficient de restitution, -
$\boldsymbol{E}_{pf}$	quantité de mouvement échangée, N/m^3
$\boldsymbol{f}_c$	force de contact, N
$\boldsymbol{f}_d$	force de trainée, N
$\boldsymbol{f}_g$	force gravitationnelle, N
$\boldsymbol{f}_n$	force de non-contact, N
$\boldsymbol{f}_{pf}$	forces d'interaction particule-fluide, N
$\boldsymbol{f}_{\nabla p}$	force de gradient de pression, N
$\boldsymbol{f}_{\nabla\cdot\tau}$	force visqueuse, N
F_a	débit d'air, kg/s
G	module de cisaillement, Pa
h	coefficient de transfert de chaleur, $W/(m^2\ K)$
I	moment d'inertie de la particule, kg m^2
J	vitesse d'évaporation, kg/(kg s)
J_d	vitesse d'évaporation de l'eau de type D, kg/(kg s)
J_e	vitesse d'évaporation de l'eau de type E, kg/(kg s)
k	constante de raideur, N/m
k_e	coefficient de transfert externe, m/s
k_i	coefficient de transfert interne, m/s
l_s	longueur de l'élément étudié, m
L	longueur (géométrie), m
$\mathcal{L}$	chaleur latente de vaporisation, J/kg
m	masse de la particule, kg
M_a	masse d'air, kg
M_r	couple tangentiel, Nm
M_s	masse de levure sèche, kg

M_t	couple de friction de roulement, Nm
M_w	masse moléculaire de l'eau, kg/mol
N	nombre de particules, -
Nu	nombre de Nusselt, -
p	pression, Pa
Pr	nombre de Prandlt, -
Q	débit de particules entre les compartiments, m^3/s
Q'	débit de particules entre les différents volumes de contrôle, m^3/s
r	rayon de la particule, m
R_h	rayon du cœur humide, m
$\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$	rapport entre la durée d'un séchage continu et la durée effective d'un séchage intermittent correspondant, -
Re	nombre de Reynolds, -
Sc	nombre de Schmidt, -
Sh	nombre de Sherwood, -
t	temps, s
t_c	temps d'un cycle séchage-tempérage, s
t_{RA}	temps caractéristique de Rayleigh, s
T_a	température de l'air de séchage, K
T_p	température des grains de levure, K
$\boldsymbol{u}$	vitesse du fluide, m/s
$\boldsymbol{v}$	vitesse de la particule, m/s
v_r	vitesse relative particule fluide, m/s
V	volume, m^3
V_p	volume de solide, m^3
X	contenu en eau des grains de levure, kg/kg
X_d	contenu en eau de type D, kg/kg
X_e	contenu en eau de type E, kg/kg
X_r	contenu en eau résiduelle, kg/kg
Y	humidité de l'air, kg/kg

Symboles grecs

α	ratio entre le nombre de grains de levure dans le compartiment actif et le nombre total de grains, -
β	taux de remplissage, -
γ	constante, -

δ	chevauchement, m
ε	fraction volumique de fluide, -
ε_b	porosité du lit déposé, -
ε_g	porosité des grains de levure, -
θ	angle entre la position du mini-tuyau et sa position centrale, °
κ	diffusivité thermique, m^2/s
λ	conductivité thermique, W/(m K)
μ	viscosité dynamique, Pa s
μ_f	coefficient de friction, -
μ_r	coefficient de friction en roulement, -
ν	ratio de Poisson, -
ρ	masse volumique, kg/m^3
τ	tenseur de contraintes visqueuses, Pa
τ_g	tortuosité des grains de levure, -
Υ	module de Young, Pa
χ	ratio d'intermittence, -
$\boldsymbol{\omega}$	vitesse angulaire de la particule, 1/s
ω_{tc}	vitesse de rotation du tuyau central, °/s

Indices et exposants

i, j, k	indices de particule
i	indice volume de contrôle (6.5)
f	fluide
mt	mini-tuyau
n	composante normale
s	séchoir
t	composante tangentielle
tc	tuyau central
(1)	compartiment : zone active
(2)	compartiment : zone passive

Accent

—	moyenné

LISTE DES ANNEXES

Annexe A ARTICLE 1 : Informations complémentaires au chapitre 4, non incluses dans l'article 184

Annexe B ARTICLE 3 : Appendix – Comprehensive analysis of intermittent drying. A theoretical approach. 188

Annexe C ARTICLE 4 : Supplementary Material – Evaporation versus imbibition in a porous medium 189

CHAPITRE 1 INTRODUCTION

Environ 1,3 milliard de tonnes de produits alimentaires sont jetées chaque année [8]. Une des techniques pour éviter ce gaspillage est le séchage. Il permet d'accroître la durée de conservation des produits alimentaires en diminuant leur contenu en solvant et de réduire les coûts liés au transport et au stockage. Le séchage est donc une technique intéressante permettant de faciliter la manutention des produits et de prolonger leur durée de vie. Malgré de nombreuses études, la compréhension du séchage a encore des zones d'ombre [9] dans la mesure où des phénomènes de transport de masse et d'énergie se déroulent à plusieurs échelles. Par ailleurs, les consommateurs sont de plus en plus soucieux d'avoir des produits de qualité et une production alimentaire plus durable.

Malgré une consommation énergétique élevée, le séchage est une opération courante en industrie. En effet, les pays développés y consacrent entre 10 et 25 % de leur consommation industrielle d'énergie [10]. L'utilisation fréquente de combustibles fossiles comme source d'énergie entraine donc des émissions de gaz à effet de serre.

Le séchage permet la diminution du taux d'humidité de nombreux produits. Le séchage thermique, chauffant les produits pour évaporer le solvant qu'ils contiennent, est la technique la plus régulièrement utilisée. Cette opération entraine une série de changements : modification de la couleur, de la qualité, des dimensions. La variation importante des différents paramètres (la taille, la porosité, le temps de séchage, ...) influençant la cinétique de séchage et la qualité, en fonction des produits, rend cette opération difficile à mettre en œuvre [10]. De nombreuses méthodes de séchage existent et le choix de l'une d'elles va dépendre de multiples paramètres tels que les caractéristiques du produit, la quantité à traiter, la qualité finale souhaitée et la consommation énergétique. La consommation énergétique et la qualité sont les deux paramètres critiques dans le choix du type de séchoir [11].

Cette recherche est consacrée au séchage de grains de levure. Un grain de levure est composé d'un agglomérat de cellules de levure, organismes vivants, qui forme un réseau poreux. Le séchage peut mener à la détérioration de nombreux produits particulièrement lorsqu'il est appliqué à des matériaux biologiques tels que la levure [12,13]. Si les usages industriels de ces organismes nécessitent de les maintenir en vie, leur dessiccation doit entrainer l'arrêt réversible de leur métabolisme [14]. Ce phénomène s'appelle l'anhydrobiose. Pour ces organismes vivants, qui doivent être désactivés et non tués, le contrôle et l'amélioration du séchage sont primordiaux et délicats. Les levures sont utilisées dans des secteurs variés, tant le secteur agroalimentaire et brassicole que le secteur pharmaceutique et environnemental [15]. Par

exemple, *Saccaromyces cerevisiae* peut être utilisé pour la production de pain, de bière et de vin [16], comme sorbant de métaux lourds lors du traitement d'eaux usées industrielles [17,18] ou encore comme source d'alimentation pour le bétail [19, 20].

Le défi actuel est d'obtenir une levure sèche, vivante et de qualité à bon coût économique et énergétique. Cette démarche implique d'améliorer et de développer des dispositifs afin d'assurer la qualité des produits séchés et un meilleur contrôle de cette qualité en respectant une plus grande efficacité énergétique. La qualité des levures dépend de facteurs propres à l'opération de séchage (conditions d'opération, temps de séchage, méthode de séchage utilisée) mais des améliorations peuvent également être apportées avant et après celui-ci, soit lors de la production et du stockage des levures [2, 21]. Lors du séchage, il est possible de jouer sur les conditions d'opération. Cependant, les conditions qui vont mener à une amélioration de la qualité des levures séchées sont différentes de celles qui vont maximiser la vitesse de séchage. Dès lors, d'autres techniques doivent être identifiées, étudiées et optimisées.

L'ajout, lors de la formulation des grains de levure, de supports protecteurs tels que des matériaux de support liquides (par exemple le tréhalose) ou solides (la farine de blé) est une technique envisagée en vue d'améliorer différents aspects du séchage : la facilité d'opération, la qualité des levures et la cinétique de séchage. Un matériel de support solide est régulièrement employé pour faciliter l'extrusion des grains. Cet ajout peut entraîner des modifications de la structure interne des grains [22], et peut, dans certains cas, également influencer positivement la qualité du produit final [23, 24]. Néanmoins, l'extraction trop rapide d'eau peut mener à des dégâts cellulaires et à une diminution de la qualité des levures [25]. Bien que quelques études aient porté sur l'ajout d'un support solide, son influence sur la qualité des levures pendant et à la fin de leur séchage n'est pas encore bien comprise. De manière générale, le lien entre l'ajout de ces composés et la cinétique de séchage des grains de levure n'est pas encore établi de façon claire dans la littérature.

Le séchage en régime intermittent semble une solution prometteuse pour diminuer la consommation d'énergie et la détérioration des produits lors du séchage [26, 27]. Afin de développer des séchoirs innovants plus performants, il est important d'apporter une meilleure compréhension des phénomènes se déroulant lors d'un séchage en régime intermittent. Les mécanismes spécifiques à l'échelle spatiale du grain et à celle du séchoir sont à analyser à travers l'étude de régimes transitoires et à travers l'exploration d'un séchoir intrinsèquement intermittent peu étudié : le séchoir rotatif aéré. Ce type de séchoir semble disposer de performances de séchage élevées [28, 29]. Néanmoins, les phénomènes de transport multiphasiques prenant place à l'intérieur de ce séchoir sont complexes. L'écoulement et la cinétique de séchage y est difficile à appréhender.

L'objectif général de cette thèse est donc d'optimiser le séchage convectif de grains de levure en modélisant et caractérisant les mécanismes prenant place lors du séchage de ce produit biologique. Plus précisément, l'impact de ces deux techniques prometteuses et relativement peu étudiées pouvant améliorer la cinétique de séchage et la qualité des levures est analysé : (a) l'ajout de certains composés tels qu'un matériel de support solide et (b) le séchage en régime intermittent. Afin d'obtenir une levure sèche de grande viabilité et de qualité, les phénomènes spécifiques à différentes échelles spatio-temporelles sont étudiés. Cette recherche est divisée en 3 parties :

— La caractérisation expérimentale et numérique de l'effet de l'ajout d'un matériel de support solide sur la cinétique de séchage de grains de levure (Chapitre 4) et sur la qualité des levures (Chapitre 5).

— L'étude des régimes transitoires à l'échelle du milieu poreux. Cette étude comprend l'analyse de l'influence de l'intermittence sur la cinétique de séchage de matériaux granulaires (Chapitre 6) et la modélisation de la compétition entre l'imbibition capillaire, l'évaporation et la gravité (Chapitre 7).

— La caractérisation de l'écoulement de grains de levure au sein d'un séchoir rotatif aéré qui est intrinsèquement intermittent (Chapitre 8).

CHAPITRE 2 REVUE DE LA LITTÉRATURE

Dans ce chapitre, une revue de la littérature reprenant les informations pertinentes à l'étude de la cinétique de séchage et de la qualité des levures est présentée. La première section de ce chapitre introduit les connaissances concernant le séchage de levures. Ensuite, les différentes mesures de qualité des levures ainsi que les facteurs influençant la qualité des levures sèches sont abordés. La qualité des levures en fin de séchage étant un facteur limitant dans la chaine de production de levures séchées, des techniques d'amélioration potentielle de la qualité des produits sont pertinentes à développer et à améliorer. Deux techniques sont successivement discutées : l'ajout aux grains de levure, avant séchage, de composés solides tels que la farine de blé et le séchage en régime intermittent. Pour finir, l'utilisation de la modélisation et plus particulièrement du couplage de la méthode des éléments discrets (DEM, Discrete Element Method) et de la mécanique des fluides numérique (CFD, Computational Fluid Dynamics) dans l'étude du séchage de denrées alimentaires est analysée.

2.1 Séchage des grains de levure : Généralités

Les levures sont utilisées principalement dans l'industrie boulangère et vinicole pour leurs capacités à transformer les glucides en CO_2 et en éthanol. Elles sont généralement produites sous la forme de grains, sphériques ou cylindriques, constitués d'un ensemble de cellules de levure (Figure 2.1). Cet agglomérat de cellules forme un réseau poreux très uniforme. Les grains de levure frais contiennent de l'eau intracellulaire et extracellulaire. L'opération de séchage des grains de levure dure en moyenne 30 à 200 minutes et diminue leur contenu en eau de 70% à environ 5% (en base humide) [13].

Le séchage thermique est une opération complexe impliquant des transferts de chaleur et de matière, entrainant des changements physiques qui peuvent à leur tour impacter les transferts de chaleur et de matière. Les nombreuses techniques de séchage existantes utilisent différents modes de transfert thermique : convection, conduction, rayonnement, champs électromagnétiques ou combinaison de ces modes. Néanmoins, 85% des séchoirs industriels sont des séchoirs convectifs [10] et, plus particulièrement, le séchage convectif de grains de levure est réalisé traditionnellement en lit fluidisé. L'avantage de cette technique est qu'elle assure un bon contact solide–gaz, induisant des coefficients de transfert de chaleur et de masse élevés [9, 30]. Bien que cette technique soit couramment utilisée industriellement, les nombreux phénomènes physico-chimiques se déroulant lors du séchage rendent difficile de prédire l'évolution de paramètres clefs : le contenu en eau, la température du produit, la durée du séchage

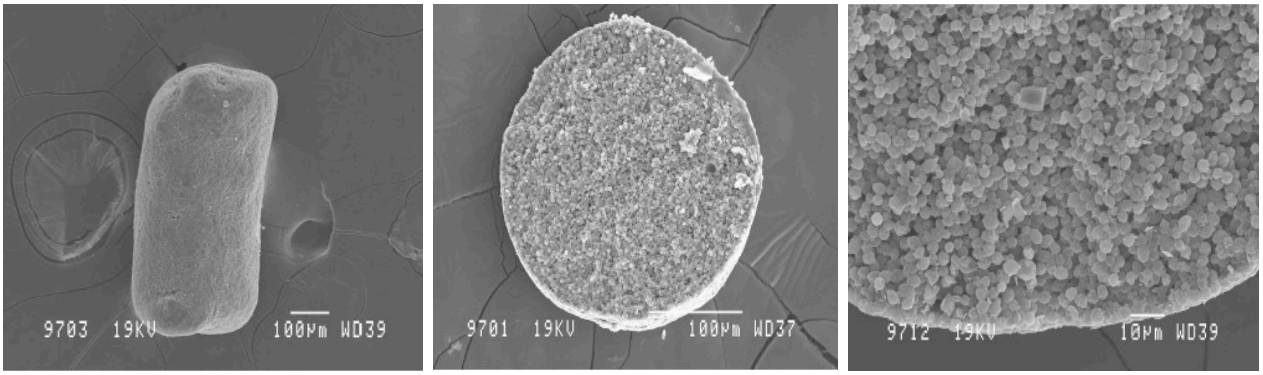


Figure 2.1 Images d'un grain de levure à différents agrandissements obtenues à l'aide d'un microscope électronique à balayage – extrait de [1].

ainsi que la qualité. De nombreuses recherches se concentrent donc sur la modélisation du séchage des grains de levure afin d'améliorer le contrôle et l'optimisation du séchage en lit fluidisé [13, 31–33]. Cependant, la fluidisation des grains de levure ayant un contenu en eau élevé est difficile car leur écoulement au sein du lit fluidisé indique qu'ils appartiennent au groupe C (poudres fines cohésives) ou D (poudres granuleuses) de la classification de Geldart [34]. D'autres techniques de séchage sont donc également à l'étude. Une technologie dérivée du lit fluidisé, le lit à jet, est également étudié dans le cadre du séchage de grains de levure [35, 36]. Une combinaison de ces deux types de séchoir peut être envisagée pour améliorer la performance du séchage. En effet, comme la fluidisation des grains de levure ayant un contenu en eau supérieur à 35% (base humide) n'est pas évidente tandis que celle des grains de levure ayant un contenu en eau plus faible est facile, il serait intéressant de pré-sécher les grains de levure dans un lit à jet et de terminer le séchage en lit fluidisé [35]. Le séchage par atomisation est une autre méthode de séchage convectif pertinente pour conserver des levures [37–40]. Dans l'industrie alimentaire, le séchage par atomisation, utilisé pour le processus de microencapsulation, a une grande efficacité de séchage et un court temps de séjour. Cependant, la température élevée du gaz d'entrée peut entrainer un effet négatif sur la qualité. D'autres méthodes de séchage convectif pourraient être utilisées pour les levures mais elles ont encore été peu étudiées.

Deux actions prennent place simultanément lors du séchage : le transfert du solvant vers la surface et l'évaporation de ce solvant de la surface vers l'air environnant. Le stress généré par l'enlèvement de l'eau et/ou par l'augmentation de la température du produit peut entrainer des changements dans la structure et la dynamique des membranes des cellules de levure qui à leur tour peuvent mener à la diminution de la croissance, voire à la mort cellulaire [41]. De

plus, ce stress entraine régulièrement des changements de formes et de dimensions. Le séchage d'un produit peut fréquemment mener à son rétrécissement matriciel [42]. Dans ce cas, la modélisation du séchage présentera une complexité supplémentaire puisqu'il faudra décrire et modéliser ces changements, les phénomènes de transport se déroulant au sein d'une structure à géométrie changeante. Néanmoins, Spreutels et al. [43], ont montré que le rétrécissement matriciel suite au séchage convectif de grains de levure cylindriques n'a pas une influence significative sur la vitesse de séchage de ces grains.

L'approche classique pour modéliser le séchage et donc prédire les transferts de masse et de chaleur se base sur l'utilisation d'isothermes de sorptions. Ces isothermes lient le contenu en eau du produit et la pression partielle de l'eau dans le gaz au contact du produit lorsque l'équilibre entre les deux phases est atteint. Cette approche ne semble pas adaptée pour décrire le séchage des grains de levure en lit fluidisé. En effet, Debaste et al. [44] ont mis en évidence que les résultats de simulations obtenus en utilisant cette approche ne reproduisent pas correctement la vitesse de séchage des grains de levure en lit fluidisé. En plus des transferts de masse externe, les modèles doivent tenir compte des transferts de masse interne dus à la diffusion car leur contribution n'est pas négligeable [13,44]. Plus précisément, les transports de masse interne par diffusion dans les grains de levure peuvent être modélisés en se basant sur l'approche d'un cœur humide rétrécissant [43, 44]. L'approche basée sur les équations des bilans massique et énergétique semble plus pertinente que l'utilisation d'isothermes de sorption dans le cas des grains de levure et est régulièrement utilisée [13, 43–45]. Cette approche phénoménologique a également été utilisée par Spreutels et al. [43] pour mettre en avant les phénomènes physiques significatifs se déroulant lors du séchage de grains de levure. Le modèle de séchage convectif continu d'un grain de levure développé par Spreutels et al. [43], à l'aide d'expériences réalisées au sein d'un séchoir tunnel, a mis en évidence qu'une levure fraiche est composée de trois types d'eau : l'eau de type E dont l'extraction est limitée par le transfert de matière en phase gazeuse (interne et externe aux grains), l'eau de type D qui est plus difficilement extraite que l'eau de type E et l'eau résiduelle qui n'est pas extraite lors du séchage et dont le contenu dépend de l'équilibre thermodynamique entre l'air de séchage et les grains de levure. Dès lors, la vitesse de séchage des grains de levure (J) dépend de la vitesse d'évaporation de l'eau de type E (J_e), qui domine la première phase du séchage, et de celle de l'eau de type D (J_d) dominant la fin du séchage. Leurs résultats laissent penser que l'eau de type E peut être considérée comme l'eau se trouvant entre les cellules constitutives des grains de levure tandis que l'eau de type D correspondrait à l'eau intracellulaire.

2.2 Qualité des levures

Un équilibre entre le temps de séchage, l'efficacité énergétique et la qualité finale du produit doit être établi pour le séchage des produits alimentaires. Les critères de qualité diffèrent en fonction du produit d'intérêt et représentent les attentes minimales des utilisateurs [46]. Les mesures effectuées pour apprécier la qualité du produit en cours de séchage et en fin de séchage peuvent évaluer la qualité nutritionnelle, la couleur, les changements physiques, etc. En ce qui concerne les levures, deux paramètres, ayant une haute corrélation positive, sont généralement analysés : la viabilité et l'activité fermentaire [47].

2.2.1 Mesure de la qualité des levures

Le séchage convectif de micro-organismes provoque des dommages structurels et physiologiques aux cellules, entraînant une perte de viabilité [12, 48, 49]. Les membranes biologiques sont composées de phospholipides assemblés pour former une bi-couche lipidique où des protéines sont intégrées. Lors du séchage de cellules, la température à laquelle la transition de phase des lipides membranaires de la forme gel à la forme liquide cristalline augmente lorsque le contenu en eau des cellules est faible. La transition de phase des lipides de la phase gel à la phase cristalline entraine des fuites cellulaires qui sont néfastes pour les cellules [50]. La viabilité des cellules après séchage peut être déterminée de diverses façons. Traditionnellement, les cellules sont réhydratées et ensuite leur viabilité est quantifiée à l'aide du bleu de méthylène. Le dénombrement se fait par microscopie optique où les cellules vivantes seront incolores et les cellules mortes seront bleues [51]. L'utilisation du bleu de méthylène nécessite la mise en culture des cellules de levure et donc le temps nécessaire pour avoir les résultats est important. Récemment, d'autres techniques ont vu le jour pour dénombrer les cellules, dont le dénombrement par cytométrie en flux [52, 53]. L'activité fermentaire, quant à elle, est déterminée en mesurant l'augmentation de volume d'une pâte ou en mesurant la quantité de CO_2 produit par les levures lors d'une panification [43, 47, 54]. Ahi et al. [37] ainsi qu'Attfield et al. [55] ont mis en évidence une relation linéaire entre l'activité fermentaire et la viabilité des cellules de levure. Néanmoins, il existe un seuil de viabilité critique, en dessous duquel les cellules sont viables mais possèdent une activité levante nulle [37].

2.2.2 Facteurs influençant la qualité des levures

La qualité des levures est influencée par des facteurs intrinsèques (espèces, souches cultivées, etc.) ainsi que par des facteurs extrinsèques (les conditions de séchage, la présence de certains composés, le moment de la récolte, etc.) [2] (voir Figure 2.2). La qualité des levures sèches

peut être améliorée de l'étape de culture des levures à l'étape de réhydratation des levures sèches. Par exemple, la méthode de réhydratation utilisée jouerait un rôle par rapport à l'intégrité membranaire et à la viabilité des levures [56].

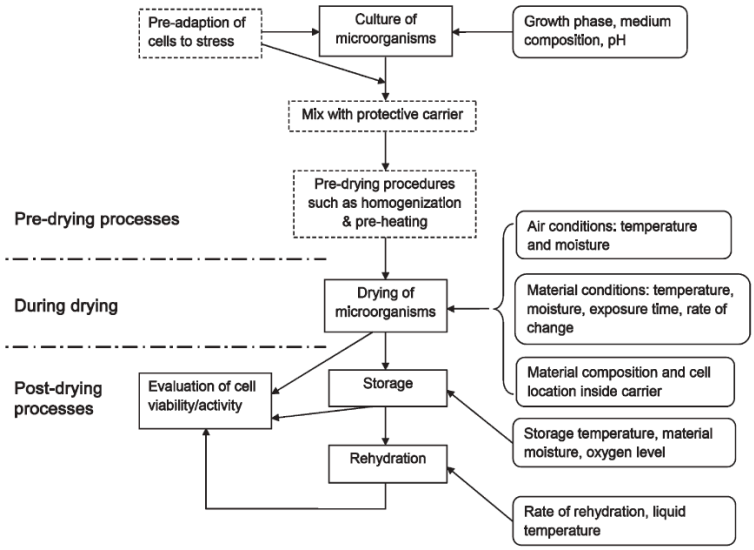


Figure 2.2 Facteurs pouvant influencer la viabilité des levures à différentes étapes de la production de levures sèches – extrait de [2].

Deux principaux mécanismes d'inactivation des cellules de levure ont lieu lors du séchage convectif de grains de levure : la déshydratation et l'inactivation thermique [2]. Le stress thermique est supposé être relié à la dénaturation des macromolécules ou à l'endommagement de la paroi cellulaire [57,58] tandis que l'inactivation due à la déshydratation semble affecter la membrane cytoplasmique et sa fluidité [59–61]. En-dessous de 40°C, bien que la température influence toujours la vitesse de séchage, l'inactivation thermique des cellules est négligeable et donc la diminution de la viabilité ne peut être expliquée que par la déshydratation des cellules lors du séchage [12,62]. Fujii et al. [63] ont par la suite étudié l'inactivation suite à la déshydratation des grains de levure en travaillant dès lors à basse température. Cette étude a mis en évidence que l'inactivation des cellules due à la déshydratation a lieu en dessous d'un contenu critique en eau mais que ce seuil dépend de la vitesse de séchage. En effet, en augmentant la vitesse de séchage, on augmenterait l'inactivation par déshydratation.

La vitesse de séchage des grains de levure ainsi que la qualité des levures dépendent notamment des conditions opératoires. En effet, des travaux antérieurs ont mis en évidence le lien entre les conditions de séchage (température, vitesse et humidité de l'air de séchage) et la qualité des produits séchés [12, 23, 43]. Par exemple, des expériences menées en lit fluidisé, montrent qu'à 40°C, environ 75% de la viabilité des grains de levure en fin de séchage est

conservée tandis qu'à 50°C seulement 60% de la viabilité est maintenue [35]. La température de l'air de séchage jouerait donc un rôle clef sur la qualité finale des levures. Néanmoins, quelles que soient les conditions opératoires, la qualité des levures est maintenue proche de 100% au début du séchage et diminue de manière marquée en dessous d'un seuil critique d'humidité. En effet, Bayrock et Ingledew [12] ont remarqué une diminution abrupte de la viabilité des levures lors du séchage de grains de levure en lit fluidisé lorsque le contenu en eau du produit était inférieur à 15% (en base humide). Des résultats similaires ont été obtenus par Grabowski et al. [35], Soltani et al. [45] et Spreutels et al. [43]. Spreutels et al. [43] ont observé que la diminution abrupte de la qualité a lieu lorsque la quasi-totalité de l'eau extracellulaire a été éliminée. Ils suggèrent donc que cette diminution pourrait être liée à l'élimination de l'eau intracellulaire et que lorsque cette dernière est éliminée, les cellules de levure seraient plus gravement endommagées que lors de l'élimination de l'eau extracellulaire.

2.3 Prétraitement : Ajout d'un matériel de support

La détérioration des produits ayant lieu aux différentes étapes de la production de levures séchées, des étapes de prétraitement et de post-traitement permettent de mieux maintenir une qualité de produit élevée. Il existe de nombreux prétraitements, physiques ou chimiques, permettant de minimiser la perte de qualité lors du séchage et du stockage [11]. Une technique couramment employée dans le but d'améliorer le taux de survie de microorganismes lors de leur séchage est l'ajout, avant séchage, de matériaux de support. Différents supports protecteurs peuvent être utilisés avant le séchage afin d'améliorer la qualité : des supports liquides, supports solides et des supports solides servant à encapsuler les cellules [2]. L'ajout de certains composés peut entrainer une déshydratation osmotique tandis que d'autres peuvent jouer un rôle de protecteurs membranaires. Nous nous sommes concentrés dans ce travail sur l'ajout de matériel de support solide. En effet, lorsque la pâte de levure issue de la fermentation et de la filtration est trop liquide, un composé solide est souvent ajouté afin de faciliter l'extrusion des grains de levure à partir de la pâte. Comme le matériel de support ne peut pas être facilement séparé des levures après le séchage, le choix du matériel de support est important et il doit être sans danger pour la consommation.

L'ajout d'un support solide tel que la caséine ou des carbohydrates en poudre avant le séchage va potentiellement, lors de son addition aux grains de levure, permettre de pré-déshydrater les cellules de levure en contrôlant la pression osmotique exercée à travers la membrane des cellules. L'humidité à l'intérieur des levures est éliminée par diffusion et non par évaporation et donc sans changement de phase [64]. Cette technique n'est pas suffisante pour considérer le produit comme sec mais si une déshydratation osmotique est utilisée comme prétraite-

ment avant le séchage convectif, elle peut permettre de diminuer, dans certaines conditions, jusqu'à 20-30% de la consommation énergétique [65]. La déshydratation osmotique est déjà couramment utilisée en prétraitement de biomatériaux tels que les fruits et les légumes [11]. Généralement, les fruits et légumes sont immergés dans des solutions aqueuses contenant du glycérol, de l'éthanol ou encore des saccharides [65]. La déshydratation par osmose permet d'éliminer jusqu'à 50 à 60% de l'eau disponible dans les fruits ou légumes à sécher [11]. Le séchage osmotique dans une solution liquide telle qu'une solution eau-glycérol semble simuler la déshydratation pendant le séchage [49]. L'impact de l'ajout d'un agent solide sur la déshydratation influe à plus petite échelle que celui de l'immersion d'un produit dans une solution aqueuse. Le séchage de fruits par osmose augmente la rétention de leurs vitamines, de leur couleur et de leur goût [66] et diminue leur rétrécissement matriciel [67]. Le processus de rétrécissement matriciel dépend de la nature et de la concentration de la solution osmotique liquide utilisée pour la déshydratation osmotique des fruits et légumes [67, 68]. Néanmoins, aucune caractérisation expérimentale du rétrécissement matriciel de grains composés d'un matériau microbiologique mélangé à un support solide ne semble avoir été réalisée.

Cette pratique est à ce jour peu étudiée pour les cellules bactériennes et de levure. Les résultats sont mitigés concernant l'effet positif de l'ajout d'un matériel de support solide sur la viabilité des cellules. En effet, Santivarangkna et al. [69] met en évidence que l'ajout de 1% de sorbitol permet d'améliorer le taux de survie de *Lactobacillus helveticus* lors de leur séchage sous vide mais n'entraine pas de changement significatif dans la vitesse de séchage et dans le contenu en eau. Toutefois, l'ajout d'une plus grande quantité de matériel de support peut mener à un effet inverse et diminuer le taux de survie des cellules [69]. Le choc osmotique suite à l'ajout d'un support pourrait donc être néfaste pour les cellules et mener à leur mort [25]. Ce procédé a également été utilisé avec succès sur des grains de levure par Mille et al. [23]. En effet, ils ont ajouté au préalable de la farine de blé aux grains de levure pour induire un choc osmotique au niveau des cellules et, pour certaines conditions opératoires, ils ont conservé une viabilité et une activité fermentaire élevées. La concentration et le type du composé solide utilisé peut avoir un impact significatif sur la survie des cellules pendant le séchage [24, 37, 69, 70]. Par exemple, Liu et al. [24] ont observé que le son de blé est plus efficace pour maintenir la qualité des levures que les graines de colza. L'impact de l'ajout d'un matériel de support solide sur la qualité des levures au cours du séchage n'est pas encore bien saisi.

L'ajout d'un support solide, généralement utilisé comme aide à la formulation des grains de levure, permettrait donc de diminuer le contenu en eau avant de démarrer le séchage, cependant il serait nécessaire d'utiliser une souche résistante au choc osmotique. Des modifications de la structure interne des grains peuvent avoir lieu suite à l'ajout d'un composé solide [22].

Ces changements peuvent avoir un impact sur la cinétique de séchage des grains et la qualité des levures. Cette méthode, qui a l'avantage d'être rapide et économique, n'est pas bien caractérisée et l'impact de l'ajout de ces composés sur la cinétique de séchage de produits microbiologiques a généralement été négligé.

2.4 Séchage en régime intermittent

Le séchage en régime intermittent est une solution prometteuse pour diminuer la consommation d'énergie et la détérioration des produits lors du séchage [26, 27, 71]. Ces dernières années, ce type de séchage a fait l'objet de nombreuses études. Il est appliqué principalement à des fruits [72–75], des aliments végétaux [76–79] ou du bois [80–82]. Kumar et al. [27] et Pham et al. [71] ont respectivement publié une revue de la littérature concernant le séchage de produits alimentaires en régime intermittent et l'influence de l'intermittence sur la qualité des aliments végétaux.

L'intermittence peut être appliquée de diverses manières en faisant varier différents paramètres tels que la température, la vitesse de l'air, l'humidité de l'air, la pression ou encore en ajoutant de manière discontinue une source de chaleur alternative [27]. Cependant, l'intermittence peut également être inhérente à la méthode de séchage : l'énergie sera fournie au produit de manière intermittente. Les séchages en séchoir rotatif, en lit à jet ou solaires sont des séchages intrinsèquement intermittents. En régime intermittent, il y a une phase de relaxation, où la vitesse de séchage est très faible, appelée phase de tempérage et une phase de séchage à vitesse plus élevée, appelée phase de séchage active. Cette dernière se produit dans le jet du lit à jet tandis que dans le cas du séchoir rotatif, elle a lieu lors de la chute des particules depuis les chicanes. La durée de la période de tempérage et de séchage actif sera donc fixée par le design du séchoir. Par exemple, le diamètre ainsi que la vitesse de rotation d'un séchoir rotatif vont déterminer l'importance de l'intermittence [83].

2.4.1 Influence de l'intermittence sur la qualité des produits et sur leur cinétique de séchage

Plusieurs recherches mettent en évidence que le séchage en régime intermittent comparé à un séchage en régime continu mène, dans certaines conditions, à une amélioration de la qualité des produits. Par exemple, Aquerreta et al. [84], Park et al. [76] ainsi que Kowalski et Pawłowski [85] ont mis en évidence que le séchage intermittent permettait de diminuer le pourcentage de fissures dans les grains de riz, de soja et dans le bois, respectivement. Chua et al. [86, 87] et Ho et al. [88] ont montré que l'intermittence a un effet bénéfique sur

la qualité nutritionnelle des produits secs (minimisation des pertes en acides ascorbiques) et sur la couleur des fruits ou des produits végétaux tels que les bananes, les goyaves et les pommes de terre. L'intermittence a donc généralement un effet favorable sur plusieurs paramètres de qualité tels que l'aspect nutritionnel, chimique, physique ou de couleur des produits. Toutefois, si on le compare au séchage continu, le séchage intermittent ne mène pas systématiquement à une augmentation de la qualité. Chin et Law [89] ont notamment observé que la rétention de polysaccharides solubles dans l'eau présents dans un champignon (*Ganoderma tsugae*) est diminuée si la période de tempérage est importante. Et Salem et al. [80] ont obtenu une qualité finale similaire pour des planches d'eucalyptus séchées en régime continu et en régime intermittent.

L'intermittence est caractérisée par deux paramètres : le temps d'un cycle et le ratio d'intermittence. Plusieurs définitions du ratio d'intermittence sont utilisées dans la littérature [74, 90, 91]. Nous le définissons comme étant le rapport entre le temps de la phase de séchage active et le temps d'un cycle (temps de la phase de séchage active et de la phase de tempérage). Comme les paramètres d'intermittence ainsi que le choix du type d'intermittence semblent influencer la qualité, il est important de ne pas les choisir arbitrairement [86, 88]. Une diminution du ratio d'intermittence entraine une diminution du pourcentage de fissures dans les grains de riz [77], de soja [92], une diminution du brunissement et du taux de variation de la couleur des champignons [89]. De plus, une diminution du temps de cycle, c'est à dire une augmentation du nombre de cycles pour une durée de séchage donnée, semblerait induire, jusqu'à un certain seuil, une diminution des fissures dans des grains de riz [84]. Enfin, le choix du type d'intermittence et la manière dont elle est appliquée vont également influencer les résultats obtenus. Par exemple, Ho et al. [88] ont observé qu'une variation sinusoïdale de la température conduit à une réduction plus importante de la dégradation de l'acide ascorbique et du brunissement des pommes de terre qu'une variation de la température sous forme d'onde carrée.

L'intermittence a également un effet bénéfique sur la cinétique de séchage des produits. Le séchage en régime intermittent mène à une distribution plus uniforme de la température et de l'humidité [78, 93]. En effet, le séchage en régime continu entraine la formation d'un gradient d'humidité au sein du produit tandis que la période de tempérage du régime intermittent permet la redistribution de l'humidité. Le contenu en eau à la surface du produit est donc augmenté pendant la phase de tempérage suite à la redistribution de l'humidité. Dès lors, lors de la phase active suivante, la vitesse de séchage est augmentée [74, 76, 94]. La vitesse de redistribution de l'humidité au sein du produit va dépendre de la température de tempérage ainsi que de la taille du produit à sécher. C'est pourquoi un grain de riz long a besoin d'une période de tempérage plus longue qu'un grain court pour atteindre l'équilibre [95].

Il est important de noter la distinction entre le temps d'opération (le temps de séchage global) et le temps de séchage effectif correspondant au temps d'opération diminué des temps de tempérage. Chua et al. [87] ont, lors de l'utilisation d'un profil de température décroissant par paliers, réduit le temps d'opération de séchage de tranches de bananes et de goyaves respectivement de 75% et de 25%. Si l'intermittence est bien implémentée, elle permet de diminuer le temps de séchage effectif et donc la consommation d'énergie [74, 89, 96]. Par exemple, lors du séchage de graines de chou chinois, Yang et al. [97] ont comparé trois types de méthodes de séchage intermittent à un séchage en régime continu. Ils ont observé que l'intermittence permettait de diminuer la consommation énergétique et, dans le meilleur des cas, permettait de sauver 48% d'énergie comparé à un séchage continu. Cependant, le temps total de l'opération de séchage en régime intermittent peut être plus important qu'en séchage continu [74, 89, 96].

Les méthodes d'intermittence utilisées ainsi que le ratio d'intermittence et le temps d'un cycle peuvent influer sur la performance énergétique du séchage [74, 89, 90, 92, 97–99]. Brito et al. [98] ont notamment mis en évidence qu'interrompre entièrement le débit d'air dans un lit à jet pendant la phase de tempérage ou uniquement le réduire permettait de diminuer la consommation et les pertes énergétiques. Néanmoins, l'interruption périodique du débit d'air offrait de meilleurs résultats que sa réduction. Diminuer le ratio d'intermittence, c'est à dire augmenter le temps de la phase de tempérage sur un cycle, semble entrainer une diminution du contenu en eau, une augmentation de la vitesse de séchage et une diminution du temps de séchage effectif et donc de la consommation énergétique [90, 92, 97, 99]. Toutefois, augmenter le temps de tempérage n'entraine pas toujours une différence notable sur la cinétique de séchage [100]. L'effet du ratio d'intermittence sur la cinétique de séchage est investigué dans plusieurs recherches [74, 90, 92, 97–99] mais peu d'études ont considéré le rôle du temps de cycle [73, 74]. Son influence sur la cinétique de séchage n'est pas très claire. Les études menées sont très spécifiques à un séchoir et à un produit donné et il est difficile de généraliser le profil de séchage. Avoir une meilleure compréhension des phénomènes se déroulant lors du séchage en régime intermittent est un défi essentiel qui permettrait d'optimiser les paramètres d'intermittence pour maintenir la qualité du produit à sécher tout en en minimisant la durée de séchage et maximisant l'efficacité énergétique [71].

En conclusion, la redistribution de l'humidité, c'est-à-dire le transfert d'eau vers la surface du produit, permettrait de réduire la dégradation et les dommages causés par la chaleur ainsi que de diminuer la consommation énergétique du procédé de séchage. A notre connaissance, le séchage convectif de grains de levure en régime intermittent a peu été étudié. Néanmoins, des expériences de séchage de grains de levure en lit fluidisé (c'est à dire en séchage continu) et en lit à jet (séchoir intrinsèquement intermittent) ont été menées par Grabowski et al. [35]. Ils

ont observé que les grains de levure séchés en lit à jet présentaient une qualité plus élevée que ceux séchés à une même température en lit fluidisé. L'intermittence pourrait donc améliorer la qualité des levures. Une analyse approfondie de l'effet d'un séchage en régime intermittent sur la cinétique du séchage de grains de levure et sur la qualité des levures devrait être menée.

2.4.2 Modélisation de la cinétique de séchage

Depuis quelques années, de nombreuses recherches se sont penchées sur la modélisation de la cinétique de séchage lors d'un séchage en régime intermittent. Des modèles empiriques et des modèles de diffusion (analytiques ou numériques) ont été développés. Des modèles empiriques tels que le modèle de Newton, de Page ou de Peleg ont été utilisés pour simuler la cinétique de séchage de différents produits. Le Tableau 2.1 reprend les modèles empiriques investigués ainsi que les produits utilisés dans différentes études sur le séchage en régime intermittent. Cependant, afin d'utiliser ces modèles, seule la période de séchage active est considérée, la période de tempérage n'est pas prise en compte dans ces approches. Ces modèles se basent donc uniquement sur le concept de temps de séchage effectif. Néanmoins, une bonne concordance entre les résultats expérimentaux et certains modèles empiriques peut être obtenue [73, 101, 102]. Les modèles empiriques ne permettent pas de décrire la phase de tempérage [101] mais ils permettent de comparer la performance des procédés de séchage en termes de temps d'opération et de vitesse de séchage [73]. De plus, ces modèles simples sont faciles à mettre en place et sont relativement souvent utilisés pour décrire la cinétique de séchage de produits alimentaires [101, 102]. Baini et Langrish [101] et da Silva et al. [73] ont comparé les cinétiques de séchage obtenues à partir de modèles empiriques et de modèles de diffusion. Ils mettent en évidence que les modèles de diffusion sont plus appropriés pour décrire physiquement le séchage en régime intermittent et plus particulièrement le procédé de relaxation. En effet, la loi de diffusion de Fick permet de prédire l'évolution du contenu en eau dans l'espace ainsi que dans le temps. Des modèles de diffusion ont été utilisés pour décrire le séchage intermittent de bananes [73, 101, 103], de poires [72, 96], de pommes [74], de mangues [75], de graines de soja [90], de choux chinois [97], de grains de blé [95] ou encore de riz [78, 95, 104]. Les modèles de diffusion peuvent être résolus à l'aide de solutions analytiques [78, 95, 96, 104] ou numériquement [74, 101, 103, 105]. Plusieurs hypothèses peuvent être considérées concernant les conditions aux limites ainsi que le rétrécissement matriciel. Par exemple, da Silva et al. [106] ont comparé trois modèles de diffusion décrivant la cinétique de séchage de bananes. Ils ont observé que le modèle décrivant le mieux les résultats expérimentaux tenait compte du rétrécissement matriciel ainsi que d'un coefficient de diffusion effective variable. De plus, Silva et al. [96] ont mis en évidence qu'il était plus approprié de considérer une condition aux limites de Newton à la surface du produit plutôt que d'impo-

ser une concentration fixe. Malgré un intérêt croissant, peu de chercheurs se sont intéressés à la redistribution de l'humidité au sein du produit [27]. Certains modèles de diffusion ne considèrent que le temps de séchage effectif et ne tiennent pas compte de la phase de tempérage [73, 104]. Enfin, les modèles décrivant la cinétique de séchage en régime intermittent ne semblent pas se baser sur l'hypothèse d'un cœur humide rétrécissant. Cependant, la cinétique de séchage des grains de levure semble bien décrite lorsqu'une interface dynamique entre une zone humide et une zone sèche dans un grain est considérée [43, 44]. En conclusion, bien que plusieurs modèles aient été proposés pour décrire le séchage intermittent de produits alimentaires, nombre d'entre eux ne considèrent pas les processus de transport pouvant prendre place pendant la période de tempérage. De plus, les modèles développés sont souvent pertinents pour un produit spécifique et des conditions opératoires déterminées. Ils ne sont que rarement utilisés pour étudier l'influence des paramètres d'intermittence (temps de cycle et ratio d'intermittence) sur la cinétique et les optimiser.

Tableau 2.1 Modèles empiriques utilisés pour décrire le séchage en régime intermittent.

Modèles	Equation	Produits
Newton [107]	$MR = e^{-kt}$	Graines de soja [76] Grains de riz [102]
Page [108]	$MR = e^{-kt^n}$	Banane [73, 101] Graines de soja [76] Ilex paraguariensis [100] yerba maté [109] Grains de riz [102]
Henderson and Pabis [110]	$MR = ae^{-kt}$	Graines de soja [76] Banane [101] Grains de riz [102]
Deux termes exponentiels [111]	$MR = ae^{-kt} + be^{-lt}$	Banane [101] Grains de riz [102]
Midilli-Kucuk [112]	$MR = ae^{-kt^n} + bt$	Graines de soja [76] Grains de riz [102]
Peleg [113]	$MR = \frac{1-t}{a+bt}$	Banane [73]
Silva et al. [114]	$MR = e^{-at-b\sqrt{t}}$	Banane [73]
Logarithmique [115]	$MR = b + ae^{-kt}$	Grains de riz [102]
Logistique [115]	$MR = \frac{b}{1+ae^{kt}}$	Grains de riz [102]
Géométrique [115]	$MR = at^{-n}$	Grains de riz [102]
Approche diffusion [116]	$MR = ae^{-kt} + (1-a)e^{-kbt}$	Grains de riz [102]

où MR est le taux d'humidité, t le temps et a, b, k et l sont des constantes à déterminer expérimentalement.

L'ensemble des modèles discutés précédemment ne considère généralement que la diffusion comme mécanisme de transport de matière à l'intérieur du produit. Cependant, la redistribution de l'humidité peut être due à la diffusion de vapeur ainsi qu'au transport capillaire. Lors du séchage d'un milieu poreux (par exemple la levure), les forces capillaires, les forces visqueuses ainsi que la gravité affectent le transport de la phase liquide au sein du milieu [117,118]. D'après une étude microtomographique des grains de levure, la distribution de la taille des pores et la connectivité entre les pores seraient importantes [119]. Cette grande connectivité entre les pores serait donc propice au réarrangement de l'eau lors de la phase de tempérage tandis que la large distribution de la taille des pores entrainerait une hétérogénéité de la pression capillaire, ce qui pourrait entrainer une modification de l'interface gaz-liquide. Néanmoins, le contrôle et la prédiction de la dynamique d'un liquide au sein d'un milieu poreux reste toujours un défi majeur [120,121]. Dès lors, dans un premier temps, afin de mieux comprendre l'influence potentielle du réarrangement capillaire lors de la phase de tempérage, la compétition entre l'évaporation et le transport capillaire au sein d'un milieu poreux doit être mieux caractérisée. En effet, de nombreuses études étudient ces phénomènes séparément en se concentrant sur l'évaporation au sein d'un capillaire ou d'un milieux poreux [122–124] ou sur le transport capillaire (imbibition) [125–127]. Bien que le transport de liquide au travers d'un milieu poreux soit étudié depuis de nombreuses années, peu d'études prennent simultanément en considération l'influence de l'évaporation, de la gravité ainsi que du transport capillaire au sein d'un milieu poreux [128–130]. De plus, les modèles mathématiques considérant les effets combinés de ces mécanismes (évaporation, gravité et transport capillaire) recourent souvent à une description simplifiée de l'évaporation en imposant un taux d'évaporation continu [128, 131, 132]. D'autre part, la géométrie du milieu poreux ainsi que la convection peuvent influencer de manière significative le transport de vapeur au sein d'un milieu poreux [133–135]. Ces deux aspects sont souvent négligés dans les modèles développés. Il serait donc intéressant de présenter un aperçu des comportements et des dynamiques que l'on peut rencontrer dans un milieu poreux afin de pouvoir mettre en évidence quand ces mécanismes (évaporation, gravité et transport capillaire) sont importants et quelle importance ils peuvent avoir.

2.4.3 Séchoir intrinsèquement intermittent : le séchoir rotatif

Description générale

Certaines méthodes de séchage comme le séchoir rotatif et le séchoir en lit à jet sont intrinsèquement intermittentes. Les séchoirs rotatifs sont des systèmes complexes car les phénomènes prenant place lors du séchage vont dépendre du temps mais aussi de la position du produit au

sein du séchoir. Un séchoir rotatif est généralement constitué d'un cylindre légèrement incliné tournant autour de son axe. Des chicanes sont, la plupart du temps, placées à l'intérieur de ce cylindre afin d'augmenter la surface de contact entre l'air de séchage et le produit et afin d'assister le mouvement du produit [3, 136]. Il existe différents types de chicanes (Figure 2.3) qui influencent l'écoulement des particules au sein du séchoir [3]. Les séchoirs rotatifs peuvent être classés en fonction de la méthode de transfert de chaleur (direct ou indirect), en fonction du type et de l'arrangement des chicanes ou en fonction de la direction du solide et de l'air de séchage (co- ou contre-courant) [9, 137]. Des contraintes géométriques sont à prendre en considération lors du design et de la construction de ce type de séchoir [137].

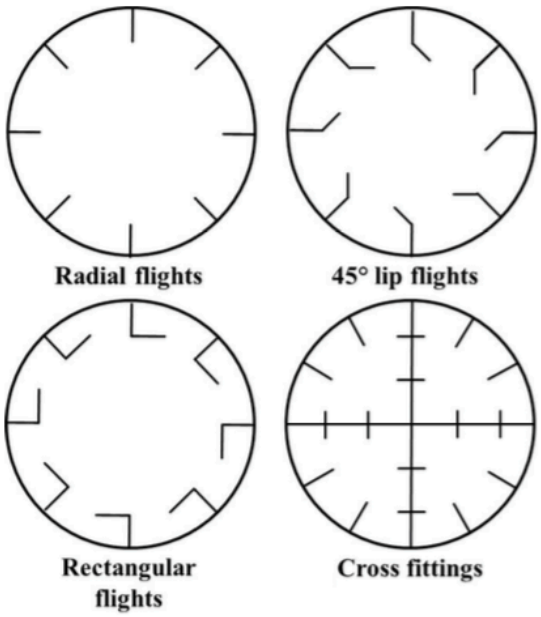


Figure 2.3 Différents arrangements et types de chicanes – extrait de [3].

Les séchoirs rotatifs sont utilisés pour sécher de nombreux produits : des produits chimiques et pharmaceutiques, de la biomasse (par exemple des piments rouges [138] ou du manioc [139]), des minerais métallurgiques, des déchets d'emballage en carton [140], des boues d'épuration [141]. Ils présentent de nombreux avantages : flexibilité, versatilité, valables pour une large gamme de tailles et de produits, séchage uniforme, taux de production élevé possible et valables pour les matériaux collants [3, 142]. Toutefois, le capital et les coûts de maintenance sont généralement élevés [143]. D'après Kiranoudis et al. [144], les coûts d'investissement sont plus élevés que ceux d'un lit fluidisé tandis que les coûts de fonctionnement sont plus faibles. Les séchoirs rotatifs ne sont généralement pas utilisés pour le séchage de matériaux fragiles [3]. Ils ne sont généralement pas considérés pour le séchage de grains de levure. Cepen-

dant, pour des matériaux sensibles à la chaleur, des séchoir rotatifs co-courant sont utilisés car le matériel sec en fin de séchage rencontre de l'air qui est également refroidi [142], ceci bien que le séchage en contre-courant présente une efficacité énergétique plus élevée [145].

Différents phénomènes se passant simultanément au sein d'un séchoir rotatif doivent être pris en considération : le transport du matériel au sein du séchoir ainsi que le transfert de chaleur et de matière. En présence de chicanes, le transfert de chaleur a principalement lieu pendant la « chute » du produit au sein du séchoir. L'écoulement des particules à l'intérieur d'un séchoir rotatif dépend de trois mécanismes : un mouvement de cascade suite au soulèvement des particules par les chicanes ; le mouvement des particules dû à la pente du séchoir et le rebondissement ou le roulement des particules suite à la collision entre celles-ci et le séchoir [3, 137]. L'efficacité du séchage au sein d'un séchoir rotatif dépend de plusieurs paramètres. En effet, l'étude de la cinétique de séchage de grains de sable dans un séchoir rotatif co-courant en contact direct et sans chicane a mis en évidence que l'augmentation de la température d'entrée, du débit d'air ou de la vitesse de rotation entraine une augmentation de la vitesse de séchage [139, 146]. L'efficacité énergétique ainsi que l'efficacité du séchage dépendent également de la vitesse de chargement du produit inséré dans le séchoir rotatif [140]. Le temps de résidence des produits au sein du séchoir influence la qualité des produits, le taux de production ainsi que le coût d'opération [3]. Il n'est pas évident de déterminer une expression analytique pour le temps de résidence en fonction de la géométrie, du design du séchoir et des conditions opératoires [147] puisque l'écoulement particulaire au sein du séchoir est complexe.

Afin d'améliorer les performances de séchage, les séchoirs rotatifs conventionnels ont été modifiés et de nouveaux designs ont été développés. Par exemple, le roto-louvre [148] ou le séchoir rotatif aéré sont deux types de séchoirs rotatifs modifiés. Le séchoir rotatif aéré est un séchoir développé récemment et qui, comparé au séchoir rotatif conventionnel, permet de diminuer le temps de résidence et d'augmenter les coefficients de transfert de masse et de chaleur [28, 29, 149].

Séchoir rotatif aéré

Le séchoir rotatif aéré est composé d'un cylindre central dans lequel l'air de séchage est introduit et sur lequel une succession de petits tuyaux permet à l'air de s'introduire dans le séchoir (Figure 2.4). Contrairement au séchoir rotatif classique, il n'y a pas de chicanes et donc pas de chute de particules suite à leur soulèvement (Figure 2.5). Le séchoir rotatif aéré peut être considéré comme un séchoir hybride entre un séchoir rotatif et un séchoir à impact ("impingement dryer"). En effet, analogiquement aux séchoirs à impact [9, 150], les

jets d'air sortant des mini-tuyaux viennent heurter les produits à sécher. Ce nouveau design de séchoir rotatif a été étudié principalement pour le séchage de fertilisants [4, 28] et des études ont été menées sur le séchage de produits alimentaires : des résidus d'acérola [5, 151] et des piments [149].

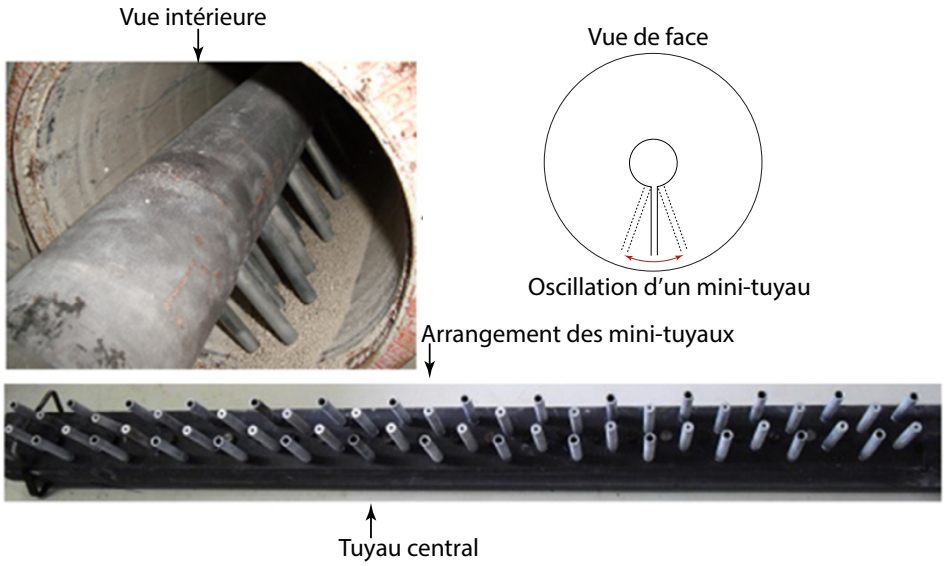


Figure 2.4 Séchoir rotatif aéré – adapté de [4].

Le cylindre central oscille autour de l'axe entrée-sortie (voir Fig. 2.4). L'angle d'oscillation du cylindre central est généralement faible. Dès lors, le contact entre l'air de séchage et les produits reste constant [29]. Ce design ne permet donc pas un séchage en régime intermittent. Il faudrait le modifier pour tirer parti de ses performances et des avantages du régime intermittent. En effet, Silvério et al. [4] ont comparé les performances de ce séchoir aéré à celles d'un rotatif conventionnel et ce en co- et contre-courant. Ils ont mis en évidence que, de manière générale, la performance du séchage était ici améliorée (diminution du temps de résidence pour atteindre le même contenu final en eau, augmentation de la vitesse de séchage). Par ailleurs, il a été montré expérimentalement et au moyen de techniques de simulation numérique en mécanique des fluides (CFD, Computational Fluid Dynamics), que le diamètre interne et l'arrangement des petits tuyaux, présents sur le cylindre central, influencent le taux d'évaporation [28, 152].

Silva et al. [5, 151] ont analysé la qualité des résidus d'acérola en déterminant avant et après séchage leur quantité d'acides citriques et de composés flavonoïdes ainsi que leur contenu phénolique. Ils ont mis en évidence que le séchoir rotatif aéré était une bonne alternative car il permettait d'atteindre un taux de séchage élevé et une bonne qualité. Les conditions d'opérations permettant d'obtenir les meilleurs paramètres du point de vue de la qualité

(a) (b)

Figure 2.5 (a) A l'intérieur d'un séchoir rotatif conventionnel et (b) à l'intérieur d'un séchoir rotatif aéré – extrait de [5].

diffèrent de ceux permettant de maximiser le taux de séchage [5]. Néanmoins, cette étude ne comparait pas les performances des séchoirs rotatifs aérés à celles des séchoirs rotatifs conventionnels. Récemment, Wae-hayee et al. [149] ont montré que la température du jet d'air sortant des mini-tuyaux avait une plus grande influence sur la réduction du contenu en eau des piments que la vitesse de ce jet. De plus, comme le séchoir rotatif aéré est similaire à de multiples jets d'impact, la distance entre les mini-tuyaux (les jets d'air) ainsi que la distance entre la sortie des mini-tuyaux et les produits pourraient influencer les coefficients de transfert [153–155].

Le séchoir rotatif aéré a l'avantage de présenter un taux d'évaporation jusqu'à quatre fois plus important mais il peut augmenter la température du produit de manière plus conséquente qu'un séchoir rotatif conventionnel [28]. Il est possible que la température des produits soit plus élevée en fin de séchage car le séchoir rotatif aéré est utilisé en régime continu. Il faudrait comparer cette variation avec celle obtenue lors de séchage en régime intermittent. Néanmoins, le séchoir rotatif aéré a été utilisé pour des fruits, produits sensibles à la température [5]. Actuellement, il est difficile de prévoir l'écoulement des produits à sécher dans ce type de séchoir. En fonction du design et des conditions opératoires, la vitesse de l'air sortant des mini-tuyaux pouvant être élevée [152], une mise en suspension des particules pourrait être envisagée en fonction de la taille et de la densité du produit. Afin de pouvoir mener une meilleure comparaison entre les différents séchoirs utilisables pour les grains de levure, il faudrait simuler l'écoulement des particules au sein de ce type de séchoir.

2.5 Modélisation d'un écoulement granulaire

Il existe différentes méthodes pour étudier et prédire les écoulements particulaires. Les modèles utilisés pour simuler des écoulements de matériaux granulaires peuvent être adaptés à l'étude des écoulements à l'échelle microscopique, mésoscopique ou macroscopique. Ces méthodes peuvent être divisées en deux courants : approche Eulérienne et approche Lagrangienne. Les modèles utilisant l'approche Eulérienne utilisent un système de coordonnées fixes tandis que dans les modèles utilisant l'approche Lagrangienne, on suit les éléments du fluide.

Le comportement de matériaux granulaires peut, en fonction de l'application, être semblable à celui d'un fluide ou à celui d'un solide. Dès lors, les modèles utilisés pour simuler leur écoulement peuvent être très variés. Le caractère discret du matériel peut être négligé et l'écoulement particulaire sera considéré comme celui d'un fluide [156,157]. Un modèle basé sur la modélisation et la mécanique des milieux continus sera alors employé. Comme nous sommes intéressés par le comportement individuel des particules, non par les propriétés globales du matériel, les modèles discrets, décrivant le mouvement individuel des particules sont plus adéquats. Plusieurs méthodes de simulation numérique discrètes pour simuler les particules telles que la méthode de Monte Carlo [158], la méthode des éléments discrets (DEM) [159,160], la dynamique des particules dissipatives (DPD) [161,162] existent. Elles peuvent être divisées en deux catégories : les méthodes probabilistes et les méthodes déterministes.

Dans le cadre de cette recherche, la DEM est pertinente car elle permet de simuler la dynamique de particules ayant des propriétés physiques et géométriques différentes. En effet, la DEM a été utilisée, entre autres, pour simuler avec bonne précision l'écoulement granulaire dans des dispositifs couramment rencontrés dans le cadre du séchage de produits alimentaires : des tambours rotatifs [163, 164], des lits fluidisés [165, 166] et des lits à jet [167, 168]. Les principales caractéristiques de cette méthode sont présentées dans la section suivante (2.5.1). Plusieurs articles donnent de plus amples informations sur les différents aspects de cette méthode [6, 159, 169]. Les interactions entre les particules solides et le gaz environnant étant importantes dans le séchoir rotatif aéré, l'écoulement des particules ainsi que l'écoulement du gaz doivent être modélisés séparément. Nous discuterons donc brièvement du couplage entre la DEM et la mécanique des fluides numérique (CFD) et de son application dans la modélisation de procédés de séchage (2.5.2).

2.5.1 DEM

Méthode et principes

La méthode des éléments discrets (DEM, « Discrete Element Method ») est une méthode Lagrangienne permettant de déterminer la position de chaque particule à chaque instant. Elle a été développée par Cundall et Strack [170] dans les années septante. Proche de la dynamique moléculaire (MD), elle est utilisée pour des particules solides macroscopiques et l'échelle de temps est de l'ordre de quelques secondes. Elle permet de simuler le mouvement de chaque particule individuellement en résolvant la deuxième loi de Newton qui donne le mouvement d'une particule en fonction des forces agissant sur cette dernière. Le mouvement d'une particule i de rayon r_i et de masse m_i est donc décrit de la manière suivante [159, 171, 172] :

Mouvement de translation :

$$m_i \frac{d^2 \boldsymbol{x}_i}{dt^2} = \sum_{j=1, j \neq i}^{N} \boldsymbol{f}_{c,ij} + \boldsymbol{f}_{b,i} + \boldsymbol{f}_{pf,i} \tag{2.1}$$

Mouvement de rotation :

$$I_i \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{dt} = \sum_{j=1, j \neq i}^{N} \boldsymbol{M}_{ij} \tag{2.2}$$

où N, le vecteur $\boldsymbol{x}_i$, I_i et le vecteur $\boldsymbol{\omega}_i$ sont respectivement le nombre de particules interagissant avec la particule i, la position de la particule i, son moment d'inertie et sa vitesse angulaire. Tandis que $\boldsymbol{f}_{c,ij}$ et $\boldsymbol{M}_{ij}$ sont les forces et les couples agissant entre la particule i et la particule avoisinante j. Les couples appliqués à la particule i en contact avec la particule j ($\boldsymbol{M}_{ij}$) présentent une composante due à la force de contact tangentielle et une composante due à la friction par roulement. $\boldsymbol{f}_{b,i}$ comprend les forces agissant sur la particule i telles que la gravité, les forces électrostatiques ou magnétiques tandis que $\boldsymbol{f}_{pf,i}$ correspond à l'ensemble des forces qu'exerce un fluide sur la particule i.

Les forces interparticulaires

Suite à leur collision, les particules subissent une déformation qui, au point de contact, induit une dissipation de l'énergie cinétique. Cette déformation des particules est difficile à modéliser. Deux méthodes existent la DEM rigide (hard-DEM) et la DEM souple (Soft-DEM). La DEM rigide est employée si la déformation des particules peut être négligée [173] tandis que si la déformation est «remplacée» par un chevauchement δ entre les particules, la DEM souple sera utilisée [159]. Plus le chevauchement entre les particules est important

plus la force répulsive entre les particules sera élevée. Il est supposé que la déformation n'est prise en compte que pour les particules directement en contact (pas de transmission) [174].

La force de contact particule-particule $\boldsymbol{f}_{c,ij}$ pouvant être décomposées en composante normale, $\boldsymbol{f}_{cn,ij}$, et en composante tangentielle, $\boldsymbol{f}_{ct,ij}$, elle peut être calculée en se basant sur des chevauchements fictifs entre les particules dans les directions normale et tangentielle. La Figure 2.6 illustre ces deux types de chevauchement. Il existe différents modèles pour calculer les forces de contact particule-particule et les couples [6, 159, 175, 176].

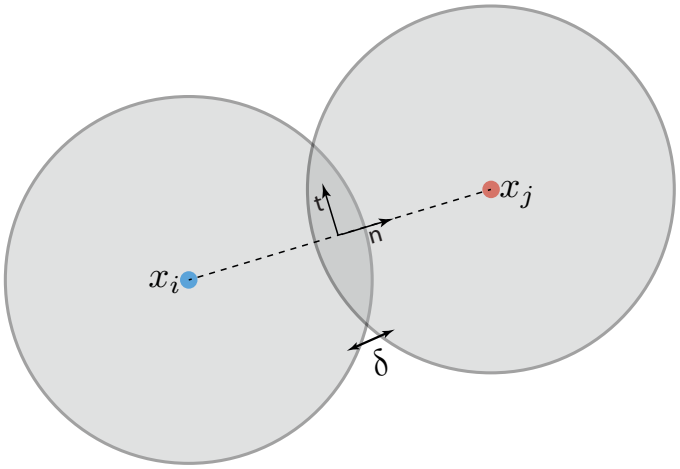


Figure 2.6 Illustration d'une collision en DEM souple, et où x_i et x_j correspondent respectivement à la position de la particule i et la particule j et δ correspond à leur chevauchement – adapté de [6]

Le modèle le plus simple est un modèle linaire viscoélastique « ressort-amortisseur », introduit par Cundall et Strack [170]. Le ressort représente les forces de répulsion ou la composante tangentielle de la déformation élastique de la surface de contact tandis que l'amortisseur représente l'inélasticité des collisions ou l'énergie dissipée respectivement pour la force normale et la force tangentielle. La force normale, $\boldsymbol{f}_{cn,ij}$, et la force tangentielle, $\boldsymbol{f}_{ct,ij}$, sont donc données respectivement par les équations (2.3) et (2.4).

$$\boldsymbol{f}_{cn,ij} = k_n \, \boldsymbol{\delta}_{n,ij} - c_n \, \boldsymbol{v}_{n,ij} \tag{2.3}$$

$$\boldsymbol{f}_{ct,ij} = k_t \, \boldsymbol{\delta}_{t,ij} - c_t \, \boldsymbol{v}_{t,ij} \tag{2.4}$$

Où c_n, c_t, k_n et k_t sont les coefficients d'amortissement et les constantes de raideur normaux et tangentiels, $\boldsymbol{\delta}_n$ et $\boldsymbol{\delta}_t$ sont les chevauchements normal et tangentiel entre deux particules et $\boldsymbol{v}_n$ et $\boldsymbol{v}_t$ sont les vitesses relatives normale et tangentielle entre ces deux particules. Il est à

noter que la force tangentielle est limitée par la force de friction de Coulomb, $\boldsymbol{f}_{ct,ij} \leq \mu_f \boldsymbol{f}_{cn,ij}$ où μ_f est le coefficient de friction. Les coefficients d'amortissement et les constantes de raideur varient en fonction du chevauchement ainsi que des propriétés des matériaux [6]. D'autres modèles peuvent être implémentés pour calculer la force tangentielle et la force normale de contact entre particules [6, 175, 176]. Lorsque la force de contact est connue, la résolution des équations (2.1) et (2.2) donnera la trajectoire et les vitesses de toutes les particules d'un système.

Les forces de non contact entre les particules sont prises en considération dans un modèle lorsque l'écoulement de particules fines et/ou humides est considéré [159]. Les forces de non-contact entre les particules généralement considérées sont les forces de Van der Waals ou forces d'attraction entre les particules, les forces électrostatiques entre des particules chargées électriquement et les forces capillaires dues à la tension de surface à l'interface solide-fluide [159]. Les grains de levure frais contenant en moyenne 70% en masse d'eau, il semble cohérent de tenir compte de ces forces dans le cadre de leur séchage.

Applications

La DEM connait une utilisation exponentielle et elle a été utilisée avec succès pour décrire de nombreuses opérations unitaires en génie chimique [6]. La DEM a particulièrement été employée afin d'étudier le mélange de matériaux granulaires [163,169,177–179], la ségrégation des particules dans un tambour rotatif [163, 180] ou pendant le chargement ou déchargement d'une trémie [181, 182]. La DEM semble également être une méthode pertinente pour déterminer les transferts de chaleur lors de l'écoulement d'un solide à l'intérieur de nouveaux designs de séchoirs rotatifs. En effet, les mécanismes de transfert de chaleur peuvent être pris en considération dans les simulations DEM [183–185]. Par exemple, Komossa et al. [185] ont utilisé uniquement la DEM pour prédire le transfert de chaleur par conduction et par convection à la surface des particules au sein d'un four rotatif. Le coefficient de transfert de chaleur convectif est estimé à l'aide d'une correlation entre le nombre de Nusselt et le nombre de Reynolds particulaire, nécessitant la connaissance de la vitesse relative particule-fluide. En considérant le gaz stagnant, ils ont donc pu déterminer le coefficient de transfert de chaleur uniquement à partir de la vitesse des particules obtenue grâce aux simulations DEM. La prédiction du profil de température ainsi que des coefficients de transfert sont des informations essentielles pour le design de séchoirs. Cependant, dans de nombreux séchoirs, l'air de séchage joue un rôle important sur l'écoulement des particules. Dès lors, il est nécessaire de considérer aussi l'interaction entre les particules et l'air de séchage.

2.5.2 Couplage CFD–DEM

Afin de tenir compte des interactions entre les particules solides et le gaz environnant, la DEM peut être couplée à la mécanique des fluides numérique (CFD, Computational Fluid Dynamics). Cela permet de décrire l'écoulement particules–fluide. Dans un séchoir, l'écoulement de l'air de séchage est décrit par les équations de Navier-Stokes tandis que l'écoulement des particules est obtenu à partir de la deuxième loi de Newton. Deux approches de CFD–DEM existent, la CFD-DEM résolue et celle non résolue. Dans le cas de l'approche CFD–DEM résolue, la taille des particules solides est plus grande qu'une maille tandis que dans le cas de la démarche non résolue, les particules ont des tailles caractéristiques plus petites qu'une maille [171]. La CFD–DEM résolue est plus précise car elle permet de résoudre l'écoulement de l'air à l'échelle des particules. Cependant, cette méthode est très coûteuse en termes de temps de calcul [171]. Nous nous concentrons ici sur l'approche non résolue, nécessitant donc une procédure de couplage entre la DEM et la CFD qui est basée sur l'utilisation d'expressions explicites pour les forces d'interaction solide–liquide [186].

Méthode et principe

Les équations de Navier-Stokes moyennées volumiquement (VANS) sont utilisées pour décrire l'écoulement de la phase gazeuse. Plusieurs formulations de ces équations existent et diffèrent principalement en fonction du terme de pression dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement [186]. Seule la formulation du modèle A, est décrite étant donné qu'elle est la plus utilisée pour les simulations CFD-DEM en génie chimique [187]. La phase gazeuse est décrite à partir de l'équation de continuité (Eq. (2.5)) et de l'équation de conservation de la quantité de mouvement (Eq. (2.6)), en considérant la fraction volumique de fluide dans la grille de calcul [186].

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\rho_f) + \nabla.(\varepsilon\rho_f\mathbf{u}) = 0 \tag{2.5}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\rho_f\mathbf{u}) + \nabla.(\varepsilon\rho_f\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\varepsilon\nabla p + \nabla.(\varepsilon\tau) + \varepsilon\rho_f\mathbf{g} - \mathbf{E}_{pf} \tag{2.6}$$

où ρ_f, τ, $\boldsymbol{u}$, p et $\mathbf{E}_{pf}$ sont respectivement la masse volumique du fluide, le tenseur de contraintes visqueuses, la vitesse du fluide, la pression et la quantité de mouvement échangée entre le fluide et la phase solide. $\mathbf{E}_{pf}$ est déterminé de la façon suivante :

$$\mathbf{E}_{pf} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{j=1,j\neq i}^{N}(\boldsymbol{f}_{pf,i} - \boldsymbol{f}_{\nabla p,i} - \boldsymbol{f}_{\nabla\cdot\tau,i}) \tag{2.7}$$

Les forces d'interaction particule-fluide $\boldsymbol{f}_{pf,i}$ pouvant influencer la vitesse et la position des particules sont la force d'Archimède ($\boldsymbol{f}_{Ar,i}$), de Basset ($\boldsymbol{f}_{B,i}$), de trainée ($\boldsymbol{f}_{d,i}$), de portance (les forces de Saffman ($\boldsymbol{f}_{Saff,i}$) et de Magus ($\boldsymbol{f}_{Mag,i}$)), de gradient de pression ($\boldsymbol{f}_{\nabla p,i}$), de masse virtuelle ($\boldsymbol{f}_{vm,i}$) et visqueuse ($\boldsymbol{f}_{\nabla\cdot\tau,i}$). Plus d'informations sur les équations permettant de calculer ces forces sont disponibles [188]. En fonction des conditions, certaines de ces forces peuvent être négligées.

Applications

La CFD–DEM a été utilisée pour prédire l'écoulement fluide–particule dans le cadre de nombreuses applications en génie chimique telles que pour les études de mélange solide-liquide, de la ségrégation, de la cristallisation, ainsi que du séchage [187, 188]. Bien que de nombreuses études décrivent la dynamique du fluide ainsi que le mouvement des particules au sein de lits fluidisés [166, 189–191] ou de lits à jet [167, 168, 192], peu ont également considéré le séchage (i.e., les transferts de chaleur et de matière). Quelques études récentes ont considéré les échanges de chaleur et de matière au sein de lit fluidisé [193–196] ou de tambour rotatif [197]. Par exemple, Azmir et al. [193–195] ont mis au point un modèle CFD-DEM pour le séchage de grains de maïs dans un lit fluidisé permettant de prédire l'évolution du contenu en eau au sein des particules ainsi que dans l'air de séchage. Les temps de séchage des grains considérés dans leur étude sont de l'ordre de 250 secondes. Néanmoins, dans un lit à jet, le séchage des grains de levure durent environ 1h30, selon les conditions opératoires [43]. Les temps de calcul deviennent rapidement très importants si la dynamique et la thermique sont prises en compte pour l'ensemble du séchage. Scherer et al. [197] ont notamment eu besoin de 3 semaines de temps de calcul afin de simuler le séchage de 2000 copeaux de bois pendant 60 s de temps de simulation. En effet, le suivi de la position et de la vitesse de chaque particule limite le nombre de particules et la taille du système pouvant être considérés pour des simulations [6, 188]. Cette limitation est d'autant plus importante lorsque l'écoulement gazeux et les transferts thermiques et massiques sont considérés. De plus, il est difficile d'évaluer le temps de calcul nécessaire car peu d'informations sont données sur les temps de calcul et sur le nombre de processeurs utilisés. Il apparait donc essentiel de mettre au point et d'utiliser des techniques pour réduire les ressources de calcul nécessaires. Différentes approches ont déjà été utilisées et semblent prometteuses. Une des stratégie consiste à regrouper plusieurs particules dans une parcelle de calcul [198]. L'approche de la mise à l'échelle permet de réduire considérablement le nombre de particules simulées mais tout en conservant le même comportement hydrodynamique [199, 200]. Une autre stratégie permettant de diminuer les temps de calcul est l'utilisation d'une approche compartimentale. A partir de courtes simulations de l'écoulement et des connaisances du dispositif, des compartiments possédant des composti-

tions ou des comportements identiques peuvent être déterminés. Le Moullec et al. [201] ont comparé un modèle CFD considérant les transferts de masse à un modèle compartimental dans le cas d'un réacteur biologique gaz-liquide pour le traitement des eaux usées. Ce modèle compartimental a été bâti d'une part à l'aide d'une étude CFD limitée à l'hydrodynamique permettant entre autre de déterminer les débits entre les compartiments et d'autre part d'un modèle simplifié pour résoudre la cinétique. L'approche compartimentale leur a permis de diviser les temps de calcul par 10 approximativement tout en donnant des résultats similaires à ceux obtenus par l'étude CFD considérant également les transferts de masse. Bien que ces techniques entrainent généralement une perte de précision, considérer les échanges de chaleur pour chaque particule n'est généralement pas essentiel pour la modélisation de la cinétique de séchage.

CHAPITRE 3 SYNTHÈSE ET OBJECTIFS DE RECHERCHE

3.1 Synthèse de la revue de la littérature

Le séchage est l'une des opérations industrielles les plus consommatrices d'énergie et mène à la détérioration de la qualité de nombreux produits, particulièrement les produits alimentaires. Leur séchage est un processus complexe faisant intervenir différents phénomènes se déroulant simultanément (transfert de masse et de chaleur), au sein d'une géométrie poreuse et changeante. Lors de la conception et de l'optimisation de procédés de séchage, différents critères sont considérés : l'efficacité énergétique, le temps d'opération, la qualité finale du produit ainsi que la facilité de la mise en œuvre du procédé.

La qualité des levures est décrite à travers leur viabilité et leur activité fermentaire. De nombreux facteurs intrinsèques et extrinsèques influencent la qualité des microorganismes pendant leur séchage : la souche employée, l'état physiologique des cellules, les conditions d'opération, la technique de séchage, la méthode de réhydratation, etc. [2]. Pour optimiser la qualité des levures sèches, une des possibilités est de jouer sur la température et la vitesse de l'air de séchage. Cependant, les conditions qui vont mener à une excellente qualité des levures séchées sont différentes de celles qui vont maximiser la vitesse de séchage. Dès lors, d'autres voies doivent être identifiées et étudiées. Deux techniques semblent prometteuses, car elles permettraient d'augmenter conjointement l'efficacité énergétique et la qualité des levures : l'ajout d'un matériel de support et le séchage en régime intermittent.

L'ajout d'un matériel de support solide hygroscopique et propre à la consommation permet de faciliter l'extrusion des grains de levure. Cet ajout est mené préalablement à leur séchage, lorsque la pâte de levure est trop liquide. Le matériel de support solide permettrait de pré-déshydrater les cellules par phénomène d'osmose. L'application de cette technique aux cellules de levure est encore mal caractérisée et peu étudiée. L'ajout d'un matériel de support solide peut entrainer une modification de la structure interne des grains et risque donc d'influencer la cinétique de séchage. À ce jour, aucun modèle décrivant la cinétique de séchage des grains de levure ne prend en considération l'impact d'un tel ajout. De plus, l'ajout d'un matériel de support solide avant le séchage semble également avoir une influence sur la qualité des levures. Quelques rares études ont abordé ce sujet. Mais, la revue de la littérature révèle que l'impact de l'ajout d'un matériel de support solide sur la qualité des levures pendant leur séchage n'est pas entièrement compris.

Ces dernières années, le séchage en régime intermittent reçoit une attention particulière. Cette méthode, bien implémentée, permettrait d'atteindre en fin de séchage les mêmes caractéristiques que le séchage en régime continu, tout en diminuant de manière importante le temps de séchage effectif du produit (et donc la consommation d'énergie) et en augmentant la qualité du produit. Le régime intermittent est composé d'une phase de séchage à très faible vitesse, appelée phase de tempérage, et d'une phase de séchage à vitesse importante. Lors de la phase de tempérage, le contenu en eau à la surface du produit est augmenté suite à la redistribution de l'humidité au sein de celui-ci. Cette phase de réarrangement n'est pas bien caractérisée à l'échelle du grain. Dès lors, les processus de transport pendant cette phase de tempérage ne sont généralement pas pris en considération lors de la modélisation. Par ailleurs, les modèles sont souvent développés pour un produit spécifique et des conditions opératoires déterminées. Ces derniers ne sont que rarement utilisés pour étudier l'influence des paramètres caractérisant l'intermittence (le temps d'un cycle séchage-tempérage et le ratio d'intermittence) sur la cinétique de séchage. Les transferts internes par diffusion au sein des grains de levure semblent bien décrits par un modèle à cœur humide rétrécissant [43, 44]. Néanmoins, les modèles décrivant la cinétique de séchage en régime intermittent ne se basent pas sur cette approche de modélisation. De plus, bien que la qualité des levures semble élevée lors de l'utilisation de séchoir intrinsèquement intermittent, aucune étude poussée concernant l'impact de l'intermittence sur cette qualité n'a été menée.

Lors de la phase de tempérage, on suppose généralement que la redistribution de l'humidité est due à la diffusion de vapeur au sein du produit. Cependant, cette redistribution de l'humidité pourrait être également causée par le transport capillaire. De manière générale, lors du séchage d'un milieu poreux, l'évaporation, le transport capillaire et la gravité peuvent influencer la dynamique d'un liquide au sein de ce milieu poreux [117, 118]. Prédire et contrôler la dynamique d'un liquide dans un milieu poreux est d'une grande importance dans de nombreuses applications technologiques et industrielles et reste un enjeu essentiel. Avant d'étudier l'influence de l'intermittence sur le transport capillaire, les comportements et les dynamiques que l'on peut rencontrer dans un milieu poreux doivent être mieux décrits afin de souligner l'importance de l'évaporation, de la gravité et du transport capillaire sur la dynamique du liquide.

Une meilleure compréhension des phénomènes se déroulant lors de l'intermittence permettra de mieux modéliser le séchage au sein d'un séchoir utilisé en régime intermittent ou intrinsèquement intermittent (séchoir rotatif ou lit à jet). Le séchoir rotatif est une alternative qui n'a pas été utilisée à ce jour pour les grains de levure. Le séchoir rotatif aéré présente des performances de séchage plus élevées que le séchoir rotatif conventionnel mais n'est généralement pas utilisé en régime intermittent. Ce séchoir ayant été peu étudié, il est difficile

de prévoir l'écoulement des produits à sécher dans ce type de séchoir. La CFD–DEM est une méthode appropriée pour simuler l'écoulement des particules ainsi que les transferts de chaleur et de matière dans ce type de séchoir.

3.2 Objectifs

La finalité de cette recherche est de contribuer à une meilleure compréhension des mécanismes physico-chimiques prenant place lors du séchage convectif de grains de levure et d'étudier leurs influences sur la variation de la qualité des levures durant le séchage. Plus particulièrement, l'objectif général est d'évaluer l'impact sur le séchage de grains de levure de deux techniques : l'ajout, avant séchage, d'un matériel de support solide et la réalisation d'un séchage intermittent. Concernant le séchage intermittent, cette technique est étudiée à deux échelles en analysant les mécanismes à l'échelle du grains et en décrivant la cinétique du séchage à l'échelle du séchoir.

Afin d'atteindre cet objectif et au regard de la revue de la littérature, trois objectifs spécifiques ont été définis :

1. Caractériser expérimentalement et numériquement l'effet d'un matériel de support solide sur la cinétique de séchage de grains de levure et sur la qualité des levures durant ce séchage.
2. Caractériser les mécanismes de transport de matière au sein d'un milieu poreux impliqués lors d'un séchage intermittent
   - Evaluer l'impact de la redistribution de l'humidité par diffusion au sein de matériaux granulaires sur la cinétique de séchage en régime intermittent à l'aide de deux approches de modélisation : une approche continue et une approche dite de cœur rétrécissant.
   - Quantifier la compétition entre imbibition capillaire, gravité et évaporation au sein d'un milieu poreux.
3. Caractériser l'écoulement solide au sein d'un séchoir rotatif aéré fonctionnant en régime intermittent et estimer les paramètres d'intermittence.

3.3 Plan et démarche de la thèse

La thèse est divisée en deux axes de recherche. La Figure 3.1 représente de manière schématique la structure ainsi que les liens entre les différents chapitres.

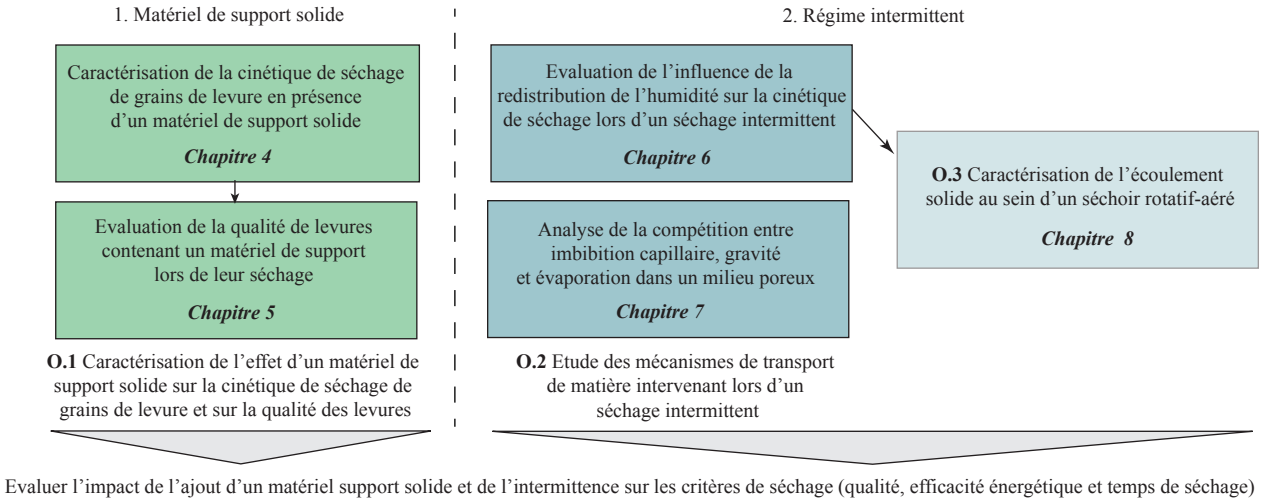


Figure 3.1 Représentation de la structure du projet.

Les chapitres 4 et 5 portent sur le premier axe de recherche investiguant l'influence de l'ajout d'un matériel de support solide aux grains de levure sur les performances de séchage. Le Chapitre 4 (Article 1) discute de l'impact de l'ajout d'un matériel de support solide dans des grains de levure sur le séchage de ces grains. Il présente les résultats de la caractérisation expérimentale et de la modélisation de la cinétique de séchage des grains de levure en présence de farine de blé, un matériel de support solide propre à la consommation. Ce chapitre est constitué d'un article publié dans le cadre de cette thèse et d'informations complémentaires ne figurant pas dans l'article disponibles en Annexe (Annexe A). Le Chapitre 5 (Article 2) est un complément au Chapitre 4, présentant pour les mêmes conditions de séchage, l'influence de l'ajout de la farine sur la qualité des levures durant leur séchage. L'activité fermentaire des levures en présence ou en absence d'un matériel de support solide dans les grains de levure est mesurée tout au long du processus de séchage en séchoir en tunnel.

Les chapitres 6, 7 et 8 portent sur le deuxième axe de recherche, l'étude de l'intermittence et ce à 2 échelles : l'échelle du produit et l'échelle du séchoir.

Premièrement, l'étude des mécanismes de transport de matière se déroulant à l'échelle du produit est menée au sens large en couvrant de nombreux produits, y compris les grains de levure, et est divisé en deux chapitres. Le Chapitre 6 (Article 3) présente les résultats

de deux modèles qui y sont développés. Ces modèles décrivent l'influence des paramètres d'intermittence sur la cinétique de séchage dans des matériaux granulaires. Les deux approches proposées sont : une approche continue et une approche dite de cœur rétrécissant. Elles permettent de discuter de l'influence du réarrangement de l'humidité par diffusion pendant la période de tempérage sur la vitesse de séchage et sur le temps d'opération. Cette étude ne considère que la diffusion comme mécanisme de transport de matière au sein du produit. Cependant, de manière générale, l'évaporation, le transport capillaire et la gravité peuvent également influencer la dynamique du liquide lors du séchage d'un milieu poreux. C'est pourquoi le Chapitre 7 (Article 4) présente les résultats d'une étude de la compétition entre l'imbibition capillaire, la gravité et l'évaporation au sein d'un milieu poreux. Un modèle mathématique décrivant la dynamique d'un front liquide au sein d'un milieu poreux homogène est présenté.

Deuxièmement, l'intermittence est étudiée à l'échelle du séchoir. Le Chapitre 8 présente l'étude de l'écoulement de grains de levure au sein d'un séchoir rotatif aéré. L'influence de la variation des propriétés du produit lors du séchage (diminution de la densité et rétrécissement matriciel) sur l'écoulement des particules est investiguée. Pour finir, une proposition d'un modèle macroscopique décrivant la cinétique de séchage en se basant sur les simulations d'écoulement des grains de levure au sein du séchoir est développée.

CHAPITRE 4 ARTICLE 1 : CONVECTIVE DRYING OF BAKER'S YEAST PELLETS CONTAINING A CARRIER

Le chapitre suivant a été publié sous forme d'article dans le journal *Drying Technology* :

C. Van Engeland, L. Spreutels, R. Legros, and B. Haut. "Convective drying of baker's yeast pellets containing a carrier." *Drying Technology* 37, no. 11 (2019) : 1405-1417.

Des informations complémentaires à cet article sont présentées en Annexe A.

Abstract

The drying behavior of yeast pellets containing a carrier was investigated. Yeast paste was mixed with different amounts of wheat flour, a solid carrier, to obtain spherical pellets with 69, 55, and 40 wt% of water. During the drying, the pellets moisture content, surface temperature, and dimensions were measured, using a balance, an infrared camera, and a stereomicroscope, respectively. A drying kinetics model was developed and successfully challenged to the experimental results. The experimental and modeling results give insights into the phenomena taking place during the drying of yeast pellets including a carrier. These results highlight that the addition of a carrier reduces the shrinkage of the pellets and increases the drying rate. Moreover, the results seem to indicate that an osmosis process may take place inside the pellets following the addition of the carrier.

4.1 Introduction

Yeasts are used mainly in baking and wine industries for their ability to transform carbohydrates into CO_2 and ethanol. They are usually produced as cylindrical or spherical shaped pellets of agglomerated cells forming a very uniform porous medium. Fresh yeast pellets contain intracellular and extracellular water. These pellets can be industrially dried to extend the shelf life from weeks to years. However, this drying can lead to a decrease of the viability of the yeasts and their fermentation activity [12, 37]. After the drying, the final product quality depends on several factors, including the dryer operating conditions [23, 43, 63] and physical characteristics such as the pellet size and porosity [22].

Numerous chemical and physical pretreatments before drying can be used to reduce operating costs and to minimize the product degradation during drying and storage [11]. The addition of a porous solid carrier, as a pretreatment to convective drying, can lead to an increased

quality (viability and fermentation activity) of the dried yeasts [22,24,25]. For instance, Mille et al. [23] have shown that, in a fluidized bed, yeast pellets mixed with wheat flour, with the goal of creating osmotic stress, achieve rapidly a low moisture content. Moreover, they maintain a good fermentation activity and cell recovery. Moreover, when the yeast paste, resulting from the fermentation and the subsequent filtration, is too liquid, the mixing of the paste with a carrier (e.g., flour) is also a way to facilitate the transformation of the paste into pellets. As the carrier cannot be easily separated from the yeast cells after the drying process, the choice of the carrier is important. The addition of a solid porous carrier into yeast materials will lead to changes in the internal structure of the pellets [22]. Those changes may impact the drying kinetics of the pellets. Indeed, the addition of a solid carrier could result in a contact-sorption mechanism that enhances the moisture removal [22]. Nevertheless, the impact of such an addition on the drying kinetics of yeast pellets has never been extensively studied.

Shrinkage is often encountered in the drying of food products and has a significant effect on the moisture and temperature distribution in the product [202]. Mayor and Serano [42] have reviewed the different factors affecting the extent of the shrinkage during the drying and the mathematical models describing this phenomenon. The shrinkage may be minimized using osmotic dehydration pretreatment [67]. The nature and the concentration of the liquid osmotic solution used for osmotic dehydration of fruits and vegetables affect the shrinking behavior [67, 68]. To the best of our knowledge, there is no report of an experimental characterization of the shrinkage of pellets composed by a microbiological material mixed with a solid carrier.

According to this literature review, the main objective of this work is to investigate the influence of the addition of a carrier on the drying of yeast pellets. For this purpose, convective drying experiments were carried out for different conditions and with pellets including different amount of carrier. During the drying, the mass, the dimensions, and the surface temperature of the pellets were continuously measured. A drying kinetics model was developed. The combination of drying experiments and mathematical modeling are used to determine the impact of the carrier on several important drying parameters, such as the drying rate, the shrinkage of the pellets during the drying, and the initial amounts of intracellular and extracellular water in the pellets.

4.2 Materials and Methods

4.2.1 Yeast pellets preparation

Fresh baker's yeast blocks (Bruggemans N.V., Ghent, Belgium) and wheat flour (Francine, Ivry Sur Seine, France) were used. The fresh yeast blocks contain approximately 69 wt% of water. The wheat flour is used as a solid carrier. It contains 10 wt% of water. The pellets were formed by mixing, with a kitchen slicer (Moulinex Belgium N.V., Zaventem, Belgium), carrier and blocks of fresh Baker's yeast. The mixing results in spherical pellets with a diameter of around 3 mm. The ratio between the amount of fresh yeast and the amount of carrier was adapted to obtain the three following groups of yeast pellets : group 1 consists of pellets with no carrier (hence with 69 wt% of water), and groups 2 and 3 consist of pellets with approximately 55 wt% and 40 wt% of water, respectively. For the three groups of pellets studied, their mass fractions of carrier and water are summarized in Table 4.1.

Table 4.1 Properties of the three groups of pellets.

	Group 1	**Group 2**	**Group 3**
Mass fraction of carrier	0%	24%	49%
Mass fraction of water	69%	55%	40%

4.2.2 Experimental setup

The drying experiments were carried out in a drying tunnel that has a square flow cross-section of 110.25 cm^2. The experimental setup is presented in more details in Spreutels et al. [43]. The pellets are put on a holder that is placed in a pipe where air is blown. During the drying, the pellets are continuously weighted with a precision balance (0.01 g) (Sartorius Belgium N.V., Bruxelles, Belgium). The weight of the pellets spread on the holder is recorded every 30 s. During each experiment, the drying air velocity, u, and temperature, T_∞, are measured and controlled just before the holder. The humidity of the drying air is measured just before the holder. The concentration of water vapor in the drying air, C_∞, is almost constant during an experiment and varies slightly between experiments. The average value of C_∞ is $8 * 10^{-3}$ mol m^{-3}. The images acquired by an infrared camera (Xenics N.V., Leuven, Belgium) or a stereomicroscope (Olympus Belgium N.V., Berchem, Belgium), placed above the pellet holder, allow determining the evolution of the surface temperature or the dimensions of the pellets during the drying.

4.2.3 Experimental procedure

A total of 18 drying experiments were carried out in order to study the influence of the presence of a solid carrier on the drying kinetics of yeast pellets. The air velocity, u, expressed as the normal velocity at 20°C and 1 atm, was fixed at 0.5 Nm s^{-1} for all the experiments. Three different temperatures of the drying air, T_∞, were used : 30°C, 40°C, and 50°C. As mentioned previously, three different groups of pellets were tested and each experiment was carried out once by using the infrared camera and once by using the stereomicroscope. The experiments were ended 10 minutes after the mass of the yeast pellets on the holder reached a constant value. The time needed to complete an experiment varied between 30 and 120 minutes, depending on the operating conditions.

In parallel with each drying experiment, the initial moisture content of the pellets, X_0 (kg of water kg^{-1} of dry yeast), was determined by placing a sample of the pellets in an oven at 105°C for 24 h. The mass of dry yeast in a pellet is defined as being the mass of everything that is included in the pellet except the water and the carrier (i.e., it is the mass of the dry matter of the yeast cells in the pellet). X_0 is approximately 2.2 on a dry basis (d.b) for the pellets of the first group (without carrier). X_0 slightly increases with the addition of the carrier, as it contains a small amount of water (mass fraction close to 0.1). For each experiment, approximately 4 g of pellets were spread on the holder. At any time during an experiment, the moisture content of these pellets (X, kg of water kg^{-1} of dry yeast) is calculated from the continuous weight measurements, using Equations (4.1) and (4.2) :

$$X = \frac{M - M_c}{M_s} - 1 \tag{4.1}$$

$$M_s = \frac{M_0 - M_c}{1 + X_0} \tag{4.2}$$

where M is the mass of the pellets, M_c is the dry mass of carrier in the pellets, and M_s is the mass of dry yeast in the pellets. The initial value of M is written M_0. M_c is determined using the initial mass of the pellets, the mass fraction of carrier in the pellets and the mass fraction of water in the carrier. M_s is determined using X_0, M_c, and M_0 (see Equation (4.2)).

4.2.4 Data treatment

The treatment of the experimental data is explained in details in Spreutels et al. [43]. For each drying experiment, the evolution of the radius of the pellets is determined using the images acquired by the stereomicroscope. At a given time, the average value of the area of the observed pellets, S, projected on the image, is first calculated. Then, the radius of the

pellets is calculated as $R = (S/4\pi)^{1/2}$. The normalized radius of the pellets is defined as the ratio of R to its initial value R_0.

Considering that the emissivity of the pellets is equal to 1, the average surface temperature of the pellets, T_s, can be obtained, at any time during an experiment, from the image of the infrared camera recorded at that time. A normalized temperature, T_{norm}, is calculated using Equation (4.3) :

$$T_{\text{norm}} = \frac{T_s - T_{s,0}}{T_{s,f} - T_{s,0}} \tag{4.3}$$

where $T_{s,0}$ is the initial value of T_s and $T_{s,f}$ is its final value. Hence, T_{norm} is equal to 0 at the beginning of the drying and equal at 1 at the end of the drying. Actually, if the emissivity of the pellets is not equal to 1 but constant over the drying, the calculated values of T_{norm} are independent on this emissivity.

4.3 Development of the drying kinetics model

The drying kinetics model for a spherical pellet including a carrier is based on the model developed by Spreutels et al. [43] for a cylindrical pellet (without carrier). The time is written t and $t = 0$ corresponds to the beginning of the drying. The following assumptions are made :

- The pellet includes three types of water, with different evaporation rates [43] : the water of type E, whose content is written X_e (kg of water kg^{-1} of dry yeast) ; the water of type D, whose content is written X_d (kg of water kg^{-1} of dry yeast) ; and the residual water, whose content is written X_r (kg of water kg^{-1} of dry yeast). The water of type E is the water that is unlinked to the solids and whose extraction is governed by transport phenomena in the gas phase. The residual water is the water that cannot be removed during drying, resulting from a thermodynamic equilibrium between the pellet and the drying air. The water of type D is the remainder of the water and it is somewhat linked to the solids phase. This water of type D is removed from the pellet during drying, but with a characteristic time that is expected to be significantly higher than the characteristic time for the removal of the water of type E. Due to the large size of the pores in a pellet (around 5 microns in diameter), preventing significant Kelvin's effect, we consider in this work that the water of type D and the residual water are the intracellular water and the water linked to the carrier, while the water of type E is the water in the pore network between the cells and the carrier particles. At any time during the drying, the total moisture content of the pellet is given by :

$$X = X_e + X_d + X_r \tag{4.4}$$

with $X(t=0) = X_0$, $X_e(t=0) = X_{e0}$ and $X_d(t=0) = X_{d0}$.

- The water of type E and the water of type D are initially distributed homogeneously in the pellet.
- The radius of the pellet, R (Figure 4.1), varies with its moisture content. According to the experimental results presented in the next section (Figure 4.4), a piecewise linear approximation with two segments is used to model the evolution of the radius as a function of its moisture content :

$$\text{For X} > 1 : \ \frac{\text{R}}{\text{R}_0} = 1 - \kappa\,(\text{X}_0 - \text{X}) \tag{4.5}$$

$$\text{For X} < 1 : \ \frac{\text{R}}{\text{R}_0} = 1 - \kappa\,(\text{X}_0 - 1) - \beta\,(1 - \text{X}) \tag{4.6}$$

where κ and β are shrinkage coefficients, which are assumed to depend only on the carrier concentration and have to be identified. R_0 is the initial radius of the pellet. The experimental results show that the temperature has also a small influence on the shrinkage, especially without carrier (Figure 4.4). This influence is however limited, when compared to the influence of X on R/R_0. As consequence, it is not taken into account in the model.

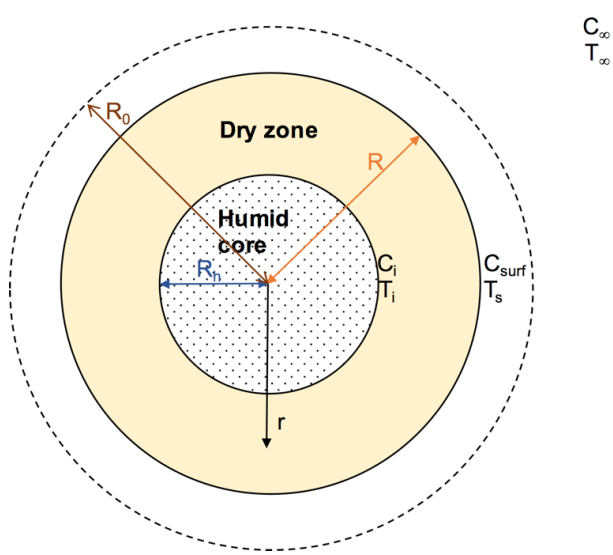


Figure 4.1 Schematic representation of a spherical yeast pellet during the drying. A yeast pellet of initial radius R_0 is exposed to drying air at a temperature T_∞ and at a concentration of water vapor C_∞. The temperature and the water vapor concentration at the surface of the pellet are written T_s and C_{surf}, respectively. The pellet is divided in two zones : a humid core of radius R_h surrounded by a dry zone. The air at the interface between those two zones has a temperature T_i and a water vapor concentration C_i that is equal to C_{sat}.

- The water of type E is concentrated in a uniform inner spherical humid core, surrounded by a so-called dry zone (see Figure 4.1). The use of the terms "dry zone" is slightly abusive, in the sense that this zone can obviously contain water of type D and residual water. The radius of this humid core is written R_h. A local gas-liquid equilibrium is achieved at the interface between the humid core and the dry zone, with no Kelvin's effect [203, 204]. The humid core occupies initially the whole pellet and its radius decreases during the drying :

$$R_h = R_0 \sqrt[3]{\frac{X_e}{X_{e0}}} \tag{4.7}$$

  Moreover, the humid core has a uniform but non-constant temperature, T_i (i.e., the thermal homogenization transient in the humid core is neglected) [205].
- The pore network between the cells and the carrier particles is initially completely filled with water. Therefore, X_{e0} can be evaluated as follows :

$$X_{e0} = \frac{\varepsilon_0 \rho_w}{\rho_m A} \tag{4.8}$$

$$A = \frac{1 - f_c}{1 + X_0^*} \tag{4.9}$$

  where ε_0 is the initial porosity of the pellet (i.e., it is the ratio of the initial volume of water inside the pore network between the cells and the carrier particles to the initial volume of the pellet), ρ_w is the density of liquid water, ρ_m is the density of the humid pellet, A is the ratio of the mass of dry yeast in a pellet to the total mass of the pellet, f_c is the mass fraction of the carrier in the pellet and, X_0^* is the initial moisture content (kg of water per kg of dry yeast) that the pellet would have had if it had not contained the carrier. As mentioned previously, X_0^* is slightly smaller than X_0 due to the presence of a small amount of water in the carrier. X_0^* is determined from X_0, f_c and the mass fraction of water in the carrier. It was measured that the densities of the carrier and of the fresh yeast blocks are both very close to 1065 kg m^{-3}. Therefore, ρ_m is taken equal to 1065 kg m^{-3} as well.
- As the size of the carrier particles is around 4 times larger than the size of the yeast cells (5-6 μm), the tortuosity of the dry zone, τ, is assumed independent of the amount of carrier in the pellet and equal to 4.5 [43].

- ε_0 is assumed to depend on the carrier concentration and is calculated as follows [206] :

$$\varepsilon_0 = \frac{\varepsilon_{\text{ref}}(1-\phi)}{1-\varepsilon_{\text{ref}}\phi} \tag{4.10}$$

  where $\varepsilon_{\text{ref}} = 0.58$ is the value of ε_0 in the absence of carrier [119] and ϕ is the volume fraction of carrier in the pellet. As mentioned previously, the densities of the carrier and of the fresh yeast blocks are very close to each other. Therefore, ϕ is very close to the mass fraction of carrier in the pellet, f_c.
- The porosity of the dry zone, ε, is equal to ε_0. Indeed, although this porosity probably varies during drying, because of the shrinkage, it was verified that the model has a very low sensitivity to a reasonable variation of this porosity.
- The external mass transfer coefficient, k_e, and the external heat transfer coefficient, h, are evaluated considering the shrinkage effect (i.e., at time t, they are calculated with correlations presented below, using the value of R at time t calculated by Equations (4.5) and (4.6)) [202, 207, 208].
- The molar water latent heat of vaporization, L_m, is constant during the drying and evaluated at a reference temperature of 30°C [204].
- The transport of vapor and heat in the dry zone are considered at a quasi-steady state and governed by diffusion [43, 204]. Moreover, the evaporation of the water of type D occurs homogeneously in the dry zone only and can be described as a first order kinetics with a rate constant which is a linear function of the temperature of the drying air [43].
- The mass heat capacity of the pellet, c_p, is calculated as a mass-fraction-weighted average of the mass heat capacity of its components and is independent of the temperature in the range of temperature encountered.

4.3.1 Model equations

4.3.1.1 Mass exchange between the pellet and the airflow

The total drying rate, J (kg of water kg^{-1} of dry yeast s^{-1}), is the sum of the evaporation rate of the water of type E, J_e (kg of water kg^{-1} of dry yeast s^{-1}), and the evaporation rate of the water of type D, J_d (kg of water kg^{-1} of dry yeast s^{-1}) :

$$J = J_e + J_d \text{ with } \mathrm{J_e} = -\frac{\mathrm{dX_e}}{\mathrm{dt}} \text{ and } \mathrm{J_d} = -\frac{\mathrm{dX_d}}{\mathrm{dt}} \tag{4.11}$$

Water of type E. The water of type E removal is controlled by a vapor diffusion transfer from the surface of the humid core to the surface of the pellet (characterized by an internal mass transfer coefficient, k_i) and by a vapor diffusive-convective transfer from the pellet surface to the air far from the pellet (characterized by an external mass transfer coefficient, k_e) :

$$J_e = aM_w \frac{1}{\frac{1}{k_e} + \frac{1}{k_i}} \left(C_{\text{sat}}(T_i) - C_\infty\right) \tag{4.12}$$

where $C_{\text{sat}}(T_i)$ is the saturation concentration of water in air, at the temperature of the humid core, T_i, and C_∞ is the concentration of water in the drying air. $C_{\text{sat}}(T_i)$ is expressed using the Clausius-Clapeyron equation. M_w is the molecular weight of water and a is the specific area of the pellet, defined as the ratio of the external surface of the pellet to the mass of the dry yeast it contains.

k_e is calculated using a correlation proposed by Clift et al. [209], relating the Sherwood (Sh) number of the mass transfer around a sphere to the Reynolds (Re) and Schmidt (Sc) numbers of the flow around this sphere. An adjustable parameter, c_1, is introduced in this correlation to take into account the fact that a part of the surface of the pellet is not subject to the airflow, since the pellets are placed on a solid surface holder.

$$\text{Sh} = \frac{\text{k}_\text{e}\text{2R}}{\mathbb{D}} = \text{c}_1 \left(1 + \left(\left(1 + \frac{1}{\text{ReSc}}\right)^{\frac{1}{3}} \text{Re}^{0.41}\right) \text{Sc}^{\frac{1}{3}}\right) \tag{4.13}$$

where $\mathbb{D}$ is the diffusion coefficient of water in air. It is evaluated at the temperature of the drying air. Re and Sc are defined as :

$$\text{Re} = \frac{\text{u2R}}{\nu} \tag{4.14}$$

$$\text{Sc} = \frac{\nu}{\mathbb{D}} \tag{4.15}$$

where u and ν are the velocity and the kinematic viscosity of the drying air, respectively.

k_i is determined by applying Fick's law to a spherical porous media :

$$k_i = \frac{\varepsilon \mathbb{D}}{\tau} \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{\frac{1}{R_h} - \frac{1}{R}}\right) \tag{4.16}$$

Water of type D. The evaporation rate of the water of type D is assumed to be proportional to the amount of water of type D in the dry zone of the pellet (i.e., it increases as the water of type E is removed) :

$$J_d = k_d \left(X_d - X_{d0} \frac{X_e}{X_{e0}} \right) \tag{4.17}$$

where $k_d = c_2 T_\infty + c_3$ is a kinetic constant, with T_∞ the temperature of the drying air. k_d is the inverse of the characteristic time for the removal of the water of type D. As it is assumed that the water of type D is initially homogeneously distributed in the pellet, $X_{d0}(X_e/X_{e0})$ is the water of type D in the humid core, at any time.

Residual water. The residual moisture content is assumed linked to the humidity of the drying air, Y (kg of water kg^{-1} of dry air), by the following linear relation :

$$X_r = \gamma \frac{Y}{Y_{\text{sat}}(T_\infty)} \tag{4.18}$$

where γ is an unknown constant characterizing the equilibrium between the pellet and the moist air and $Y_{\text{sat}}(T_\infty)$ is the saturation humidity of the drying air (kg of water kg^{-1} of dry air). It is calculated with the Clausius-Clapeyron equation.

4.3.1.2 Heat exchange between the pellet and the airflow

The thermal part of the model is based on an enthalpy balance on the humid core :

$$\frac{R_h}{3} \frac{\partial T_i}{\partial t} c_p \rho_m = \lambda_{\text{eff}} \left. \frac{\partial T_d}{\partial r} \right|_{r=R_h} - \frac{1}{\frac{1}{k_e} + \frac{1}{k_i}} \left(C_{\text{sat}} - C_\infty \right) \left(\frac{R}{R_h} \right)^2 \mathcal{L}_m \tag{4.19}$$

where λ_{eff} is the effective thermal conductivity of the dry zone and T_d is the temperature in the dry zone. λ_{eff} is estimated with the Hadley correlation [210]. In order to evaluate the temperature gradient in the dry zone, $\partial T_d / \partial r$, a heat transport equation (Equation (4.20)) in the dry zone is solved with boundary conditions (4.21)–(4.23) :

$$\frac{\lambda_{\text{eff}}}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T_d}{\partial r} \right) = \frac{3 \mathcal{L}_m}{\pi 4 \left(R^3 - R_h^3 \right)} \frac{J_d}{M_w} M_s \tag{4.20}$$

$$T_d|_{r=R_h} = T_i \tag{4.21}$$

$$T_d|_{r=R} = T_s \tag{4.22}$$

$$\lambda_{\text{eff}} \left. \frac{\partial T_d}{\partial r} \right|_{r=R} = h \left(T_\infty - T_s \right) \tag{4.23}$$

where T_s is the (unknown) temperature at the surface of the pellet and M_s is the mass of dry yeast in the pellet :

$$M_s = \frac{4}{3}\pi R_0^3 \rho_m \frac{1 - f_c}{1 + X_0^*} \tag{4.24}$$

To determine h, Equation (4.13) is used, with Sh replaced by the Nusselt (Nu) number related to the heat exchange between the pellet and the surrounding air and Sc replaced by the Prandlt (Pr) number of the drying air. Nu and Pr are defined as :

$$\mathrm{Nu} = \frac{\mathrm{h2R}}{\mathrm{k}} \tag{4.25}$$

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{\alpha} \tag{4.26}$$

where k and α are the heat conductivity and the thermal diffusivity of the drying air, respectively.

In order to solve the model set of equations, six parameters need to be identified, possibly as functions of the operating conditions, by a comparison between the model and the experimental results : κ, β, γ, c_1, c_2 and c_3. The other parameters are controlled (u, T_∞, f_c), determined from measurements independent of the drying experiments (R_0, X_0, C_∞, Y, ρ_m) or determined using the literature [43, 204, 209, 211]. In order to ease the parametric identification, the equations of the model are solved numerically in a dimensionless form.

4.4 Results and discussion

4.4.1 Experimental results

For the different operating conditions, Figure 4.2 presents the moisture content of the pellets, X, as a function of the time t, while Figure 4.3 presents their drying rate, J, as a function of X. Each curve presented for given operating conditions is the average of the two curves obtained for these conditions. J is obtained by applying a Savitzky-Golay filter on the values of the moisture content [212]. Figures 4.4 and 4.5 present the normalized radius of the pellets and their normalized temperature, T_{norm}, as functions of their moisture content, for some operating conditions.

The results presented in Figures 4.2 and 4.3 show that the drying rate increases when the temperature increases and when the amount of carrier in the pellets increases. The results presented in Figure 4.2 also show that, for a given temperature of the drying air, an increase of the amount of carrier lead to an increase of the residual moisture content.

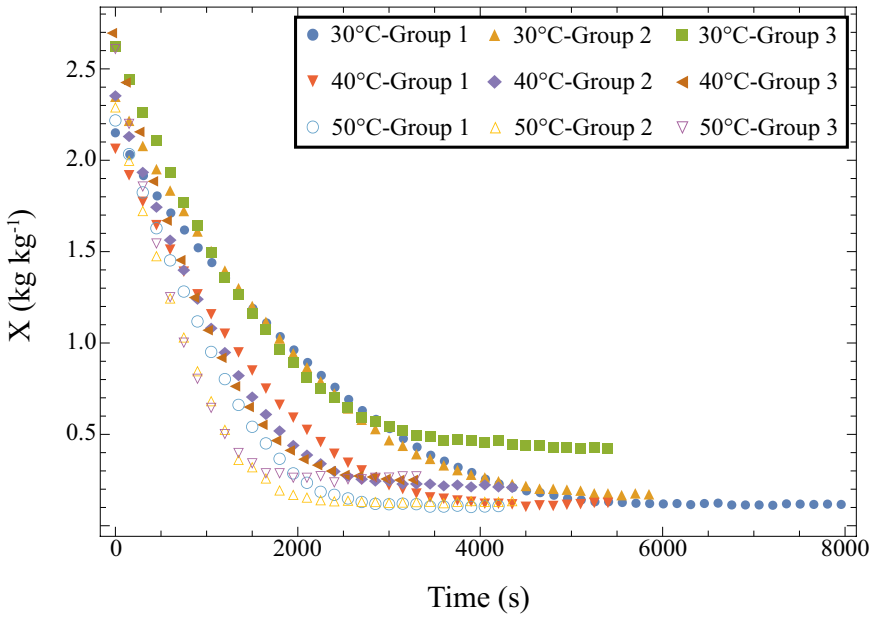


Figure 4.2 Time evolution, during the drying, of the moisture content of the pellets.

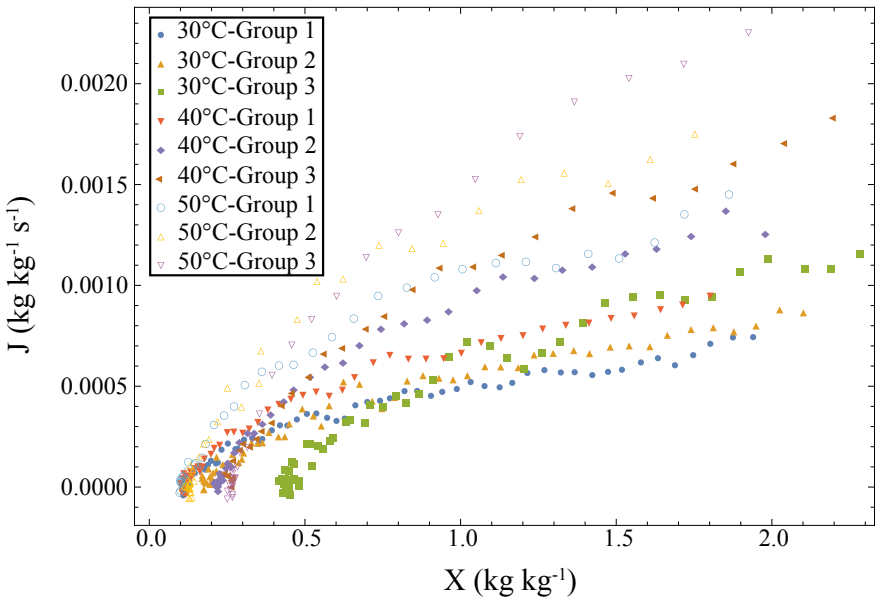


Figure 4.3 Drying rate of the pellets as a function of their moisture content.

As shown in Figure 4.4, the shrinkage of the pellets during drying is clearly reduced by the presence of the carrier. Indeed, during drying, the radius of a pellet without carrier (group 1) is decreased by 20-25% while, for a pellet with 40 wt% of water (group 3), its radius is only reduced by around 6%. It is also observed that the extent of the shrinkage decreases when the drying temperature increases, especially without porous carrier. In general, the

results show that the shrinkage extent depends mainly on the amount of carrier and slightly on the temperature of the drying air. As it can be observed in Figure 4.4, the radius of the pellets with 40 wt% of water (group 3) varies almost linearly with their moisture content, whereas the rate of shrinkage of the pellets with 69 wt% of water (group 1) is reduced when their moisture content becomes smaller than approximately 1 (d.b). Similar trends have been obtained by Yan et al. [213] for the drying of banana, pineapple and mango slices.

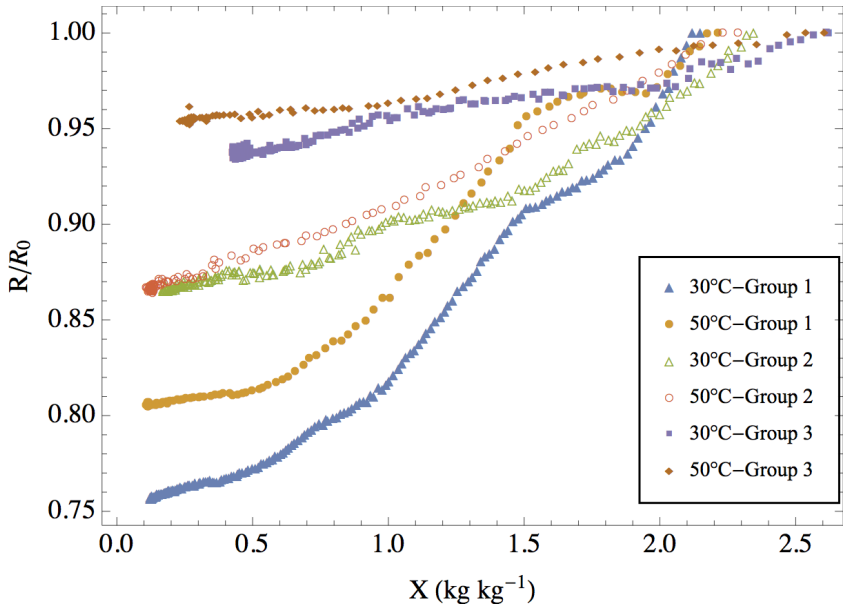


Figure 4.4 Normalized radius of the pellets as a function of their moisture content.

The evolution of the normalized surface temperature of the pellets during the drying presents two regimes (see Figure 4.5) : it is almost constant during a first part of the drying and then the heating rate of the pellets is increased during a second phase. As already mentioned by Spreutels et al. [43] for cylindrical pellets without carrier, this is probably linked to a transition from a drying rate mainly controlled by the removal of the water of type E to a drying rate mainly controlled by the removal of the water of type D. It is observed on Figure 4.5 that, during the first moments of the drying, the pellets surface temperature may be smaller than the initial temperature of the pellet, especially for low drying temperature and low carrier mass fraction. This is due to the fact that, for these experiments and at the beginning of drying, the energy necessary for the evaporation of the water is partly drawn from the pellets, which leads to a decrease of their temperature. This is commonly called "evaporative cooling". A decrease of the product temperature at the beginning of the drying was also observed by Spreutels et al. [43], Golestani et al. [202] and Kumar et al. [207].

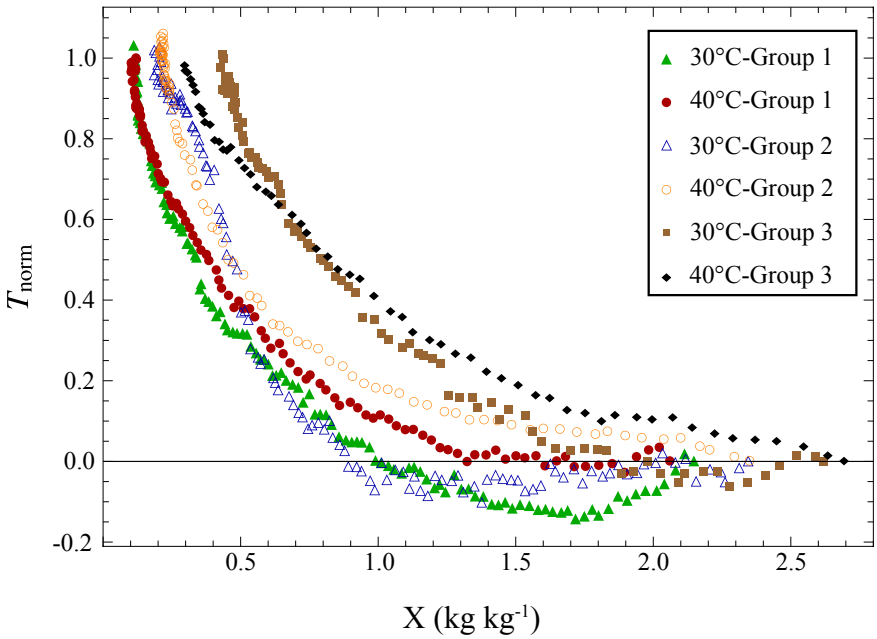


Figure 4.5 Normalized surface temperature of the pellets as a function of their moisture content.

4.4.2 Parameters identification

The experimental results were used to identify the values of the unknown parameters of the model. The identified values are given in Table 4.2. It is worth to mention that the identified values of the parameters γ, c_1, c_2, and c_3 for the pellets without carrier are very close to those obtained, for the same parameters, by Spreutels et. al. [43] while modeling the drying of cylindrical yeast pellets (without carrier).

Table 4.2 Identified values of the unknown parameters of the model.

Parameters	**No carrier** 69 wt% of water	**With carrier** 55 wt% of water	**With carrier** 40 wt% of water
γ	0.71	1.13	2.06
c_1	0.35	0.34	0.34
κ	0.15	0.09	0.03
β	0.09	0.02	0.02
c_2 (s^{-1} K^{-1})	2.11 10^{-5}	2.58 10^{-5}	–
c_3 (s^{-1})	-6.27 10^{-3}	-7.67 10^{-3}	–
X_{d0}	0.33	0.17	0.0

1. For each experiment, X_r was determined as the average of the last ten measurements of X (i.e., when the pellets reached a constant mass). T_∞ was controlled and Y was measured. Then, using Equations. (4.4) and (4.8), X_{d0} was calculated for each experiment. The average values of X_{d0} for each group of pellets are reported in Table 4.2. Finally, for each group of pellets, the constant γ was determined by a linear regression of the plot of the values X_r as a function of $Y/Y_{\text{sat}}(T_\infty)$ (Equation (4.18)). These regressions give R^2 values of 0.97, 0.91, and 0.99, respectively.
2. Using the model, it can be shown that, during the first minutes of drying, J is almost independent of k_d and X_{d0}. Therefore, for each experiment, c_1 was identified by a comparison, using the least-square method, between the model and the experimental values of X obtained during the first 300 seconds of drying. For all these identifications, the pellets radius is assumed constant in the model and equal to R_0. The average values of c_1 for the pellets of group 1, group 2 and group 3 are close to each other : 0.35, 0.34, and 0.34, respectively. The determination coefficients for the group 1, 2, and 3 are 0.84, 0.90 and, 0.75, respectively.
3. For each experiment, the shrinkage coefficients (κ and β) were determined by a linear regression of the data obtained with the stereomicroscope (Equation (4.5) and (4.6)). The determination coefficients, R^2, are greater than 0.99. The average values of κ and β for the three groups of pellets are presented in Table 4.2.
4. Finally, as mentioned previously, it is considered that k_d, the kinetic constant describing the removal of the water of type D, can be expressed as $k_d = c_2 T_\infty + c_3$. For each experiment realized with pellets from the groups 1 or 2, the value of k_d was identified by a comparison between the model and the experimental results, over the entire drying time, using the least-square method and the previously identified values for the other parameters. Then, the constants c_2 and c_3 were identified by a linear regression of the plot of the values of k_d as a function of T_∞. For the third group of pellets, with the largest amount of carrier, X_{d0} was calculated equal to 0. Therefore, c_2 and c_3 were not identified for this group.

4.4.3 Discussion

The analysis of the experimental and modeling results gives insights into the phenomena occurring during the drying of spherical yeast pellets in the presence of a carrier.

In Figures 4.6–4.8, the model is compared to the experimental results. The data presented in Table 4.2 were used to generate the modeling results. It can be observed on these figures that the model is able to simulate the experimental data with a very good level of accuracy. It

means that the key phenomena governing the drying kinetics are included and well quantified in the model. It is interesting to mention that we have tried to develop simpler models with a fully linear relation between R and X (i.e., $R/R_0 = 1 - \kappa(X_0 - X)$, $\forall X$) and/or constant values of the transfer coefficients h and k_e (evaluated for $R = R_0$). After identification of their parameters in a same way than the one presented previously, the comparison of these simplified models and the experimental results appeared significantly worse than that observed in Figures 4.6–4.8. Thus, this means that it is necessary to introduce into the model a certain level of complexity for the description of the shrinkage and the external/internal transfers, if one wants to accurately capture the behavior shown in the experimental results. On the other hand, we have also observed that leaving X_{e0} as an adjustable parameter, rather than calculating it by Equations (4.8) and (4.9), does not lead to a comparison between the model and the experiments significantly better than the one observed in Figures 4.6–4.8.

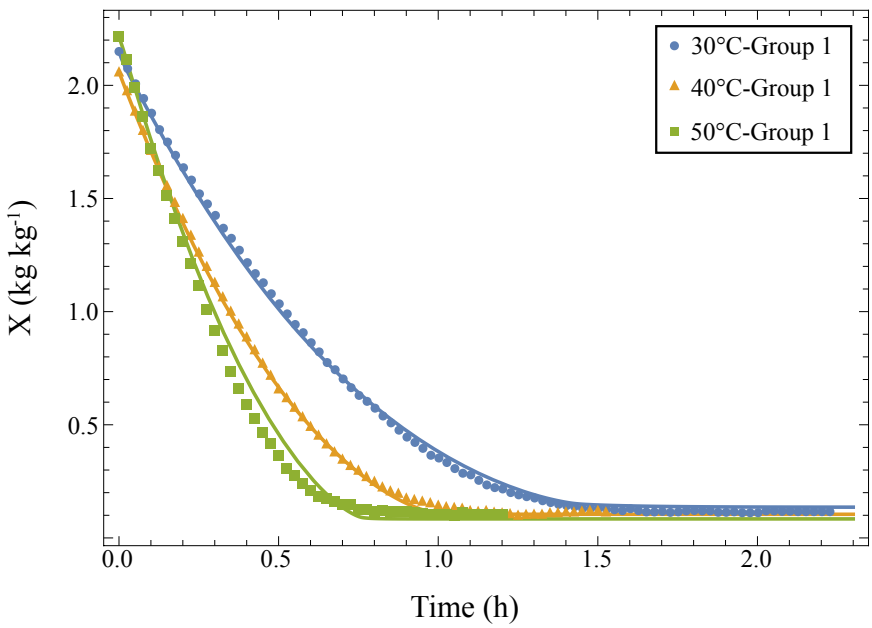


Figure 4.6 Comparison between the model (continuous lines) expressed as the time evolution of the moisture content of the yeast pellets (d.b.) of group 1 and the experimental results for different air temperature.

The value of c_1 is almost unaffected by the presence of the carrier. It means that the presence of the carrier has almost no influence on the amount of water present at the surface of the pellet, at the beginning of the drying. This supports the assumption of a porous network completely filled with water at the beginning of the drying.

X_r is increased when the amount of carrier in the pellets is increased (see the identified values of γ in Table 4.2). Moreover, it can be evaluated that the obtained values of X_r are almost coherent with the assumption of a constant amount of water per unit of volume of a pellet at the end of the drying. The calculated value of X_{e0} using Equation (4.8) is also increased when the amount of carrier in the pellets is increased (from around 1.7 without carrier to around 2.2 with the largest mass fraction of carrier). Accordingly, as shown in Table 4.2, the calculated value of X_{d0} using Equation (4.4) is significantly decreased if the mass fraction of carrier in a pellet is increased. X_{d0} is even calculated equal to 0 for the largest mass fraction of carrier. These results mean that the addition of the carrier induces the transformation of part (or the totality) of the water of type D into residual water or into water of type E. This points to a possible carrier-induced osmosis process, as the carrier being very hygroscopic, induces a "drainage" of the water out of the cells. This water is thus transferred into the porous network between the cells and the carrier particles ; this helps to maintain this network saturated with water even after adding the carrier and, consequently, it causes the increase of X_{e0} when the carrier concentration is increased. A part of the water leaving the cells is also probably adsorbed on the carrier particles, which leads to an increase on X_r.

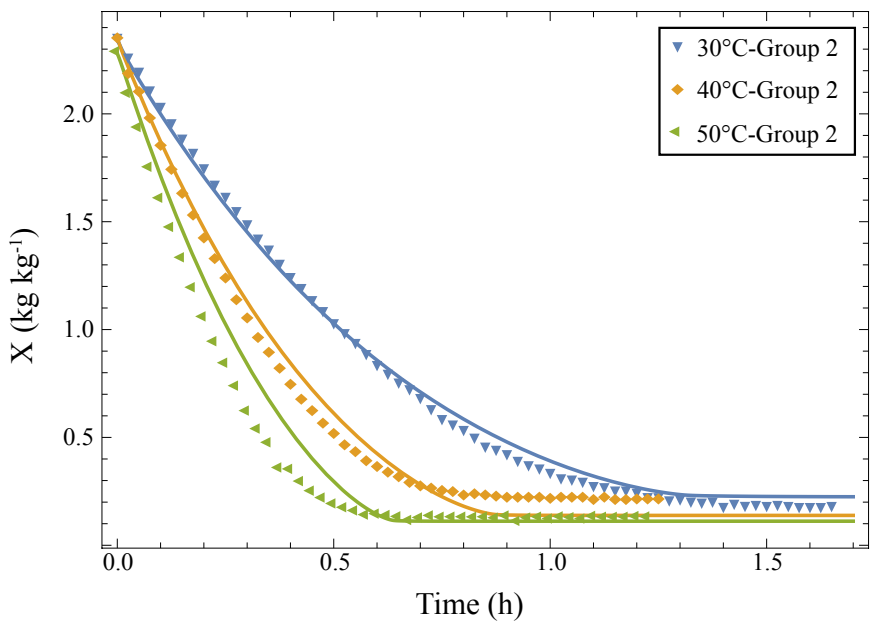


Figure 4.7 Comparison between the model (continuous lines) expressed as the time evolution of the moisture content of the yeast pellets (d.b.) of group 2 and the experimental results for different air temperature.

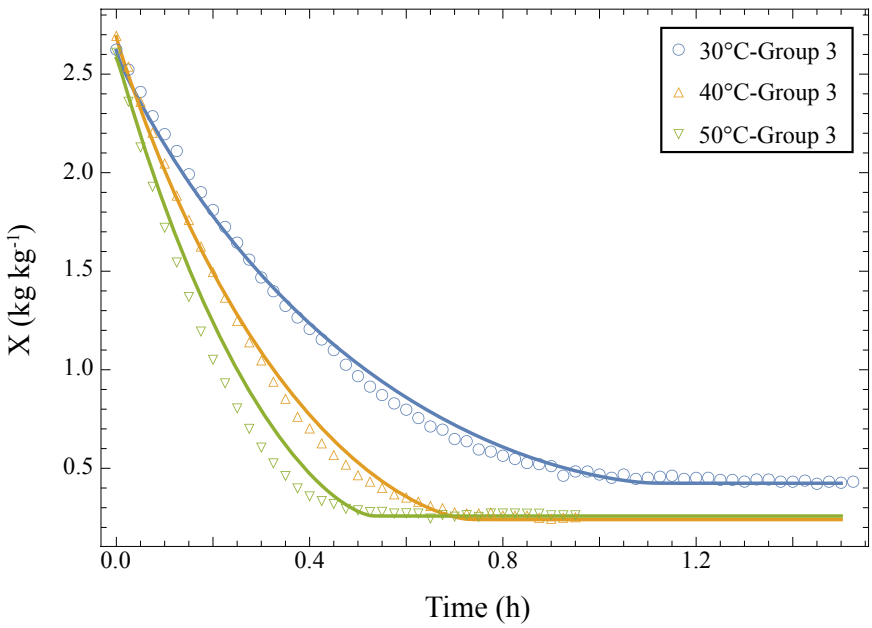


Figure 4.8 Comparison between the model (continuous lines) expressed as the time evolution of the moisture content of the yeast pellets (d.b.) of group 3 and the experimental results for different air temperature.

The increase of J when the amount of carrier in the pellets is increased (see Figure 4.3) has two distinct causes. First, for all experimental conditions, the pellets have an identical initial diameter. Therefore, at the beginning of drying, the amount of water evaporated per unit time depends almost exclusively on the temperature of the drying air and not on the carrier concentration (as the drying is limited by external transport phenomena and as c_1 is independent of the carrier concentration). The drying rate is defined as the amount of water evaporated per unit time and per kg of dry yeast. As the amount of dry yeast in a pellet is decreased when the amount of carrier is increased, it leads to an increase in the drying rate, according to its definition. Second, as mentioned previously, the addition of the carrier increases the amount of water of type E, per unit mass of dry yeast. It results also in an increase of the average drying rate, as the water of type E is extracted from the pellets more easily than the water of type D.

It is worth to mention that, as predicted by Equation (4.10), the addition of carrier induces a decrease of the porosity and, therefore, a decrease of the internal transport coefficient (see Equation (4.16)). Nevertheless, the observed increase of the drying rate when the carrier is added to the pellets shows that this decrease is more than compensated by the two effects mentioned previously. This can be explained by the fact that, as mentioned previously, the sensitivity of the modeling results towards the porosity is low.

Figure 4.9 presents the kinetic constant k_d, calculated using the data presented in Table 4.2, as a function of the temperature, for the yeast pellets of group 1 and 2. Figure 4.9 highlights that k_d increases as the temperature increases and as the amount of carrier in the pellets increases. This last feature may be another illustration of the fact that the introduction of the carrier inside the pellets leads to an osmosis process.

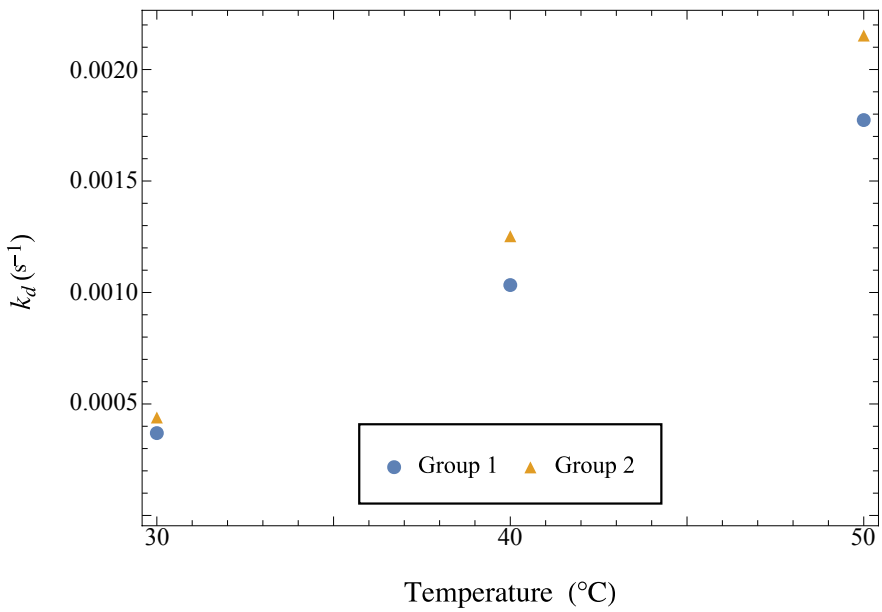


Figure 4.9 Kinetic constant k_d as a function of the drying temperature for the yeast pellets of group 1 and 2.

The experimental results (and the identified values of κ and β) show that, as it might have been expected, the carrier significantly prevents the shrinkage of the pellets. As observed in Figure 4.4, the radius of pellets without carrier decreases by about 20-25%, while the radius of pellets with 40 wt% of water (group 3) decreases by about 5%. The results obtained for the shrinkage of the pellets without carrier are coherent with those of Grabowski et al. [35] and Spreutels et al. [43]. Their results showed a reduction of 25% of the pellet diameter. It is also observed in Figure 4.4 than an increase of the drying temperature leads to a reduced shrinkage. This may be explained by the difficulty of the rearrangement of the yeast cells under the conditions of increased water removal rate [214] or by hardening of the surface before its constriction [215]. Considering the result presented in Figure 4.4, the temperature seems to have a reduced influence on the shrinkage of the pellets if the mass fraction of carrier is increased. Generally, the influence of the carrier on the shrinkage of the pellets is similar to what has been reported in other works, dedicated to the drying of other food products, such as fruits, using liquid or solid carriers [67].

Finally, Figure 4.10 presents the internal and the external mass transfer coefficients (k_i and k_e, respectively) as functions of the time, for the different groups of pellets and with T_∞ equal to 50°C. Figure 4.10 brings out when internal transport becomes limiting. It is observed that the internal transport becomes more rapidly limiting when a carrier is present in the pellet. This is a consequence of the fact that the presence of the carrier tends to increase the thickness of the dry zone (i.e., $R - R_h$). Indeed, as mentioned previously, it decreases the extent of the shrinkage (i.e., it limits the decrease of R due to the shrinkage) and increases the removal rate of the water of type E (i.e., it promotes the decrease of R_h, see Equation (4.7)).

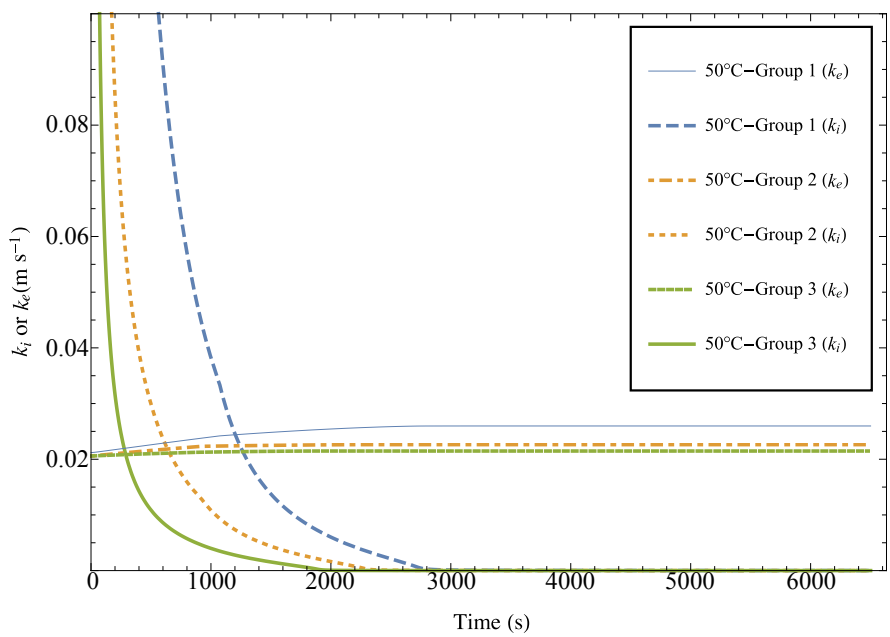


Figure 4.10 Time evolution during drying of the internal (k_i) and the external (k_e) mass transfer coefficients at 50°C for the three groups of pellets.

4.5 Conclusion

The main objective of this work was to investigate the influence of a carrier on the drying of baker's yeast pellets. Several drying experiments were carried out, with different air temperatures and with pellets having different carrier concentrations. A drying kinetic model was built and successfully challenged against the experimental results.

The analysis of the experimental and modeling results gives insights into the phenomena occurring during the drying of spherical yeast pellets including a carrier. It is shown that the addition of the carrier reduces the shrinkage of the pellets. Moreover, the presence of a solid carrier increases the drying rate and the internal transport become more rapidly limiting.

Finally, the results seem to indicate that an osmosis process may take place inside the pellets following the addition of the carrier.

Although the addition of the solid carrier seems to improve the drying kinetics of yeast pellets, the impact of such an addition on the quality has to be studied more extensively. For this purpose, we have obtained preliminary results comparing, per kg of dry yeast, the volume of CO_2 produced by pellets dried with a carrier and by pellets dried without carrier. Those results seem to indicate that the addition of a carrier does not affect the quality of the pellets. However, these are preliminary results that need to be refined in the future.

CHAPITRE 5 ARTICLE 2 : EVOLUTION OF THE QUALITY OF YEAST PELLETS CONTAINING A CARRIER DURING THEIR CONVECTIVE DRYING

Le chapitre suivant a été soumis sous forme d'article dans le journal *Drying Technology*.
Auteurs : C. Van Engeland, M. Aujard, J. Rabineau, L. Spreutels, R. Legros, B. Haut.

Abstract

The addition of a solid carrier before drying seems to be a promising way to improve the processability and the drying kinetics of yeast pellets. However, its influence on the quality of the yeasts during and at the end of the drying is not yet well understood and is investigated in this communication. A yeast paste was mixed with different amounts of wheat flour, a solid carrier, to obtain pellets with 69, 55, and 40 wt% moisture content. The fermentation activity of the yeasts was measured in samples taken throughout the drying process of these pellets. The experimental results highlight that the addition of a carrier does not significantly alter the quality of the yeasts before drying but has a negative impact on the final quality at the end of the drying process. Moreover, in the absence of a carrier, the yeast activity remains high during the drying, as long as the moisture content of the pellets is higher than about 0.5 (d.b.). On the other hand, the addition of a solid carrier leads to a continuous decrease in yeast fermentation activity during the drying.

5.1 Introduction

In the agri-food sector, the quality criteria vary depending on the product of interest and represent the minimum consumer expectations [46]. When a product is dried, measurements made to evaluate the quality of the product during and after drying can assess the nutritional quality, the colour, the physical changes, etc. For yeasts, two parameters are generally analyzed : viability and fermentation activity. It has been shown that these parameters are closely correlated [37, 47]. The fermentation activity of yeasts is usually the most important criterion. A fresh pellet of yeasts contains two types of water : extracellular and intracellular water [43]. During drying, the extraction of the intracellular water is slower than that of the extracellular one. A part of the water contained in a yeast pellet cannot be extracted during drying and the amount of this so-called "residual" water depends on the thermodynamic equilibrium between the drying air and the yeast pellets, at the end of the drying [43].

In the case of drying of food products, a balance between drying time, energy efficiency and final product quality must be established. Air-drying of microorganisms causes structural and physiological damages to cells, resulting in a loss of viability [12, 48, 49]. Two main mechanisms of yeast cells inactivation occur during convective drying : heat stresses and dehydration [2, 12, 60, 62, 63, 216]. Heat stress is assumed to be related to denaturation of macromolecules or cell wall damage [57, 58], while dehydration inactivation seems to affect the cytoplasmic membrane and its fluidity [59–61]. At low temperature, around 40°C, inactivation by dehydration is the main mechanism impacting cell viability and depends on the moisture content [12, 62]. During drying of yeast pellets, the osmotic pressure inside the cell increases as the internal salt concentration increases due to dehydration. The tolerance of microorganisms to osmotic pressure caused by dehydration depends on both the temperature and the dehydration kinetics [23,61,217–219]. Indeed, osmotic drying in a liquid solution such as water-glycerol solution seems to simulate dehydration during drying [49]. However, Mille et al. [23] pointed out some discrepancies between the dehydration in osmotic solution and by air in a fluidized bed. They suggest that this difference could be explained by an increased oxidation due to air exposure or due to accumulation of glycerol in the cells that could lead to cell bursting during rehydration.

A solid carrier is often used to facilitate the extrusion of yeast pellets from yeast paste when the paste is too liquid. In one of our previous work, the drying kinetics of yeast pellets containing a solid carrier, wheat flour, was investigated [220]. Wheat flour was used as a carrier because it is a hygroscopic material safe for consumption. We have shown that the addition of this solid carrier increases the drying rate of the yeast pellets. We assumed that this increase is linked to an osmosis process that takes place during drying inside the pellets containing the carrier. Therefore, the addition of a solid support such as wheat flour seems to be a promising solution to improve the drying of yeast pellets in terms of energy consumption and processability. Nevertheless, the addition of this wheat flour prior to the drying might also have an influence on yeast quality, during drying of the pellets. A literature review shows that only a few studies have focused on the role of a solid carrier on the quality of yeasts during their drying. Santivarangkna et al. [69] showed that increasing the concentration of carbohydrates increases the survival of L. helveticus after their drying, whereas Mille et al. [23] observed that the viability of yeasts mixed with wheat flour dried in a fluidized bed depends on the dehydration rate. Mille et al. [23] also observed that, in some conditions, yeasts with good fermentation activities may be obtained at the end of the drying. It has been highlighted that the concentration as well as the type of carrier used can have a significant impact on the survival of cells during dehydration [24, 37, 39, 69, 70, 221]. For example, Liu et al. [24] observed that yeasts dried with wheat bran have a better activity than those dried with rape

seeds. In our previous work, we have shown that the addition of wheat flour reduces the shrinkage of the yeast pellets during their drying [220] but, on the other hand, the observed increase in the dehydration rate caused by the carrier might have a detrimental effect on the quality of the yeasts, as mentioned in several studies [23, 43, 49]. Numerous parameters can influence the quality of microorganisms during their drying, which may explain differences between studies and make comparisons difficult. The strains, the physiological state of the cells, the operating conditions, the drying method, as well as the rehydration method may affect the viability of microorganisms [2]. To date, the literature review shows that it is not clear whether or not the addition of a carrier such as wheat flour is expected to have a positive impact of the quality of the yeasts during the drying of the pellets.

Therefore, the main objective of this short communication is to complete our previous study on the drying kinetics of yeast pellets containing a solid carrier by analyzing the influence of the wheat flour on the quality of the yeasts. The fermentation activity of the yeasts with and without carrier in the pellets is measured throughout the drying process, in order to evaluate the impact, for the conditions tested in [220], of the addition of wheat flour on the quality of the yeasts.

5.2 Materials and Methods

5.2.1 Yeast pellets preparation

Fresh baker's yeast paste (Bruggemans N.V., Ghent, Belgium) and wheat flour (Francine, Ivry Sur Seine, France) purchased at the supermarket was used. The moisture content of the yeast paste is around 69 wt% on a wet basis while the wheat flour used as a solid carrier contains around 10 wt% of water. As previously explained in [220], the fresh yeast and the wheat flour were mixed in different concentrations and the mixture was extruded into spherical pellets of 3 mm in diameter. Three groups of yeast pellets were compared : yeast pellets with no carrier (hence with 69 wt% of water), yeast pellets with carrier and with approximately 55 wt% of water and yeast pellets with carrier and with approximately 40 wt% of water (see Table 5.1).

Table 5.1 Properties of the three groups of pellets expressed in wet basis.

	Group 1	**Group 2**	**Group 3**
Mass fraction of dry carrier	0%	21%	44%
Mass fraction of water	69%	55%	40%
Mass fraction of dry yeasts	31%	24%	16%

The carrier mass fractions are determined systematically for all drying tests when the pellets are formulated. They are calculated from the relative proportions of flour and fresh yeast in the pellets mixture and from the initial moisture content of the pellets X_0, determined by placing a sample of the pellets in an oven at 105°C for 24 h. Therefore, during any drying tests, the dry mass of a sample is known (total dry mass or dry mass of yeasts) and the measurement of the weight of the sample makes it possible to calculate its water content.

5.2.2 Drying experiments

To study the evolution of the yeast quality during their drying, partial and complete drying experiments were carried out in a tunnel dryer. In such a device, the pellets, placed in a pipe where air is blown in, are continuously weighted during the drying. The experimental setup is presented in more details in [43,220]. Partial drying experiments were stopped before the end of the drying, at different moisture contents, to obtain samples for which the fermentation activity of yeasts was measured. Drying experiments were also conducted until the weight of the yeast pellets reached a constant value. Those experiments are referred to as complete, as only the residual water is still present at the end of the drying. Drying experiments were duplicated for each group of yeast pellets. For all experiments, the air velocity u expressed as the normal velocity at 20°C and 1 atm, was fixed at 0.5 Nm s^{-1} and the temperature of the drying air T_∞ was fixed at 40°C. Indeed, Bayrock and Ingledew [12] showed that, at 40°C or lower, thermal death is negligible and dehydration is then the only mechanism that might impact the cell viability.

5.2.3 Quality evaluation

The quality of the pellets was measured by gassing power tests [43]. A mass of pellets corresponding to about 0.15 g of dried yeasts was mixed with 15 ml of a saline solution containing 32.7 g/L of NaCl, during 1 minute in an Erlenmeyer. 10 g of white wheat flour and 0.33 g of crystallized sugar were then added and the resulting bread dough mixture was mixed for one additional minute. The Erlenmeyer was then closed, sealed and put in a thermostatic bath at 30°C. A 1 m tube, connecting the Erlenmeyer to a measuring cylinder, allowed recovering the gas produced by the bread dough. The quantity of CO_2 released was measured after one hour and the specific gassing power G was calculated by dividing the volume of CO_2 produced V by the dry mass of yeasts M_s in the mixture used for the gassing power test :

$$G = \frac{V}{M_s} \tag{5.1}$$

5.2.4 Statistical analysis

The data were expressed as means and standard deviations. To compare the initial or the final quality between the three groups of yeast studied, the non-parametric Mann-Whitney U test was used as the sample sizes were small. An underlying assumption is that the shape of the distributions in the different groups is similar. A significant result is assumed for $p < 0.05$. To test the statistical significance of change in quality during drying, a linear mixed–effect model was used with the yeast group, the moisture content X, and their interaction as fixed effects and the experiment as a random effect ($Quality \sim X * Group + (X|Experiment)$). The need for this mixed-effect model was verified by comparison with a linear model and a reduced model, considering only the effects of X and the intercepts for the experiment and by-experiment slopes for the effect of X. Models were compared using likelihood ratio tests and the effects were included in the model when statistically significant ($p < 0.05$). Residuals were analyzed using graphical observation and did not display any obvious deviation from homoscedasticity or normality. The statistical analysis was performed using R statistical programming language version 3.6.1 [222] and the lme4 package for the linear mixed–effect model [223].

5.3 Results and discussion

Fig. 5.1(a) presents the gassing power G (expressed in volume of CO_2 per kg of dry yeast) as a function of X (expressed in kg of water per kg of dry yeast). As expected, Fig. 5.1(a) shows that the volume of CO_2 released by the yeasts decreases as X decreases. The yeast activity is reduced by 35% to 90% at the end of a complete drying period and the extent of this reduction depends mainly on the presence of the solid carrier. Indeed, the activity of the yeasts of group 1 is reduced on average by approximately 40% at the end of a complete drying period while the activity of the yeasts of groups 2 and 3 (with carrier) are reduced by approximately 85%. The Mann-Whitney U-test finds a statistical difference between the final values of groups 1 and 2 ($p = 8.3*10^{-3}$), as well as between group 1 and 3 ($p = 2.2*10^{-3}$). However, no statistically significant difference is found between groups 2 and 3 ($p = 0.87$). In conclusion, the addition of a solid carrier seems to influence the final quality of the yeasts (i.e., their quality after a complete drying). However, the results obtained suggest that the concentration of solid carrier does not have a significant impact on the fermentation activity of the yeast after drying, at least for the two cases considered. There is probably a threshold carrier concentration value below which the final quality of the yeast varies according to the carrier concentration.

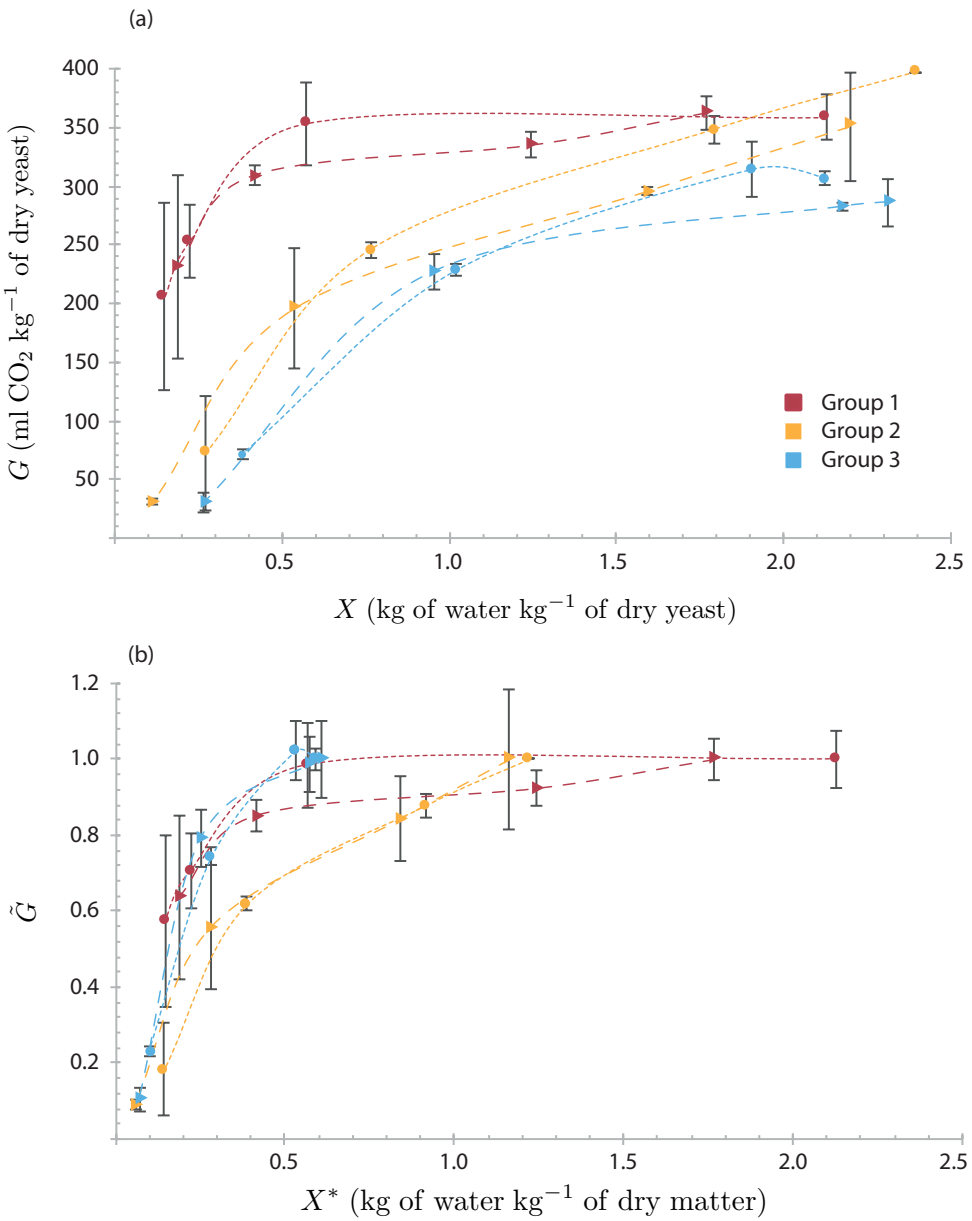


Figure 5.1 (a) Gassing power G of the yeasts as a function of their moisture content X (kg of water per kg of dry yeast) and (b) normalized gassing power $\tilde{G}$ as a function of the moisture content X^* (kg of water per kg of dry matter), for the three groups studied. The dotted and the dashed lines represent the two drying experiments carried out for each group.

In other studies, it was found that the final quality of the yeasts is strongly dependent on the dehydration rate and the temperature [23, 43, 219]. The difference between the final activity of yeasts dried in the presence of a carrier and those dried without a carrier is likely due to different mechanisms encountered in the presence of a carrier. Indeed, as mentioned in our previous work, the addition of the solid carrier in the pellets probably causes an

osmosis process inside the pellets, increasing the dehydration rate of the cells, which can be detrimental to the yeast fermentation activity.

For very similar operating conditions, a comparable reduction (about 50%) in the activity of yeasts without carrier was observed by [43] at the end of a complete drying period. Nonetheless, our results showing that the addition of a carrier has a negative impact on the final quality of the yeasts are not in agreement with those obtained by Liu et al. [24]. Indeed, they observed that the addition of rapeseed or bran improves the final quality of baker's yeasts. These contradictory results may be explained by differences in temperature and drying rates between experiments, given the impact of these parameters on final quality.

The volume of CO_2 released after 1 h by the fresh yeasts ($X \sim 2.3$) is roughly similar for the three groups of pellets used in this study (see Fig. 5.1(a)). Fresh yeasts have comparable fermentation activity regardless of the concentration of the solid carrier. This result is consistent with the results obtained by Mille et al. [23] showing that the viability of the yeasts was maintained after their mixing with flour. As the quality of fresh yeasts appears to be relatively unaffected by the addition of a carrier, it can be assumed that it is the combined actions of the convective drying and of the addition of the carrier that lead to a decrease in the quality of the yeasts at the end of a complete drying period. In the present study, the air velocity was set to 0.5 Nm s^{-1}, one of the highest air velocities possible within this tunnel dryer. Since the final quality is highly correlated to the maximum drying rate encountered during the drying period [23, 43], it could be interesting to conduct experiments at lower velocities.

It is worth mentioning that there are two ways of expressing the moisture content of the pellets : in kg of water per kg of dry yeast or in kg of water per kg of dry matter (i.e., the mass of water is divided by the sum of the dry mass of yeast and the dry mass of carrier). Fig. 5.1(b) presents the normalized gassing power $\tilde{G}$ as a function of X^* (the moisture content expressed in kg of water per kg of dry matter). $\tilde{G}$ is obtained by dividing the gassing power G by the gassing power of the fresh yeasts. When the moisture content is expressed per kg of dry matter, the residual moisture content, i.e. the moisture content at the end of a complete drying, is lower for yeasts in groups 2 and 3. This may also partly explain why the final activity of yeasts dried with a carrier is lower than that of yeasts dried without carrier.

Fig. 5.1(a) shows that the evolution of G as a function of X exhibits very different trends depending on the yeast group, especially between group 1 and groups 2 and 3. This observation is supported by the results of the linear mixed–effect model. The group and the interaction between the group and X contribute significantly to the yeast activity in our model. In addition, a good reproducibility was obtained for the duplicate experiments. The

difference between the three groups is less obvious when the gassing power is presented as a function of the moisture content expressed per dry matter (see Fig. 5.1(b)). Nonetheless, notable differences can be observed, regardless of the way the moisture content is expressed, between yeast pellets containing the solid carrier and those without. It should be noted that the unit used to express the moisture content is not often specified in research papers, making it difficult to compare the literature results and understand the impact of adding a solid carrier on yeast quality after their drying. From a quality perspective, it may be interesting to know which expression is the most relevant. To this end, long-term quality tests could be carried out at different X or X^*.

As observed in Fig 5.1, the fermentation activity of the yeasts in the absence of a carrier (group 1) is maintained close to the quality of fresh yeasts during a large portion of the drying period and decreases abruptly when X becomes smaller than about 0.5. Such a behaviour was already observed by [12,33,43]. Spreutels et al. [43] showed that a water content of about 0.5 is obtained when almost all the extracellular water has been removed. This suggests that this sudden drop of quality could be related to the removal of the intracellular water.

Unlike for the yeasts of group 1, the volume of CO_2 released by the yeasts of groups 2 and 3 decreases continuously as X decreases (see Fig. 5.1). A possible explanation for this is once again linked to the different mechanisms between drying of pellets with or without a carrier. As mentioned previously, in our previous work, we have shown that the drying rate of the pellets with a carrier is larger than the one of the pellets without carrier, as soon as the drying period begins. We assumed that this increase is due to the fact that the osmosis process inside the pellets mentioned previously continuously transfers, during the drying, intracellular water into the porous network between the cells, making it available for evaporation. Consequently, when a pellet containing a carrier is dried, the cells are dehydrated throughout the drying process and not only after most of the extracellular water has been removed. A more comprehensive study is needed to confirm this hypothesis and better understand the impact of adding a carrier on yeast quality.

5.4 Conclusion

When developing or improving drying techniques, the main target is to reduce energy consumption while minimizing product degradation during the drying process and the subsequent storage. Although the addition of a solid carrier seems to be interesting for improving the drying kinetics of yeast pellets, more information concerning its influence on yeast quality is needed to be able to use efficiently this method of drying. In this study, fermentation activity tests were performed on yeasts dried under the same operating conditions used in previous

work dealing with the impact of adding a solid carrier on the drying kinetics [220].

The analysis of the experimental results gives insights into the phenomena occurring during the drying of spherical yeast pellets including a carrier. It is shown that the addition of wheat flour, a solid carrier, does not significantly change the quality of the fresh yeasts (i.e., before drying). However, the evolution of the quality during drying differs if a solid carrier is present. On the one hand, in the absence of a carrier, the yeast activity remains high as long as its moisture content is larger than about 0.5 (d.b.). On the other hand, the addition of a solid carrier leads to a continuous decrease in yeast fermentation activity during drying. A possible explanation for this decrease is that the removal of the intracellular water takes place after most of the extracellular water has been removed in the absence of a solid carrier, whereas it takes place continuously throughout the drying process when a hygroscopic material such as wheat flour is included in the pellets.

Since it appears that the combined actions of the addition of a solid carrier and the convective drying have a negative influence on the quality of the yeasts, it could be interesting to study the same process at different air drying velocity. More investigations (different air velocities, smaller concentrations of solid carrier, long term quality tests, viability tests) should be performed in order to complete these preliminary results.

CHAPITRE 6 ARTICLE 3 : COMPREHENSIVE ANALYSIS OF INTERMITTENT DRYING. A THEORETICAL APPROACH

Le chapitre suivant a été soumis sous forme d'article dans le journal *Food and Bioproducts Processing*.

Auteurs : C. Van Engeland, L. Spreutels, R. Legros, B. Haut.

Les informations complémentaires accompagnant l'article sont disponibles à l'Annexe B.

Abstract

Intermittent drying is a promising technique that may improve drying performance, when compared to stationary drying. An intermittent drying is composed of successions of cycles, each of them consisting in an active drying period followed by a tempering period. It is typically characterized by two parameters : the duration of the cycles and the ratio of the duration of the drying period of a cycle to the total duration of the cycle. In this work, we derive two general models of the intermittent drying of a solid material, corresponding to different physical situations : a continuous model, to describe a situation where liquid water is continuously distributed through the material, and a shrinking core model, to describe a situation where the material is divided into a humid core and a dry zone. With these models, we provide a thorough analysis of the influence of the parameters characterizing the intermittent drying of a material on the dynamics of this drying. This analysis is carried out on wide ranges of values of these parameters, which allows the identification of three possible regions in the dynamics of an intermittent drying, when it is compared to a stationary one. The models also exhibit that the external mass transfer Biot number, Bi, has a strong influence on the dynamics of an intermittent drying, especially for low values of Bi. Finally, the models are used to shed new light on experimental data from the literature, regarding the intermittent drying of several products, for different operating conditions. This allows highlighting the best drying practices and strategies and therefore the selection of relevant operating conditions.

6.1 Introduction

Drying of food materials is an operation for the purpose of extending the shelf life of the products and facilitating their handling. To optimize and design drying processes, a compromise between three criteria, the operation time, the energy efficiency and the end-product quality, have to be achieved. In the last decades, intermittent drying has gained some interest. An intermittent drying process is composed of successions of cycles, each of them consisting of in an active drying period followed by a tempering period (i.e., a period with a zero or a very small drying rate). Intermittent drying is a promising technique since it appears to improve the drying performance when compared to stationary drying [26,27,71]. Indeed, experimental results suggest that intermittent drying, as opposed to stationary drying, reduces the percentage of cracks in the materials [76, 84, 85] and increases the nutritional quality and the color of several food products [86–88]. Moreover, intermittency can lead to a reduction of the effective drying time and thus of the energy consumption [74,96,97]. For example, under the intermittency conditions investigated by Filippin et al. [224] and Yang et al. [97], energy savings of up to 17% and 48%, compared to stationary drying, were obtained respectively. Nevertheless, it should be noted that the total duration of the drying operation is longer in intermittent drying, when compared to stationary drying [74, 89, 96].

Intermittent drying has been applied on various products such as fruits [72–75], wood [80–82], rice [77, 84, 102, 104] or seeds [97, 225]. Intermittency can be applied in different ways, either by varying parameters such as temperature and air drying velocity or can be inherent to the drying method. Depending on how intermittency is applied, the duration of a cycle, which includes an active drying period and a subsequent tempering period, can be quite different. In a spouted bed, an inherent intermittent drying technique, the duration of a cycle can be of the order of a few seconds [226], whereas the duration of a cycle is generally of the order of a few hours when a dryer is switched on/off cyclically [73, 96, 101]. Intermittent drying can be characterized by two parameters : the duration of the drying-tempering cycles and the intermittency ratio. A few definitions of the intermittency ratio have already been given [27,73,90,227]. As detailed below, in this work, we define it as the ratio of the duration of the active drying period of a cycle (i.e., the effective drying time of the cycle) to the total duration of the cycle. These two parameters influence the drying efficiency, the total duration of the drying, as well as the quality of the products [74, 77, 84, 86, 89, 90, 92, 97–99]. A decrease of the intermittency ratio appears to contribute to decrease the percentage of cracks in rice [77] or soy beans [92], to decrease the effective drying time (i.e., the total duration of the drying minus the duration of the tempering periods) and thus the energy consumption [92,97,97–99,99]. The influence of the intermittency ratio on the drying rate has

been investigated in several papers [74, 90, 92, 98, 99], but only a few studies have considered the impact of the duration of the drying-tempering cycles [73, 74] on the drying kinetics.

Several studies have focused on the modeling of intermittent convective drying. Empirical models were often used to describe the kinetics of such a drying [73, 76, 100–102, 109]. Although these empirical models are simple and easy to develop, diffusion models seem more appropriate to physically describe the intermittent drying and especially the tempering period, which usually involve some water redistribution [73, 101]. Although several diffusion models of intermittent drying have been developed so far, most of them considered only the drying period of the cycles (i.e., the tempering period is not considered in these modeling approaches) [73, 104]. The moisture distribution within granular materials has only been considered in a few studies and they showed that the tempering period results in a moisture transfer from the center of the material to its surface, which promotes the drying rate during the next drying period [78, 103].

In general, the review of the literature shows that the diffusion models of intermittent drying developed so far are usually established for a specific product, under distinct operating conditions. Moreover, these models are seldom used to study the influence on the drying of the two parameters characterizing the intermittency, the duration of a cycle and the intermittency ratio, and to optimize the drying. Finally, although the drying kinetics of several porous products is well described when a dynamic interface between a wet zone and a dry zone is considered [44, 228], no diffusion model based on such a shrinking core approach were developed so far to describe an intermittent drying.

Consequently, the objective of this work is to provide, through mathematical modeling, a comprehensive analysis of the dynamics of intermittent drying. For this purpose, two different models, based on transient mass diffusion equations, are built and solved : a continuous model (i.e., with a continuous distribution of water in the material) and a model based on a shrinking core approach (i.e., with the material divided in two zones : a humid core and a dry zone). Spherical and cylindrical geometries are considered. These models provide a thorough analysis of the influence of the two parameters characterizing the intermittent drying of a material on the drying dynamics (water concentration profile in the material, drying rate, total duration of the drying...). This analysis is carried out on wide ranges of values of the parameters, which had never been properly addressed so far, in order to show how they affect the drying performance. Moreover, our modeling predictions are compared to experimental data and used to shed new light on the latter.

6.2 Mathematical modeling

6.2.1 System description and assumptions

To consider a large variety of materials to be dried and thus to compare our results with the literature, the system analyzed in this work is either a spherical or a cylindrical material, of radius R (see Fig. 6.1). This material is assumed homogeneous and isotropic and the initial distribution of the liquid water within it is supposed uniform. In the cylindrical case, it is assumed that the water concentration in the material during the drying depends only on the distance to the axis of the cylinder, written r. Spherical symmetry is assumed in the spherical case and thus the water concentration in the material during the drying depends only on the distance to the center of the sphere, also written r. Diffusion is the only mechanism considered for the water transport inside the material.

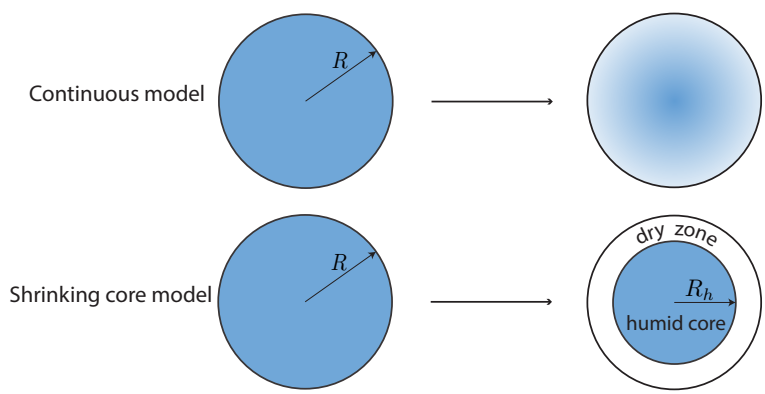


Figure 6.1 Schematic illustration of the system (spherical or cylindrical material of radius R) and of the two modeling approaches (continuous and shrinking core) investigated.

Two modeling approaches are considered to characterize the diffusion of water inside the material : a continuous model, to describe a situation where liquid water is assumed to be continuously distributed through the material, and a shrinking core approach, to describe a situation where the material is divided into a humid core and a dry zone, with water vapor diffusing through the air in this dry zone to reach the surface of the material. The humid core occupies initially the whole material and its radius, written R_h, decreases during drying. These two approaches are represented schematically in Fig. 6.1. They correspond to different physical situations and thus make it possible to cover a wide range of materials. For example, the continuous approach has been used to model the drying of various types of fruit and vegetables [96,101,114,229], while the shrinking core approach has been used in particular to describe the drying of yeast pellets [43, 44] or other porous pellet–grain structures such as PVC, slurries or wet coals [230–232].

For both approaches, the evolution of the water distribution inside the granular material is described by Fick's law of diffusion. The diffusion equation is discretized spatially on a uniform grid and the independence of the results on the grid and the time step is verified. In this work, we focus on the dynamics of mass transport during drying. Therefore, the system is assumed isothermal ; the temperature of the material, of the water within it and of the surrounding air are thus considered constant and equal to the temperature of the drying air T_g. The drying air is assumed to be a mixture of ideal gases and the total gas pressure P_g is considered homogeneous and constant. The validity of such an assumption is discussed in [204]. The concentration of water in the drying air C_∞ is thus expressed as follows : $C_\infty = P_g/(\hat{R}T_g) * Y/(Y + M_w/M_a)$ where $\hat{R}$, Y, M_w and M_a are the universal gas constant, the air humidity (in kg of water per kg of dry air), the molecular weight of water and the molecular weight of dry air, respectively. The shrinkage of the material during the drying (i.e., the variation of R with time) is neglected.

Stationary and intermittent drying are examined. An intermittent drying is composed of N drying-tempering cycles. The duration of a cycle t_c corresponds to the sum of the duration of an active drying period t_d and the duration of a tempering period t_t (i.e., $t_c = t_d + t_t$). When the drying is intermittent, the concentration of water vapor in the air in contact with the outer surface of the grain is assumed to vary cyclically and is in equilibrium with the surface of the product. During an active drying period, water transport by diffusion inside the material and by convection through the boundary layer in the gas phase around the material are considered. A third-type boundary condition is thus applied at the surface of the material. During the tempering period, the water diffusion flux at the surface of the material is considered null. Therefore, during a tempering period, the average moisture content of the material is constant as only a redistribution of the moisture within the product takes place.

Specifically to the shrinking core modeling approach, a local equilibrium is considered at the interface between the humid core and the dry zone. Consequently, the water vapor concentration in the air in the dry zone at the level of the humid core-dry zone interface is the saturation concentration at the temperature of the system. Moreover, Kelvin's effect (i.e., vapor pressure dependence on the interface curvature) is neglected. The validity of such an assumption is discussed in [203, 204].

6.2.2 Diffusion equation and boundary conditions

According to the system description and the assumptions stated in the previous section, several equations can be written to describe the drying of the considered materials.

In the entire material (continuous approach) or in the dry zone (shrinking core approach), a transient diffusion equation is written to describe the transport of water. For spherical materials, this equation is given by

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\mathbb{D}_e}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial C}{\partial r}\right) \tag{6.1}$$

where $\mathbb{D}_e$ is an effective diffusion coefficient and $C(t, r)$ is the water concentration at time t and at the radial position r in the material. In the continuous approach, C is a concentration of liquid water (distributed in the entire material) while it is a concentration of water vapor in the dry zone of the material in the shrinking core approach. Hence, in the continuous approach, $\mathbb{D}_e$ characterizes the diffusion of liquid water through the entire material, while it describes the diffusion of water vapor in the porous dry zone in the shrinking core approach.

For cylindrical materials, the diffusion equation is given by

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\mathbb{D}_e}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial C}{\partial r}\right) \tag{6.2}$$

The initial and boundary conditions completing Eqs. (6.1)-(6.2) are presented in Table 6.1 for the continuous and the shrinking core modeling approaches. In these equations, C_{sat} and k_e are the saturation concentration of water in air at the temperature of the system and the convective mass transfer coefficient between the material and the drying air, respectively.

C_{sat} can be expressed as

$$C_{\text{sat}} = \frac{P_{\text{sat}}(T_g)}{\hat{R}T_g} \tag{6.9}$$

where $P_{\text{sat}}(T_g)$ is the saturation pressure of water in air at temperature T_g. It is evaluated using the Clausius-Clapeyron equation.

Table 6.1 Initial and boundary conditions.

	Continuous approach	**Shrinking core approach**
Initial condition	$C(t=0,r) = C_{\text{sat}}$ (6.3)	$R_h(t=0) = R$ (6.4)
Boundary condition	$\left.\dfrac{\partial C}{\partial r}\right\vert_{r=0} = 0$ (6.5)	$C(t, R_h) = C_{\text{sat}}$ (6.6)
Boundary condition: Active drying period	when $(n-1)t_c < t < (n-1)t_c + t_d$, $\forall n \in [1, N]$ $$-\mathbb{D}_e \left.\frac{\partial C}{\partial r}\right\vert_{r=R} = k_e \left(C(t,R) - C_\infty\right) \quad (6.7)$$	
Boundary condition: Tempering period	when $(n-1)t_c + t_d < t < n\, t_c$, $\forall n \in [1, N]$ $$\left.\frac{\partial C}{\partial r}\right\vert_{r=R} = 0 \quad (6.8)$$	

During stationary drying, the boundary condition at the surface of the product does not vary and corresponds to Eq. (6.7). During intermittent drying, the boundary condition at the outer surface of the product depends on the period : Eq. (6.7) for the active drying period and Eq. (6.8) for the tempering period.

A dimensionless form of Eq. (6.1) and the boundary and initial conditions is obtained by introducing the following dimensionless variables :

$$\xi = \frac{r}{R}, \qquad \tilde{C} = \frac{C - C_\infty}{C_{\text{sat}} - C_\infty}, \quad \theta = \frac{t\mathbb{D}_e}{R^2}, \quad \text{and} \quad \text{Bi} = \frac{\text{k}_\text{e}\text{R}}{\mathbb{D}_\text{e}},$$

$t\mathbb{D}_e/R^2$ corresponds to a mass transfer Fourier number and $k_e R/\mathbb{D}_e$ is a mass transfer Biot number. The dimensionless size of the humid core is written ξ_h and it is equal to R_h/R. Accordingly, Eqs. (6.1)-(6.2) and Table 6.1 rewrite in dimensionless form as Eqs. (6.10)-(6.11) and Table 6.2.

$$\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \theta} = \frac{1}{\xi^2}\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\xi^2 \frac{\partial \tilde{C}}{\partial \xi}\right) \text{ (spherical material)} \quad (6.10)$$

$$\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \theta} = \frac{1}{\xi}\frac{\partial}{\partial \xi}\left(\xi \frac{\partial \tilde{C}}{\partial \xi}\right) \text{ (cylindrical material)} \tag{6.11}$$

Table 6.2 Initial and boundary conditions in dimensionless form.

	Continuous approach	**Shrinking core approach**
Initial condition	$\tilde{C}(\theta = 0, \xi) = 1$ (6.12)	$\xi_h(\theta = 0) = 1$ (6.13)
Boundary condition	$\left.\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \xi}\right\|_{\xi=0} = 0$ (6.14)	$\tilde{C}(\theta, \xi_h) = 1$ (6.15)
Boundary condition: Active drying period	when $(n-1)\theta_c < \theta < (n-1)\theta_c + \chi\theta_c$, $\forall n \in [1, N]$: $\left.\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \xi}\right\|_{\xi=1} = -\mathrm{Bi}\ \tilde{\mathrm{C}}(\theta, 1)$ (6.16)	
Boundary condition: Tempering period	when $(n-1)\theta_c + \chi\theta_c < \theta < n\theta_c$, $\forall n \in [1, N]$: $\left.\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \xi}\right\|_{\xi=1} = 0$ (6.17)	

In the two last equations of Table 6.2, θ_c is the dimensionless version of the duration of a cycle ($\theta_c = t_c \mathbb{D}_e / R^2$) and χ is the intermittency ratio, defined as

$$\chi = \frac{t_d}{t_d + t_t} = \frac{t_d}{t_c} \tag{6.18}$$

Specifically for the **shrinking core approach**, an additional equation has to be written, in order to express the variation of the dimensionless radius of the humid core ξ_h with time. For this purpose and for the spherical case, the following balance equation can be written :

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{4\pi}{3} R_h^3 \frac{\varepsilon}{v_l}\right) = 4\pi R_h^2 \mathbb{D}_e \left.\frac{\partial C}{\partial r}\right|_{r=R_h} \tag{6.19}$$

where ε is the porosity of the dry zone and v_l is the molar volume of water.

The latter equation can be transform into its dimensionless form :

$$\frac{d\xi_h}{d\theta} = \frac{(C_{\text{sat}} - C_\infty)\, v_l}{\varepsilon} \frac{\partial \tilde{C}}{\partial \xi}\bigg|_{\xi=\xi_h} \tag{6.20}$$

A same reasoning for the cylindrical case shows that, actually, the same equation can be applied for this geometry.

For the **continuous approach**, the evolution of the moisture ratio MR during the drying can be determined, for the spherical geometry, using the following equation :

$$\text{MR} = \frac{\bar{C} - C_\infty}{C_{\text{sat}} - C_\infty} = \int_0^1 3\xi^2 \tilde{C}(\theta, \xi) d\xi \tag{6.21}$$

where $\bar{C}$ is the average value of C on the volume of the material.

The equivalent equation for the cylindrical approach is

$$\text{MR} = \frac{\bar{C} - C_\infty}{C_{\text{sat}} - C_\infty} = \int_0^1 2\xi \tilde{C}(\theta, \xi) d\xi \tag{6.22}$$

6.2.3 Post-processing of the simulation results

To solve the equations presented in the previous section, a numerical technique based on the finite difference method was written in Wolfram Mathematica 12. These equations show that the dimensionless time evolution of the moisture distribution inside the material depends on three dimensionless numbers : θ_c, χ and Bi (and $v_l(C_{\text{sat}} - C_\infty)/\varepsilon$ in the case of the shrinking core approach). In order to analyse the influence of these dimensionless numbers on the dynamics of an intermittent drying, three additional dimensionless numbers, which can be evaluated once the equations of the model have been solved, are introduced. These three dimensionless numbers allow comparing a given intermittent drying (i.e., fixed geometry, fixed modeling approach, given values of θ_c, χ, Bi and, possibly, $v_l(C_{\text{sat}} - C_\infty)/\varepsilon$)) to the equivalent stationary drying (i.e., same geometry, same modeling approach, same Bi and, possibly, same $v_l(C_{\text{sat}} - C_\infty)/\varepsilon$, with the boundary condition Eq. (6.16) applied during the entire drying).

First, the dimensionless number $\mathcal{J}_n$ compares the drying rate of an intermittent drying during the nth cycle (drying and tempering periods included) to the drying rate of the equivalent stationary drying during the same time interval. According to how the concentration, radial position and time are set dimensionless, the dimensionless evaporation rate $\tilde{j}$ is the dimensionless concentration gradient at the interface $\tilde{j} = \partial\tilde{C}/\partial\xi$. Thus, $\mathcal{J}_n$ can be calculated as

follows :

$$\mathcal{J}_n = \frac{\frac{1}{\theta_c}\int_{(n-1)\theta_c}^{n\theta_c} \left.\frac{\partial \tilde{C}}{\partial \xi}\right|_{\xi=1} d\theta}{\frac{1}{\theta_c}\int_{(n-1)\theta_c}^{n\theta_c} \left.\frac{\partial \tilde{C}^*}{\partial \xi}\right|_{\xi=1} d\theta} \tag{6.23}$$

where $\tilde{C}^*$ is the solution of the equations describing the equivalent stationary drying.

The other two dimensionless numbers characterize the whole drying process. Throughout this work, we define the end of a drying as the time at which 90% of the removable water has been evaporated from the product (i.e., when MR = 0.1 for the continuous approach and when $\xi_h = (0.1)^{1/3}$ or $(0.1)^{1/2}$ for the shrinking core approach, depending on whether the product is spherical or cylindrical). First, $\mathcal{R}_{\text{td}}$ is defined as the ratio of the duration of a stationary drying to the duration of active drying periods of an equivalent intermittent drying (i.e., same model, same geometry, same Bi and, possibly, same $v_l(C_{\text{sat}} - C_\infty)/\varepsilon$, plus given values of χ and θ_c). Thus, this dimensionless number estimates the increase in drying rate during the active drying periods, by switching from a stationary drying to an intermittent one. Finally, $\mathcal{T}_{\text{op}}$ is defined as the ratio of the total duration of an intermittent drying (taking into account the active drying and the tempering periods) to that of an equivalent stationary drying. This number characterizes the operability of the process. Indeed, intermittency leads to longer operating times than stationary drying [74, 89, 96], which is not necessarily interesting from an industrial point of view. The larger $\mathcal{R}_{\text{td}}$ is and the smaller $\mathcal{T}_{\text{op}}$ is, the more an intermittent drying becomes interesting when compared to the equivalent stationary one.

6.3 Results and discussion

In this section, the effect of the tempering period on the drying dynamics is first analyzed using the continuous modeling approach and is compared to the dynamics of stationary drying. The influence of the Biot number on $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and $\mathcal{T}_{\text{op}}$ is also investigated. A similar analysis is then conducted using the shrinking core approach and elements specific to this method are highlighted. Lastly, in Sec. 6.3.2, predictions from both modeling approaches are compared to experimental data from the literature. The influence of operating conditions and product properties on the two dimensionless numbers $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and $\mathcal{T}_{\text{op}}$, characterizing the whole drying process, are shown and we highlight the best drying strategies.

6.3.1 Dynamics of an intermittent drying process

The results obtained with the two modeling approaches, continuous and shrinking core, are presented in a dimensionless form and discussed. A comprehensive analysis of the influence of θ_c and χ on the dynamics of an intermittent drying, especially in its comparison with stationary drying, is carried out. Unless otherwise explicitly stated, we assume that the mass transfer resistance in the gas phase boundary layer around the material is much lower than the internal transport resistance (i.e., Bi $\gg 1$). In this situation, Eq. (6.16) reduces to $\tilde{C}(\theta, 1) = 0$.

6.3.1.1 Continuous approach

Fig. 6.2(a) and (b) consider the first three cycles of the intermittent drying of a spherical product, with $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.5$ (i.e., the duration of a cycle is 1/10 of the characteristic time of water diffusion in the material and the active drying and tempering periods are of the same duration). Fig. 6.2(a) presents the water concentration profile inside the material at the beginning, the middle and the end of the active drying period of these cycles, while Fig. 6.2(b) presents this concentration profile at the beginning, the middle and the end of the tempering period of these cycles. The results show that the moisture distribution in the material is strongly dependent on the periods, in accordance with the results of [78, 105]. Indeed, during an active drying period, an important concentration gradient is established in the material, as the water concentration near the surface is instantaneously set to zero. During the tempering period, the concentration gradient is reduced as the water diffuses from the center to the surface of the grain. Consequently, during the tempering period, the water concentration at the center of the product decreases while it increases at the surface. Finally, as the drying progresses (n increases), the concentration gradient within the grain decreases as expected. The difference in the concentration profile between the beginning and the end of a tempering period becomes smaller.

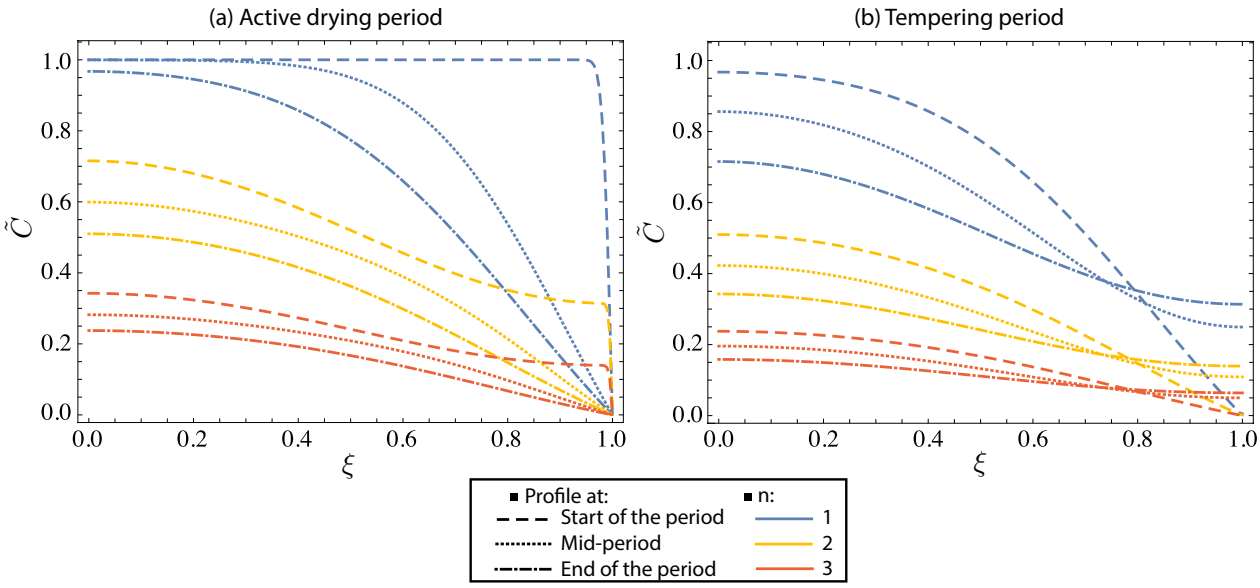


Figure 6.2 Evolution of the water concentration profile within a spherical grain during an intermittent drying with $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.5$. (a) Water concentration profile at the start, the mid-period and the end of the first three active drying periods. (b) Water concentration profile at the start, the mid-period and the end of the first three tempering period.

Fig. 6.3(a), (b) and (c) report the time evolution of the moisture ratio MR during the drying of a spherical product, for three different values of θ_c (0.05, 0.1 and 0.25) and for four different values of χ (0.2, 0.4, 0.6 and 0.8). The solid line corresponds to the time evolution of the moisture ratio during the equivalent stationary drying (continuous modeling approach, spherical product and Bi $\gg 1$). This figure clearly shows the succession of active drying phase and tempering phase (at constant MR) of an intermittent drying. The rapid decrease in MR at the start of an active drying period is the result of the homogenization of the water concentration in the grain during the previous tempering period (see Fig. 6.2), bringing water to the surface of the material. The results show that the parameters characterizing the intermittency, θ_c and χ, have a strong influence on the drying dynamics. As expected, it can be seen that the total duration of an intermittent drying (i.e., time needed to reach MR = 0.1) is larger that the duration of the stationary drying and that this duration increases with a decrease in the intermittency ratio χ. When χ is equal to 0.8, there is only 20% of the time of a cycle that is allocated for tempering and thus for the redistribution of moisture within the grain. In this case, Fig. 6.3(a–c) show that an intermittent drying has a behavior close to that of stationary drying, due to the limited time for the redistribution of moisture and thus for the reduction of the concentration gradient within the material. The results also show that, at a fixed value of χ, the total duration of the drying increases with θ_c. Finally,

Fig. 6.3(a–c) show that the number of cycles required to complete the drying process (i.e., to reach MR = 0.1) decreases with an increase in χ or θ_c as expected.

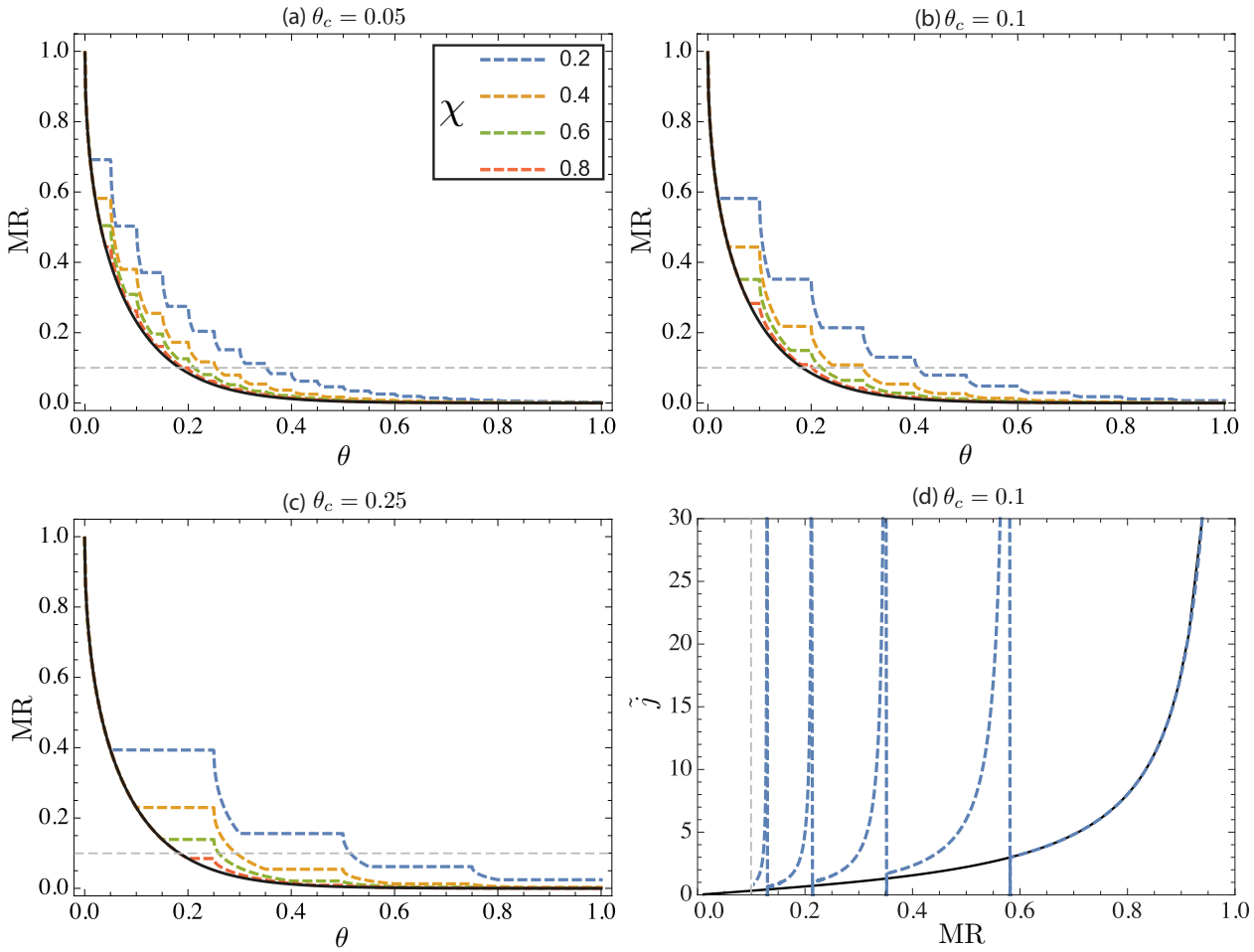


Figure 6.3 (a–c) Time evolution of the moisture ratio during the intermittent drying of a spherical grain, for different values of χ and for (a) $\theta_c = 0.05$, (b) $\theta_c = 0.1$ and (c) $\theta_c = 0.25$. The solid line corresponds to the time evolution of the moisture ratio for the equivalent stationary drying and the dashed grey line corresponds to MR = 0.1. (d) Drying rate $\tilde{j}$ of a spherical material as a function of the moisture ratio MR. The dashed line corresponds to an intermittent drying with $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.2$ while the solid line corresponds to the equivalent stationary drying.

Fig. 6.3(d) presents the dimensionless drying rate $\tilde{j}$ as a function of the moisture ratio for an intermittent drying (dashed line) and the equivalent stationary drying (solid line). The results were generated for $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.2$ and for a spherical material. As there is no evaporation during the tempering periods, each of them can be easily identified in the figure, since they correspond to constant values of MR and to $\tilde{j}$ equal to zero. Moreover, during

each tempering period, water is brought back at the surface of the material by diffusion (see Fig. 6.2). Consequently, at the start of the subsequent active drying period, due to the boundary condition imposed at the surface of the material ($\tilde{C}(\theta, 1) = 0$), an infinite drying rate is obtained (see the vertical asymptote in Fig. 6.3(d)). It should be mentioned that the vertical asymptotes are present only because we considered that the Biot number tends to infinity. By fixing a finite value of Bi, a significant increase of the drying rate at the beginning of the drying period is still observed, but not an infinite one. Nevertheless, for Bi > 100, no significant influence of the value of Bi on the evolution of the water content as a function of time is noticeable. Fig. 6.3(d) evidences then that tempering and thus moisture redistribution leads to an increase in the drying rate when drying resumes, in accordance with several experimental studies [99, 104, 233]. Fig. 6.3(d) also illustrates another important element : the total active drying time of an intermittent drying will always be less than the duration of the equivalent stationary drying. Indeed, the figure shows that $\tilde{j}$ for the intermittent drying is almost always larger than for the equivalent stationary drying. Indeed, except for a finite number of MR values, the figure shows that $\tilde{j}$ for the intermittent drying is larger than for the equivalent stationary drying.

To give a broader overview of the difference in drying rate between an intermittent and a stationary drying, $\mathcal{J}_n$ (see Eq. (6.23)), comparing the drying rate of an intermittent drying during the nth cycle (drying and tempering periods included) to the drying rate of the equivalent stationary drying during the same time interval, is reported in Fig. 6.4 as a function of n, for several values of θ_c and χ (those used to generate Fig. 6.3). A spherical material is considered. For each pair of values of θ_c and χ, $\mathcal{J}_n$ is reported for values of n up to the number of cycles required to reach a value of MR smaller than 0.1. In accordance with Fig. 6.3(d), we see in Fig. 6.4 that this number decreases with an increase of θ_c or χ. For every situation considered in Fig. 6.4, $\mathcal{J}_n$ increases with n (i.e., as the drying progresses). Fig. 6.4 shows that $\mathcal{J}_n < 1$ for the first cycle and that $\mathcal{J}_n > 1$ for the following cycles. It is normal for $\mathcal{J}_n$ to be less than 1 for the first cycle. Indeed, during the drying period of this first cycle, the rate of the intermittent drying is equal to that of the equivalent stationary drying. Then, during the remainder of its first cycle (tempering period), the intermittent drying has a zero rate, while the equivalent stationary drying continues. Consequently, $\mathcal{J}_n$ is smaller than 1 and decreases with a decrease of χ (i.e., when the tempering period corresponds to an increasing part of the cycle). On the contrary, for all the conditions tested, $\mathcal{J}_n > 1$ for $n > 1$. This means that, during intermittent drying, the increase in the drying rate during the active drying period of a cycle, compared to stationary drying (see Fig. 6.3(d)), does more than compensate the fact that the drying is interrupted during the tempering period. This is reinforced with time, because $\mathcal{J}_n$ increases with n for all the conditions tested. In other words, the “boost" in

the drying rate at the beginning of a drying period provided by the homogenization of the water concentration profile during the previous tempering period becomes more and more significant, as compared to a stationary drying, as the drying progresses. In a somewhat counter-intuitive way, we also see in Fig. 6.4 that $\mathcal{J}_n$ increases as the active drying fraction of a cycle decreases. This is the consequence of two effects. First, a decrease in χ means an increase in the tempering period total duration, thus allowing more time for the concentration profile to uniformized. This therefore results in an increased drying rate at the start of the next drying period. The second reason is that the smaller χ, the slower the intermittent drying (see Fig. 6.3(a–c)) compared to the equivalent stationary drying. Therefore, for a given time interval, if χ decreases, the intermittent drying will relate to a product with a larger moisture ratio than that of the product undergoing the equivalent stationary drying. This contributes to increase $\mathcal{J}_n$, as the drying rate decreases with MR. Finally, we also see in Fig. 6.4 that $\mathcal{J}_n$ increases if the duration of a cycle increases (i.e., if θ_c is large). This is consistent with Fig. 6.3(a–c), where we see that a decrease in θ_c brings intermittent drying closer to the equivalent stationary drying, given that the tempering period has less time to affect the water concentration profile inside the material.

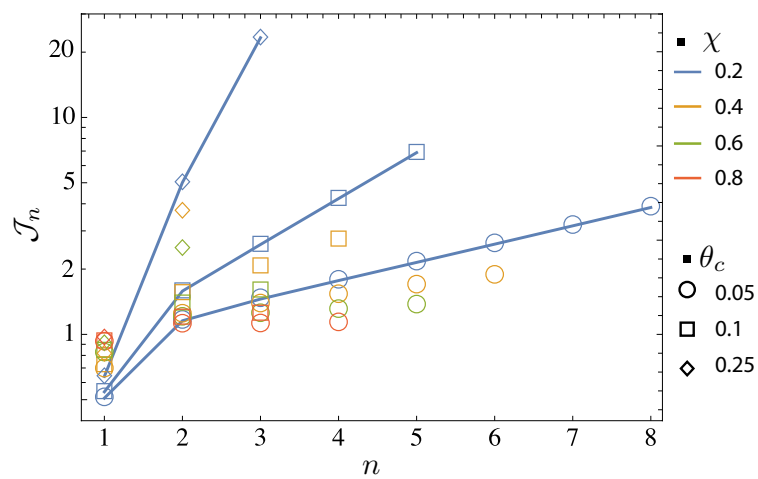


Figure 6.4 $\mathcal{J}_n$, ratio of the drying rate of an intermittent drying during the nth cycle (active drying and tempering periods included) to the drying rate of the equivalent stationary drying during the same time interval, as a function of n, for several values of θ_c and χ. A tendency curve is established for the three values of θ_c considered and for $\chi = 0.2$.

The global influence of the two dimensionless numbers χ and θ_c on the drying kinetics of intermittent versus stationary drying, characterized by $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and $\mathcal{T}_{\text{op}}$, is analyzed using contour plots in Fig. 6.5. The results are presented for the spherical geometry. Similar trends are obtained for the cylindrical geometry (see Annexe B.1). Fig. 6.5(a) shows $\mathcal{R}_{\text{td}}$, the ratio of the duration of a stationary drying to the total active drying time of an equivalent intermittent drying (i.e., same spherical geometry, Bi $\gg 1$, plus given values of χ and θ_c), as a function of χ and θ_c. The results show that $\mathcal{R}_{\text{td}}$ tends to 1 when χ tends to 1 or when θ_c is large enough. The fact that $\mathcal{R}_{\text{td}}$ tends to 1 for χ tending to 1 is logical, since intermittent drying with $\chi = 1$ is actually a stationary drying (no tempering period). On the other hand, at a fixed value of χ, $\mathcal{R}_{\text{td}}$ will be equal to 1 if θ_c (i.e., the duration of a cycle) is above a certain threshold, depending on χ, such that the active drying period of the first cycle allows reaching MR < 0.1. As discussed previously, for $\chi < 1$, $\mathcal{R}_{\text{td}} > 1$ (if θ_c is below the above mentioned threshold) ; it means that the total active drying time of an intermittent drying is smaller than the duration of the equivalent stationary drying. For the smallest considered values of χ and θ_c in Fig. 6.5, $\mathcal{R}_{\text{td}}$ reaches values close to 4. It shows that intermittency can strongly reduce the energy consumption of a drying. $\mathcal{R}_{\text{td}}$ increases if χ decreases, and this is due to two reasons. First, a reduced drying period corresponds to an increased tempering period, and therefore to greater smoothing out of the water concentration gradient in the product. This further leads to an increase in the drying rate during the following active drying period, as more water is available at the surface of the product. Moreover, the shorter the active drying periods, the more water is available at the surface of the product during these periods, which favors the active drying rate. $\mathcal{R}_{\text{td}}$ decreases as θ_c increases, given that an increase in θ_c de facto decreases the number of cycles carried out during the drying (but not the duration of the total active drying periods, if χ is constant) and therefore the number of times that one benefits from the "boost" in drying rate at the start of an active drying period (see Fig. 6.3(d)).

Fig. 6.5(b) shows that, as mentioned previously, the total duration of an intermittent drying is always longer than that of the equivalent stationary drying. Indeed, $\mathcal{T}_{\text{op}}$, the ratio of the total duration of an intermittent drying to that of the equivalent stationary one, is seen to be larger than 1 except of course when $\chi = 1$ or when θ_c is above its threshold value (depending on χ) such that the intermittent drying is completed (MR < 0.1) during the first drying cycle. It is observed that $\mathcal{T}_{\text{op}}$ is less than 1.1 when $\chi \geq 0.8$, for any value of θ_c, as the intermittent drying is close to the equivalent stationary one. Fig. 6.5(b) also shows that, at large values of θ_c and small values of χ, small changes in θ_c or χ can lead to drastic changes in $\mathcal{T}_{\text{op}}$. This is not a numerical artifact but it is due to the fact that, for large values of θ_c and small values of χ, the number of cycles to complete the drying is low and the duration

of the drying tempering periods of these cycles is large. Therefore, if a small change in χ and/or θ_c leads to a change in the number of cycles to complete the drying, it will have a strong influence on the total duration of this one. This is less pronounced for the small values of θ_c and the large values of χ, as decreasing θ_c or increasing χ leads to an increase in the number of cycles, with decreasing duration of the tempering periods. For small values of θ_c (typically ≈ 0.1), $\mathcal{T}_{\text{op}}$ depends mainly on χ (it decreases with an increase in χ) and generally remains below 1.5 (i.e., the duration of an intermittent drying is no more than 1.5 times longer that of the equivalent stationary drying). This limited increase is due to the fact that, for low values of θ_c, the high number of cycles required to complete the drying allows to benefit from several active drying periods with an increased drying rate at their beginning, which somewhat compensates for the fact that the total duration of the drying is increased due to the tempering periods. On the other hand, Fig. 6.5(b) shows that, for small values of χ, having cycles with a long duration (i.e., large values of θ_c) is detrimental from the point of view of the total operating time, as $\mathcal{T}_{\text{op}}$ reaches values up to 4 for the conditions tested, which corresponds to a total duration of the intermittent drying 4 times larger than the one of the equivalent stationary drying.

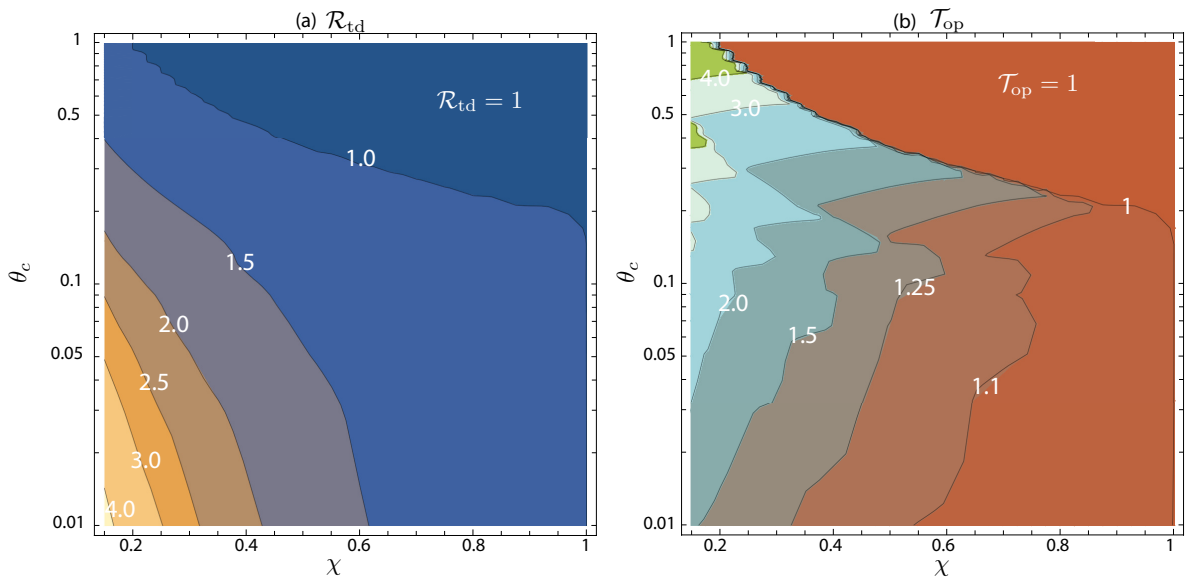


Figure 6.5 Contour plots of (a) $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and (b) $\mathcal{T}_{\text{op}}$ as functions of χ and θ_c.

The results presented in Fig. 6.5 (and its equivalent for the cylindrical geometry, presented in Annexe B.1) may be summarized into an operational diagram that would be useful to select the best parameters for an intermittent drying process. This diagram is presented in Fig. 6.6 for the spherical (Fig. 6.6(a)) and the cylindrical geometries (Fig. 6.6(b)). It introduces three regions on the $\chi - \theta_c$ plane :

— A "stationary" region, where an intermittent drying is similar to the equivalent stationary one, as it is completed (MR < 0.1) during the first drying cycle. It corresponds to the region where $\mathcal{T}_{\text{op}} = 1$ and $\mathcal{R}_{\text{td}} = 1$ on the $\chi - \theta_c$ plane.

— A "long-standing" region, where the total duration of an intermittent drying process is at least twice the one of the equivalent stationary one ($\mathcal{T}_{\text{op}} > 2$). Although $\mathcal{R}_{\text{td}}$ values are quite high for the lowest θ_c values in this region, the operating time increases so much that the process becomes potentially unattractive to the industry. Intermittent drying is not advantageous in this region.

— An "operating" region, where the active drying duration of an intermittent drying process is smaller than the duration of the equivalent stationary drying ($\mathcal{R}_{\text{td}} > 1$), while the total duration of the intermittent drying remains acceptable when compared to the equivalent stationary one ($\mathcal{T}_{\text{op}} < 2$). This region is itself divided into two sub-regions : "operating I", in which the duration of the stationary drying is less than 50% larger than the active drying time of the intermittent drying (i.e., $\mathcal{R}_{\text{td}} < 1.5$) and "operating II", in which it is more than 2 times larger than the active drying time of the intermittent drying (i.e., $\mathcal{R}_{\text{td}} > 1.5$). The operating II region seems to be the most interesting to take advantage of the tempering while keeping a compromise on two of the criteria of design and optimization of the drying process : the drying efficiency and the total operating time.

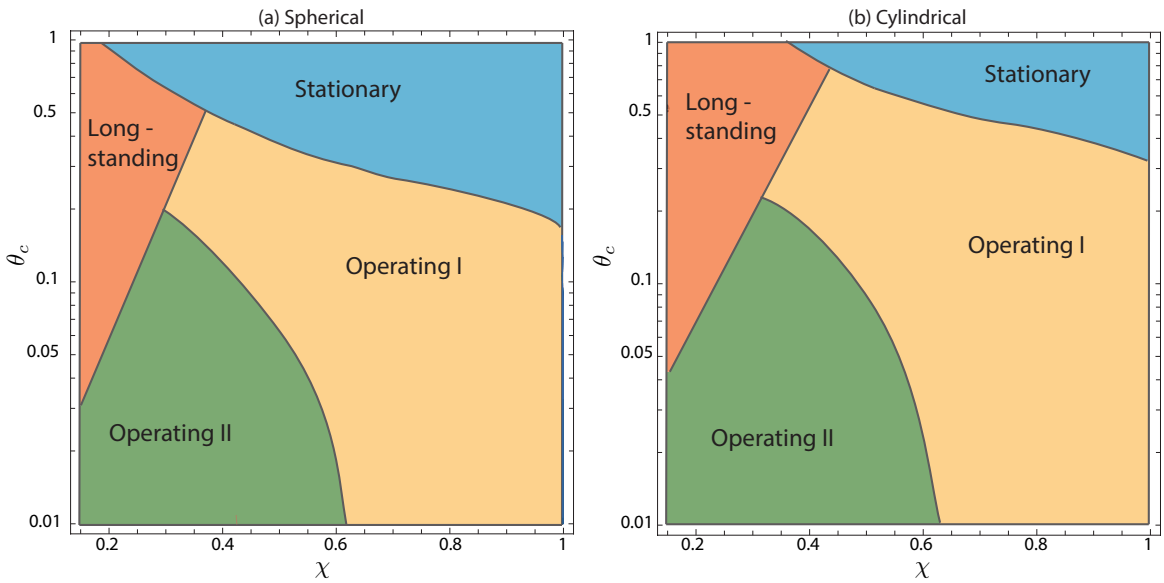


Figure 6.6 Operational diagram summarizing the different kind of dynamics, when intermittent drying is compared to the equivalent stationary one, as a function of χ and θ_c. (a) spherical geometry and (b) cylindrical geometry.

In numerous cases, the drying of a product is influenced by the diffusion-convection transport inside the boundary layer around the material (i.e., Bi is not $\gg 1$, the external mass transfer has a resistance that is non negligible when compared to the internal mass transfer) [72,73,96]. Therefore, to complete this analysis of the continuous approach, Fig. 6.7 presents contours plots of $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and $\mathcal{T}_{\text{op}}$ as functions of χ and θ_c, for two values of Bi (10 and 2) and for a spherical material. When comparing Fig. 6.5 and Fig. 6.7, it is clear that, as Bi decreases, the influence of χ and θ_c on $\mathcal{R}_{\text{td}}$ is reduced, as smaller values of $\mathcal{R}_{\text{td}}$ are obtained for small χ and θ_c. Therefore, it appears that intermittent drying becomes less interesting as external mass transfer resistance increases (i.e., smaller Bi number). This is due to the fact that, for an intermittent drying, when this resistance increases, the boost in drying rate at the start of an active drying period will be less pronounced than in the case of drying purely limited by the internal transfer process. Mathematically speaking, if Bi is not $\gg 1$, the boundary condition at the surface of the material during an active drying period cannot be approached by $\tilde{C}(\theta, 1) = 0$ (which leads to the vertical asymptotes in Fig. 6.3(d) when it is applied), but the actual condition given by Eq. (6.16) must be used. Fig. 6.7 also shows that decreasing Bi tends to make $\mathcal{T}_{\text{op}}$ independent of θ_c. This is logical because $\mathcal{R}_{\text{td}} \to 1$ if Bi $\to 0$: there is no longer any influence of the tempering phases on the drying dynamics, except obviously that it is completely at a standstill during these phases. So the duration of all the active drying periods of an intermittent drying process is equal to that of the equivalent stationary drying

one. Consequently the ratio of total drying duration, $\mathcal{T}_{\mathrm{op}}$, tends towards $1/\chi$ when $\mathrm{Bi} \to 0$. We see in Fig. 6.7 that it is already close to being the case for $\mathrm{Bi} = 2$.

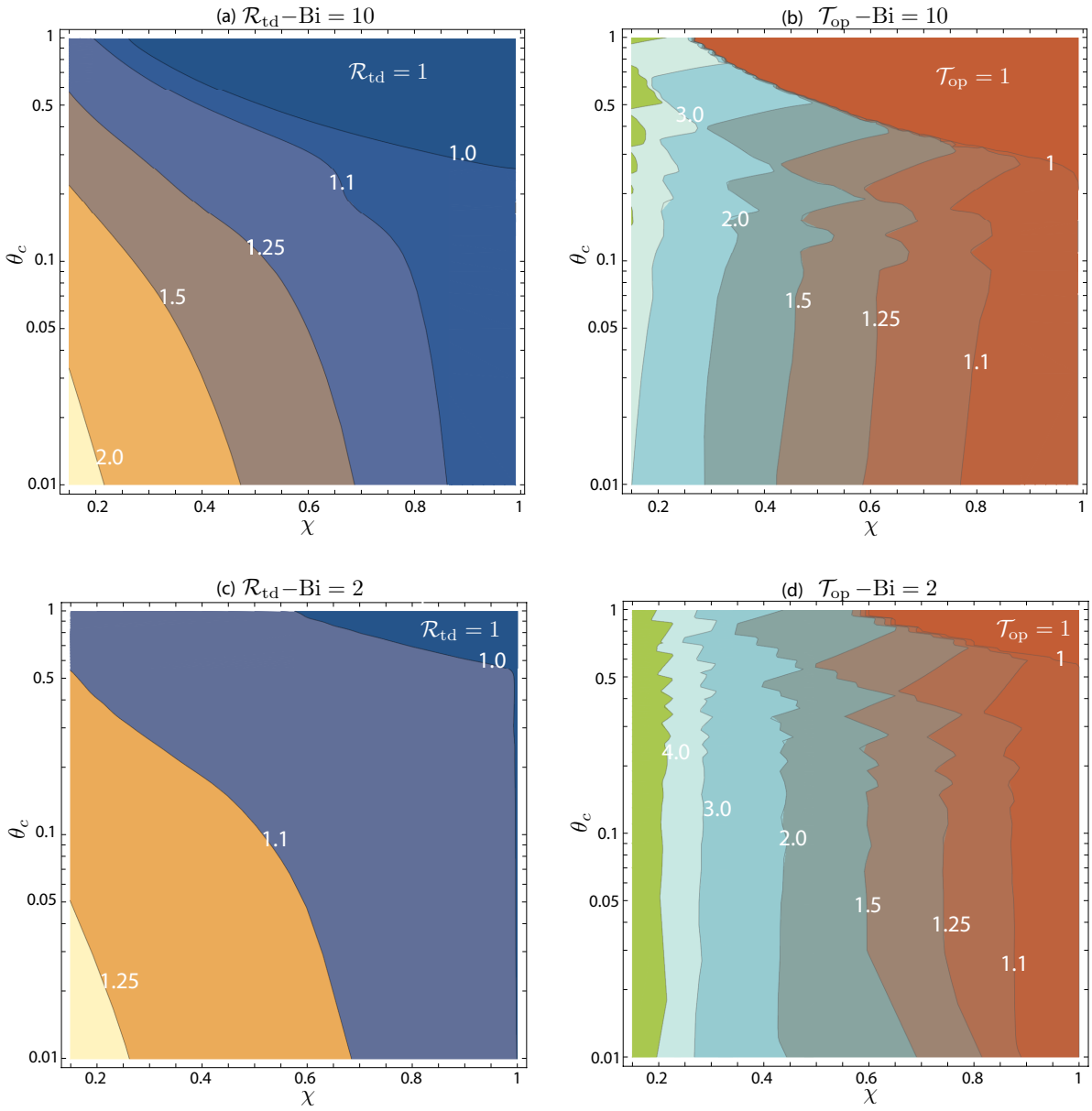


Figure 6.7 Contour plots of (a,c) $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ and (b,d) $\mathcal{T}_{\mathrm{op}}$ as functions of χ and θ_c, for (a-b) Bi =10 and (c-d) Bi = 2.

6.3.1.2 Shrinking core approach

An analysis similar to the one presented in the previous section, but using the shrinking core modeling approach is now presented. Although many qualitative results obtained with the continuous modeling approach also apply with the shrinking core approach, several elements specific to this latter approach still deserve to be highlighted in this section. First, using the shrinking core approach, an additional dimensionless number influences the dynamics of the drying : $v_l(C_{\text{sat}} - C_\infty)/\varepsilon$. It appears in Eq. (6.20), giving the time evolution of the radius of the humid core, ξ_h. This dimensionless number is much smaller than 1, as $1/v_l$ is the number of moles per unit volume of liquid water, while C_{sat} is a concentration of water vapor in air. As a consequence, the dimensionless duration of the drying is much larger than 1. Therefore, if θ_c is of the order of unity or smaller, there is a very large number of cycles during the intermittent drying and ξ_h varies very little over a cycle. In this section, it is still assumed that Bi $\gg 1$ and, thus Eq. (6.16) reduces to $\tilde{C}(\theta, 1) = 0$.

Fig. 6.9(a) and (b) relate to the intermittent drying of a spherical material, with $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.5$ (i.e., the duration of a cycle is 1/10 of the characteristic time of water vapor diffusion in the dry zone and the drying and tempering periods are of the same duration). They present the water vapor concentration profiles inside the dry zone of the material for three different cycles of its intermittent drying (corresponding to different values of ξ_h, considered constant over a single cycle). As $\theta_c = 0.1$ and as the results are presented as a function of ξ_h and not of time, they are independent of the value of $v_l(C_{\text{sat}} - C_\infty)/\varepsilon$ (which influences the time needed for the humid core to retract to a given radius, but does not influence the concentration profile in the dry zone at this given moment of the drying). Fig. 6.9(a) presents the water vapor concentration profile inside the dry zone at the beginning, the middle and the end of the active drying period of the three cycles, while Fig. 6.9(b) presents this concentration profile at the beginning, the middle and the end of the tempering period of these cycles. Similarly to the continuous approach, it is seen that, during a tempering period, the concentration gradient in the dry zone is reduced due to the diffusion of water vapor from the humid core-dry zone interface towards the surface of the material (where the diffusion flux is set to zero as the drying is stopped). However, in the case considered, the duration of the tempering period is not large enough for the air in this dry zone to be saturated with water at the end of it (i.e., $\tilde{C}(\theta, 1)$ is significantly smaller than 1 at the end of the tempering period). Furthermore, this deviation from saturation in the dry zone at the end of the period is all the more pronounced as ξ_h is small, which is logical because a decrease in ξ_h goes along with an increase in the time required for the vapor diffusion process to bring the concentration profile in the dry zone at a quasi-steady state. At the start of an active drying period, the dimensionless water

concentration at the surface of the material is suddenly set to zero. Consequently, the water vapor concentration profile in the dry zone rapidly decreases towards the one that would be obtained during the equivalent stationary drying (solid black curve), without reaching it for the two lower values of ξ_h given that, as mentioned previously, the lower ξ_h is, the larger will be the time required for the diffusion mechanism to bring the concentration profile in the dry zone to a quasi-steady state.

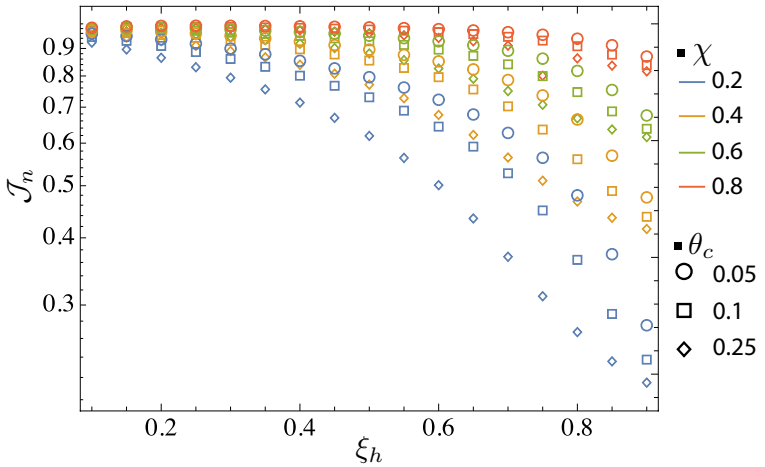


Figure 6.8 Evolution of $\mathcal{J}_n$ as a function of the humid core radius ξ_h for several values of θ_c and χ.

Fig. 6.8 presents $\mathcal{J}_n$ (defined in Eq. (6.23)) during the intermittent drying of a spherical material, at three values of θ_c (0.05, 0.1 and 0.25) and four values of χ (0.2, 0.4, 0.6 and 0.8). As $\theta_c < 1$, $\mathcal{J}_n$ can be presented as a function of ξ_h because over a single cycle the latter does not vary significantly. Thus, there are a few active drying-tempering cycles for a given ξ_h. These results show significant differences between the shrinking core and the continuous modeling approaches. Indeed, except for the fact that $\mathcal{J}_n$ increases during drying (i.e., when ξ_h decreases), the results show that $\mathcal{J}_n$ increases with χ and decreases with an increase of θ_c, which is the opposite behavior to the one observed in Fig. 6.4. Moreover, contrary to the continuous modeling approach (see Fig. 6.4), $\mathcal{J}_n$ is smaller than 1 during the entire drying, for all the conditions analyzed. This shows that, for the different conditions analyzed in Fig. 6.8, in the shrinking core approach, the "boost" in the drying rate at the beginning of an active drying period, when compared to stationary drying, never compensates the fact that the drying is interrupted during the tempering period. This difference with the continuous approach is a consequence of the fact that the characteristic time of vapor diffusion in the dry zone of a material whose drying can be modeled by the shrinking core approach ($\propto R^2/\mathbb{D}_e$) is way smaller than the characteristic time of liquid water diffusion in a material whose drying

is described by the continuous approach. Indeed, $\mathbb{D}_e$ in the shrinking core approach refers to the diffusion of water vapor in the air of the dry zone and is thus several orders of magnitude larger than $\mathbb{D}_e$ in the continuous approach, which refers to the diffusion of liquid water in the solid matrix of a material. Consequently, in the shrinking core approach, the "boost" in the drying rate at the beginning of an active drying period is attenuated over a smaller part of this period than in the continuous approach. This can be seen by comparing Fig. 6.2(a) and Fig. 6.9(a). These figures show that the concentration gradient at the surface of the material during the active drying period (and thus the drying rate) remains marked longer in the continuous approach than in the shrinking core one.

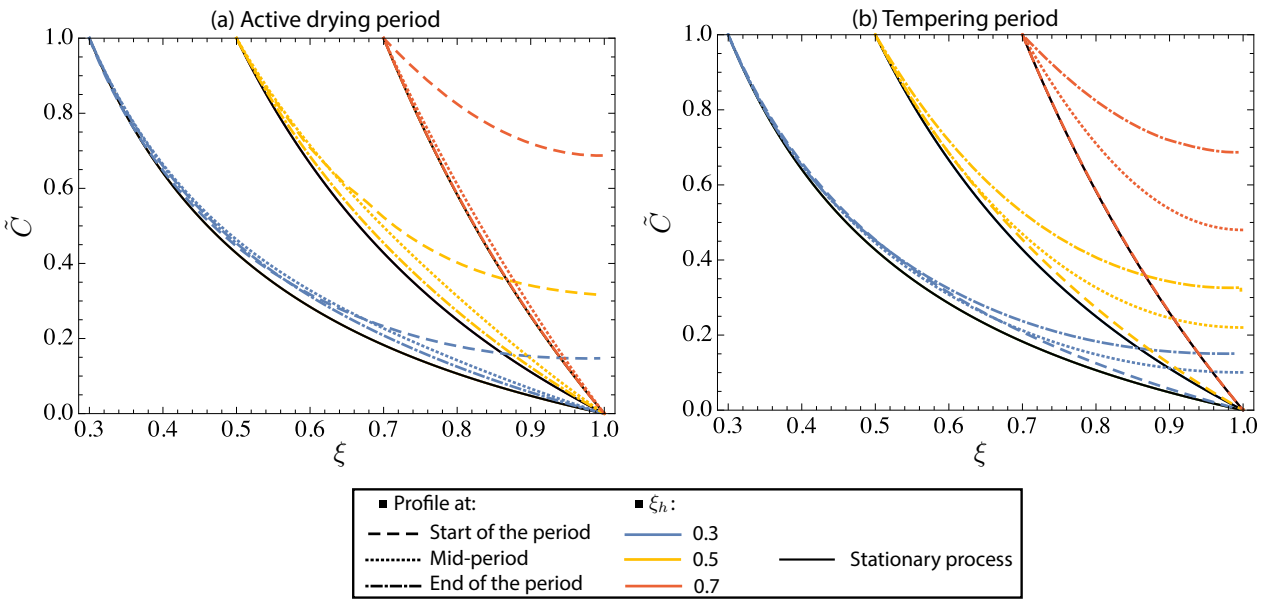


Figure 6.9 Water vapor concentration profile, using the shrinking core modeling approach, within the dry zone of a spherical material, for three cycles characterized by different values of ξ_h (0.3, 0.5, 0.8) and for $\theta_c = 0.1$ and $\chi = 0.5$. (a) Concentration profile at the start, the middle and the end of the active drying period. (b) Concentration profile at the start, the middle and the end of the tempering period. The black lines correspond to the concentration profile for the stationary drying.

6.3.2 Applications

In this section, the models and characterization tools developed in this study are used to shed new lights on previous works reported in the literature, investigating the intermittent drying of several products, under different operating conditions. θ_c and χ are estimated for these different experiments and values of $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and $\mathcal{T}_{\text{op}}$ are calculated. Finally, from this evaluation and with regard to Fig. 6.5, Fig. 6.6 and Fig. 6.7, we analyze the different cases and highlight the best practices.

6.3.2.1 Continuous modeling approach

In this section, the continuous model is compared to several experiments reported in the literature. To resolve this model in a dimensional form, the durations of the active drying and tempering periods t_d and t_t, as well as three parameters, the radius of the product R, the effective diffusion coefficient $\mathbb{D}_e$ and the external mass transfer coefficient k_e, must be known. Table 6.3 presents this information retrieved from several experiments presented in various works. It should be noted that, in some of these papers, k_e was not estimated. For these works, the external mass resistance is thus considered negligible (Bi $\gg 1$). In Table 6.3, E2, E3 and E4 are intermittent drying experiments with the first cycle taking particular values of t_c and χ, distinct from those used for the other cycles. Moreover, E7 and E8 are semi-intermittent drying experiments, in the sense that only 2 (E7) or 3 (E8) drying–tempering cycles are carried out, before finishing the drying continuously.

For each of the applied situations presented in Table 6.3, the model is used to calculate $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and $\mathcal{T}_{\text{op}}$. The results allows proposing Fig. 6.10, where all the considered experiments are presented on a $\mathcal{R}_{\text{td}} - \mathcal{T}_{\text{op}}$ plane. It is worth mentioning that the model was adapted to simulate E2, E3 and E4 (specific first cycle), as well as E7 and E8 (2 or 3 cycles before stationary drying). Moreover, in order to analyze the relevance of the strategy consisting of a first cycle with values of χ and t_c distinct from those used for the following ones, 6 additional calculations are carried out ; they are also presented in Table 6.3 and in Fig. 6.10. E9, E11 and E13 are the equivalent of E2, E3 and E4, but with the parameters of the first cycle used throughout the drying, while E10, E12 and E14 are the equivalent of E2, E3 and E4, but with the parameters of the other cycles used throughout the drying. Fig. 6.10 also highlights the frontiers between the different regions introduced previously to characterize the operation of an intermittent drying, when compared to the stationary equivalent one : the "Long-standing" region if $\mathcal{T}_{\text{op}} > 2$, the "Operating II" region if $\mathcal{R}_{\text{td}} > 1.5$ and the "Operating I" region if $1 < \mathcal{R}_{\text{td}} < 1.5$.

Fig. 6.10 shows that large ranges of values of $\mathcal{T}_{\text{op}}$ and $\mathcal{R}_{td}$ are obtained for the experiments presented in Table 6.3. Generally, these experiments are located in the "Operating" (I or II) or the "Long–standing" zones. This shows the importance of a good selection of the intermittency parameters when conducting an intermittent drying. Indeed, several experiments conditions reported in Table 6.3 do not provide a clear advantage on stationary drying regarding the drying efficency ($\mathcal{R}_{\text{td}}$ close to 1) but are clearly detrimental in terms of operating duration ($\mathcal{T}_{\text{op}} > 2$).

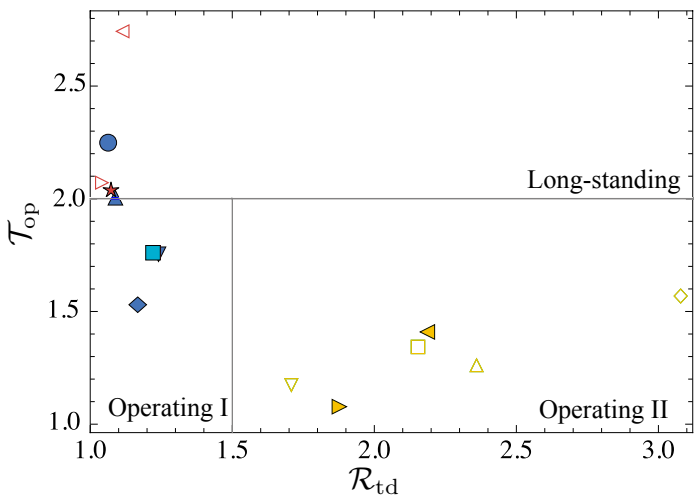


Figure 6.10 $\mathcal{T}_{\text{op}}$ as a function of $\mathcal{R}_{\text{td}}$ for several applied situations from the literature. ■ – E1, ▶ –E2, ◀ – E3, ⬟ –E4, ▲ –E5, ● – E6, ◆ – E7, ▼ – E8, △ – E9, ▽ – E10, ◇ – E11, □ –E12, ◁ –E13, ▷ –E14. More information is given in Table 6.3.

As a reminder, to enhance the performance of intermittent drying compared to the equivalent stationary one, $\mathcal{R}_{\text{td}}$ has to be as high as possible while maintaining a relative ratio in the total operating time ($\mathcal{T}_{\text{op}}$) as low as possible. We can see in Fig. 6.10 that the experiments carried out by Cihan and Ece [104] on rice kernels give the most interesting results as they are located in the operating II region. They can reach active drying time three times smaller than the duration of the equivalent stationary drying, while having a total duration of the drying less than 1.5 times more than the one of the equivalent stationary one. This is due to the low values of θ_c, of the order of 0.025, contrary to the other experiments reported in Table 6.3, for which θ_c is higher than 0.1 in all cases. Indeed, as shown in Fig. 6.5, when θ_c decreases, $\mathcal{R}_{\text{td}}$ increases, especially for low values of χ (which is the case in [104]), and the total duration of the drying decreases (if not in the "stationary" region). The duration of a cycle in Cihan's experiments [104] is of the order of one hour, as opposed to the other experiments where it is about 24 hours. At low values of t_c (and thus θ_c), the differences between the experiments are mainly due to differences in the values of χ (see Fig. 6.5 and

Table 6.3 Parameters and operating conditions form literature experiments.

	Products	**Geometry**	$\mathbb{D}_e$ (m^2/s)	k_e (m/s)	t_c	χ	R (mm)	**Legend**
[101]	Banana	Cylindrical	$1.23 * 10^{-9}$	–	24 h	1/3	15	■ – E1
[104]	Rice	Cylindrical	$8.68 * 10^{-12}$	–	0.75h (1st cycle) - 1h15 (after)	1/3 (1st cycle) – 1/2 (after)	1.13	▶ –E2
					1h (1st cycle) - 1h30 (after)	0.2 (1st cycle) – 1/3 (after)		◀ – E3
[96]	Pears	Spherical	$2 * 10^{-9}$	$2.01 * 10^{-7}$	19h (1st cycle) – 24h (after)	0.29 (1st cycle) – 0.44 (after)	23	⬟ –E4
[72]	Pears	Spherical	$25 * 10^{-10}$	$1.88 * 10^{-7}$	18h	8/18	28	▲ –E5
					24h	10/24	26.5	● – E6
			$14 * 10^{-10}$	$3.54 * 10^{-7}$	24h	10/24 (only 2 cycles)	28.2	◆ – E7
					24h	10/24 (only 3 cycles)	27.8	▼ – E8
based on [104]	Rice	Cylindrical	$8.68 * 10^{-12}$	–	0.75h	1/3	1.13	△ – E9
					1h15	1/2		▽ – E10
					1h	0.2		◇ – E11
					1h30	1/3		□ –E12
based on [96]	Pears	Spherical	$2 * 10^{-9}$	$2.01 * 10^{-7}$	19h	0.29	23	◁ –E13
					24h	0.44		▷ –E14

Fig. 6.7). This is reflected in Fig. 6.10 by the fact that, on this diagram, Cihan's experiments are "lumped" by given values of χ and ordered from left to right according to decreasing values of χ. In conclusion, low active drying time and a small increase in the total duration of the drying are obtained by [104], since they combine small values of θ_c and χ with a negligible external mass resistance (i.e., Bi $\gg 1$).

On the other hand, Fig. 6.10 also highlights that, in some experiments, intermittent drying does not result in a significant improvement of drying performance. Indeed, the experiments E4, E5 and E6 [72, 96] are located in the long-standing region. For example, compared to stationary drying, the active drying time of E4 of [96] decreases by only 7% while the total duration of the drying has approximately doubled. These results can be explained by a low Biot number (around 2) (see Fig. 6.7). As shown in Fig. 6.7, $\mathcal{T}_{\text{op}}$ depends mainly on χ when Bi is low. Experiments from the literature highlight thus that the Biot number has a strong influence on the performance of intermittent drying. According to the definition of θ_c and Bi, increasing the radius of the product R conducts to an increase of Bi and a decrease of θ_c. These two effects positively influence the drying efficiency and the total time of operation (see Figs. 6.5 and 6.7).

Different strategies have been used to enhance the drying kinetics, for example by varying the intermittency ratio during the drying process [96, 104], with a smaller value of χ at the beginning of the drying (E2, E3 and E4), or by starting with intermittency and then switching to stationary drying [72] (E7 and E8). These two strategies have the same underlying motivation : it is at the beginning of the drying that the water removal is the most important (high drying rate). Therefore, and it can be seen clearly in Fig. 6.3, it is during the first cycles of the drying that the influence of χ on the time evolution of the moisture ratio is the highest, with a decrease in χ leading to an increase in the drying rate during an active drying period (and hence to energy savings), due to the increased redistribution of water in the material during the previous tempering period. The model shows that the parameters of such an operation with a varying intermittency ratio have to be selected with care as, by comparing E2 to E9/10, E3 to E11/12 and E4 to E13/14, we see that only E2 is actually significantly different from the two corresponding experiments with constant intermittency parameters (E9 and E10). In this case, varying the intermittency ratio provides indeed an interesting strategy to have a trade-off between energy efficiency and the total time of operation. According to Fig. 6.5, this may be explained by a low θ_c value and thus a first period of tempering at a high moisture ratio. In conclusion, the variation of χ during the drying process might be a promising solution, only under certain operating conditions. Fig. 6.10 also shows that increasing the number of cycles and thus the number of tempering periods from 2 to 3 (E7 to E8) results in a decrease of the active drying time by about 7% and an increase in

the total duration of the drying by about 40%. To limit the number of cycles may therefore also be a suitable strategy. The model developed allows us to test several strategies and thus to select the most relevant operating conditions.

For all the cases considered in Table 6.3, it is worth mentioning that we have checked that our model is able to reproduce fairly the experimental results presented in these papers. Selected figures comparing the experimental results from the literature and the model are presented in Annexe B.2. Slight discrepancies are observed and can be explained by the simplifications made in our model : no water loss during the tempering period, no shrinkage and isothermal assumption. The model cannot properly represent the experimental results if there is a significant temperature variation between the active drying and the tempering periods and if there is a significant mass loss during the tempering period. However, the proposed model could be modified to take these aspects into account. They have not been considered here in order to keep the analysis as broad as possible. Nonetheless, we can reasonably assume that the behaviors highlighted in this study are quite general.

6.3.2.2 Shrinking core modeling approach

In this section, the shrinking core modeling approach is used to analyze the drying kinetics of a granular material in a spouted bed. A spouted bed can be seen as an inherently intermittent dryer since there is an active drying period in the spout and a tempering period when the product is in the fountain or the annulus [36]. Nevertheless, the dynamics of water redistribution during the tempering phases is often not considered when modeling the drying kinetics in such dryers. However, as shown previously, this redistribution during the tempering period can, under certain conditions, significantly affect the drying rate in the subsequent active drying period. Therefore, here, we investigate whether or not the dynamics of water transport in the material must be considered in detail during the two periods of the drying cycles when modeling the drying kinetics in this type of dryer. For this purpose, we consider the drying of spherical yeast pellets in a spouted bed under conditions comparable to those used by Spreutels et al. [36], as the shrinking core approach was already used with success to model the drying kinetics of yeast pellets during stationary drying [43, 44, 220]. The importance of considering a detailed description of water transport in the pellets during an intermittent drying can be assessed by the parameter $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$. As a reminder, $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ is defined as the ratio of the duration of a stationary drying to the active drying time of an equivalent intermittent drying (i.e., same geometry, same Bi and same $v_l(C_{\mathrm{sat}} - C_\infty)/\varepsilon$, plus given values of χ and θ_c). If $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ is significantly larger than 1, it means that the complex dynamics of water transport and redistribution during the intermittent drying has a significant influence on the

drying kinetics.

Yeast pellets, which are porous media, are characterized by a porosity ε and a tortuosity τ. The values of the latter reported by [43] are used : $\varepsilon = 0.58$ and $\tau = 4.45$. The effective diffusion coefficient can thus be estimated as follows : $\mathbb{D}_e = \varepsilon\mathbb{D}/\tau$, where $\mathbb{D}$ is the diffusion coefficient of water vapor in air. The external mass transfer coefficient k_e is taken equal to 0.2 m/s [36]. As seen in Sec. 6.2.2, to calculate the time evolution of the humid core radius, the drying air temperature and humidity have to be fixed (see Eq. (6.20)). Here, we consider usual values of these parameters for the drying of yeasts : a temperature T equal to 50°C and a humidity Y equal to 0.01 (d.b). Finally, regarding the intermittency parameters and as highlighted by Spreutels et al. [226], the intermittency ratio χ seems an intrinsic parameter of a spouted bed and does not depend on the amount of particles in the bed or the gas velocity. For the conical spouted bed used in their study, the yeast pellets stay about 8% of the time in the spout, which constitutes the active drying period of a cycle ($\chi = 0.08$). On the other hand, t_c depends on the operating conditions and is of the order of a few seconds for the experiments analyzed in [226].

With these data, the model can be used to generate Fig. 6.11, which presents $\mathcal{R}_{\text{td}}$ as a function of the cycle time t_c, for three different diameters of the yeast pellets. These results show that $\mathcal{R}_{\text{td}}$ increases if the radius of the pellets increases and if the time of a cycle decreases. For the smallest radius considered (0.35 mm), $\mathcal{R}_{\text{td}}$ is almost equal to 1 for any value of t_c, but it can take values up to around 1.6 for the smallest t_c and the largest R considered. Therefore, for spherical yeast pellets of 0.35 mm in radius, as in the study of [226], the moisture redistribution during the tempering period has not a significant influence on the drying kinetics of yeast pellets and thus has not to be considered in the modeling. To understand the influence of the size of the yeast pellets on $\mathcal{R}_{\text{td}}$, it must first be borne in mind that, for the situation analyzed here, the tempering phases last much longer than the active drying phases ($\chi = 0.08$). Thus, during a tempering phase, the diffusion has much more time to bring the water vapor concentration field in the dry zone of the pellet to saturation than it has time to bring it back, during the subsequent active drying phase, to the quasi-steady state corresponding to stationary drying. Hence, it is mainly the dynamics of this transition during the active drying periods, generating an increase in the drying rate when compared to stationary drying, that will control the value of $\mathcal{R}_{\text{td}}$, rather than what is happening during the tempering periods. As shorter this transition during the drying periods is with respect to t_c ,the closer to 1 $\mathcal{R}_{\text{td}}$ is, we understand that $\mathcal{R}_{\text{td}}$ decreases with a decrease of R (as the transition duration is $\propto R^2$) and with an increase of t_c.

Finally, some limitations of the model regarding intrinsically intermittent dryers should be

outlined. In such dryers, the intermittency parameters, χ and θ_c, are difficult to determine experimentally. Nevertheless, in recent years, major advances in numerical simulations have made it possible to obtain this information more easily. Moreover, drying in fluidized beds or spouted beds can, under certain conditions, lead to saturation of the drying air, resulting in a decrease in the drying rate due to the mass transfer limitation. This phenomenon is not taken into account in this model.

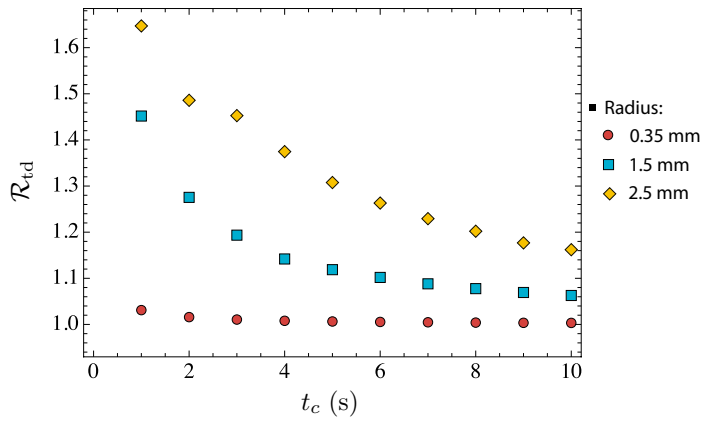


Figure 6.11 $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ as a function of the duration of a cycle t_c for three spherical yeast pellet diameters using the shrinking core approach.

6.4 Conclusion

According to the literature, although intermittency can significantly affect the drying kinetics [26,27], few studies have focused on a comprehensive analysis of the influence on the two parameters characterizing the intermittency, θ_c and χ, on the drying dynamics. These two dimensionless parameters, θ_c and χ, are defined as the dimensionless version of the duration of a cycle and the intermittency ratio (i.e., the ratio of the duration of the active drying period of a cycle to the total duration of the cycle), respectively. Consequently, in this work, we derive models based on transient mass diffusion equations to compare intermittent and stationary drying processes. Two modeling approaches, corresponding to different physical situations, were considered : a continuous approach with a continuous distribution of water in the material and a shrinking core approach with the material divided into a humid core and a dry zone.

During the tempering period of an intermittent drying, there is a moisture redistribution in the material and the water content at the surface of the product is thus increased. It leads to an increase in the drying rate when drying resumes, as compared to stationary drying. The global influence of χ and θ_c on the kinetics of intermittent versus stationary

drying was characterized by two dimensionless parameters representing the whole drying process : $\mathcal{R}_{\text{td}}$ and $\mathcal{T}_{\text{op}}$. $\mathcal{R}_{\text{td}}$ characterizes the increase in drying rate during the active drying periods of an intermittent drying, as compared to stationary drying, whereas $\mathcal{T}_{\text{op}}$ describes the operability of the process through the ratio of the total duration of the drying process, when intermittent drying is compared to stationary one. High drying efficiency (i.e., $\mathcal{R}_{\text{td}} > 1$) and a small increase in the total duration of the drying (i.e., $\mathcal{T}_{\text{op}}$ close to 1) can be obtained by combining small values of θ_c and χ, with negligible external mass resistance. Depending on the values χ and θ_c, three regimes can be highlighted for an intermittent drying : (i) a stationary regime where intermittent drying is equivalent to stationary drying, (ii) a long-standing regime when the total duration of an intermittent drying is at least twice the one of the equivalent stationary drying and (iii) an operating regime when $\mathcal{R}_{\text{td}} > 1$ while $\mathcal{T}_{\text{op}} < 2$. Finally, although most qualitative results are similar for the continuous modeling and the shrinking core modeling, there is a significant difference between these two approaches. Since the concentration gradient at the surface of the product decreases more rapidly with the shrinking core approach than with the continuous approach, the increase in drying rate at the beginning of an active drying period will be attenuated and shorter in time when the intermittent drying of a product can be described by the shrinking core approach rather than with the continuous one.

Differences in drying performance between experiments from the literature could be explained by the values of χ, θ_c and of the Biot number. Notably, the results show that the value of the mass transfer Biot number has a significant impact on the performance of intermittent drying. Intermittent drying will be less interesting as the resistance to external mass transfer is important since the influence of χ and θ_c on $\mathcal{R}_{\text{td}}$ is reduced as Bi decreases. The models developed were able to analyze several strategies and to highlight the most relevant operating conditions and the best drying practices.

This study highlights that intermittency parameters should be chosen with care. Indeed, although the physics is rather straightforward, the observed behaviors and the analysis are relatively complex. Modeling strategies are thus a key point to improve the understanding of the phenomena taking place during intermittent drying and to optimize intermittent drying. To thoroughly analyze the influence of χ and θ_c on the drying dynamics, some phenomena were neglected. It would be interesting to improve the proposed models by considering the thermal effects and the shrinkage of the products. Nevertheless, we can expect that the highlighted behaviors will also be encountered in more complex systems. Finally, to be more thorough, the results obtained in this study should be completed by also taking into account the influence of the intermittency parameters, χ and θ_c, on the quality of the product of interest.

CHAPITRE 7 ARTICLE 4 : EVAPORATION VERSUS IMBIBITION IN A POROUS MEDIUM

Le chapitre suivant a été publié sous forme d'article dans le journal *Journal of Colloid and Interface Science* :

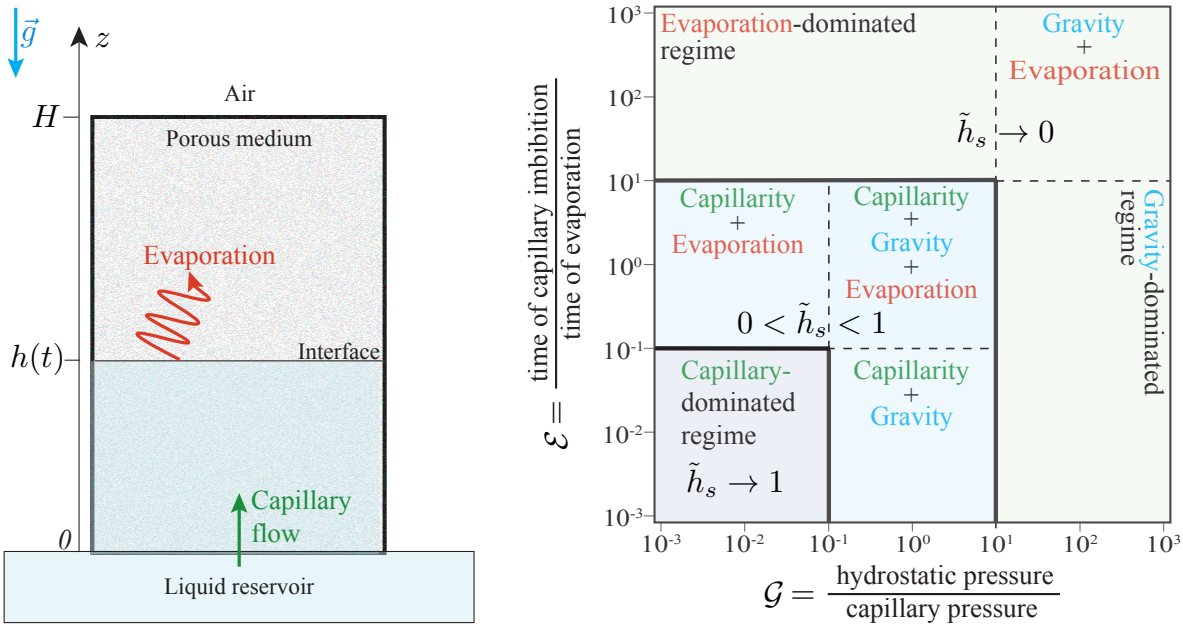
C. Van Engeland, B. Haut, L. Spreutels, and B. Sobac. "Evaporation versus imbibition in a porous medium." *Journal of Colloid and Interface Science* 576 (2020) : 280-290.

Les informations complémentaires accompagnant l'article sont disponibles à l'Annexe C.

Abstract

Predicting and controlling the liquid dynamics in a porous medium is of large importance in numerous technological and industrial situations. We derive here a general analytical solution for the dynamics of a liquid front in a porous medium, considering the combined effects of capillary imbibition, gravity and evaporation. We highlight that the dynamics of the liquid front in the porous medium is controlled by two dimensionless numbers : a gravity–capillary number $\mathcal{G}$ and an evaporation–capillary number $\mathcal{E}$. We analyze comprehensively the dynamics of the liquid front as functions of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$, and show that the liquid front can exhibit seven kinds of dynamics classified in three types of behaviors. For each limiting case, a simplified expression of the general solution is also derived. Finally, estimations of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ are computed to evidence the most common regimes and corresponding liquid front dynamics encountered in usual applied conditions. This is realized by investigating the influence of the liquid and porous medium properties, as well as of the atmospheric conditions, on the values of the dimensionless numbers.

Graphical abstract :



7.1 Introduction

The interaction between a liquid and a porous medium is encountered in countless natural and industrial situations including soil water retention or evaporation [234, 235], seed imbibition [236], plant movement [237, 238], analytical devices [239, 240], oil recovery [241], or fuel cells [242, 243].

Although liquid transport through porous media has already been investigated for a long time, an active control and the prediction of the liquid dynamics within these complex media still need to be improved [120, 121, 244].

A considerable research attention has been devoted to comprehend the fluid displacement in porous media and especially the imbibition of porous materials. The capillary-driven invasion dynamics of a liquid into a capillary tube or a porous medium was first studied by Bell and Cameron [245], Lucas [246] and Washburn [247], resulting in the derivation of the well-known equation predicting that the fluid transport in a porous medium exhibits a diffusive behavior and that the penetration length increases as the square root of time. Numerous works have followed to generalize this modeling by accounting for additional effects such as gravity [248–252], inertia [251, 253, 254], evaporation of the liquid [128, 129, 131], tortuosity of the medium [125, 126], dynamic contact angle [253–255], heterogeneity of the medium [256] or swelling of the porous matrix [257, 258]. The recent review of Liu et al. [121] presents and

compares a set of more or less complex theoretical models describing the liquid imbibition in porous materials, while emphasizing their advantages and limitations.

Most of the models related to porous media imbibition do not account for the potential evaporation of the liquid [121]. However, the evaporation can considerably affect the liquid propagation in a porous medium and limit the imbibition when volatile liquids in open environments are involved [128, 259, 260]. Hence, neglecting the evaporation in certain situations may lead to an overestimation of the liquid imbibition [128, 132]. Several studies attempted to include evaporation in models and to analyze its influence on porous media imbibition [128, 129, 132, 261]. However, the developed models generally adopt a simplified description of the evaporation process through an imposed and constant evaporation rate [131], estimated either from experimental measurements [128, 259, 262] or by correlations depending on the environmental conditions [132, 263], hence limiting the scope of these models. Beyhaghi et al. [129] propose a more complete approach in which the evaporation rate is evaluated by solving a diffusion equation for the vapor transport in the gas phase. The influence of the convection and of the geometry of the porous medium on the vapor transport within it are then neglected in their approach, although they may play an important role in the dynamics of the system [133–135]. It should be noted that when a more precise description of the evaporation is involved [129, 133], an evaporation occurring at the surface of a saturated porous medium is generally considered (either at the lateral sides [133] or at the top [129]). Hence, an evaporation at a static liquid–gas interface directly in contact with the surrounding environment is considered in these works. This differs from the present study in which we consider an advanced description of the evaporation at a moving liquid–gas interface within a porous media.

In this paper, we present a general theoretical model of the interaction between a liquid and a homogeneous porous medium including the combined effects of capillarity, gravity and evaporation. The developed model is based on the coupling of the classical Darcy-based model of porous media imbibition driven by capillarity including the effect of gravity, with an advanced modeling of the evaporation process taking place at the liquid–gas interface inside the porous medium, considering the diffusive and Stefan–convective transports of vapor in air. The derived analytical model aims at providing a comprehensive analysis of the influence of these three effects (capillarity, gravity and evaporation) on the dynamics of a liquid front in a porous medium. A particular attention is paid to the identification of the key dimensionless numbers characterizing the system, to the analysis of the limiting cases, and to the characterization of the different possible regimes for the liquid front dynamics. The model enables, inter alia, to analyze the competition between the capillary-driven imbibition and the evaporation on a large range of parameters, which has never been properly tackled so far,

whereas it can lead to drastically different liquid front dynamics depending on the dominating mechanisms, as revealed in similar systems [264]. The influence of the liquid and porous medium properties, as well as of the atmospheric conditions, on the liquid front dynamics is also discussed.

7.2 Mathematical modeling

7.2.1 System description and assumptions

As presented in Fig. 7.1, the system considered in this work is a 2D homogeneous and isotropic porous medium of height H and of width W, composed by a close-pack of spherical particles (i.e. with a volume fraction of particles $\phi_{\text{cp}} = 0.64$). The porous medium is characterized by a porosity $\varepsilon = 1 - \phi_{\text{cp}}$ and a tortuosity τ. The porous medium is plunged into a liquid reservoir of infinite size, which can induce a liquid flow in the porous medium. The liquid is considered as being potentially volatile and subjected to gravity acting vertically downwards in the negative z direction. Hence, the dynamics of the liquid–gas interface in the medium is governed by the competition between capillary imbibition, gravity drainage and evaporation. As a stable liquid–gas interface that remains flat is considered [1], the problem description simplifies and restricts to one dimension along the vertical z–axis, with $z = 0$ the position of the bottom of the porous medium and $z = H$ the position of its top. The vertical position of the liquid–gas interface is denoted $h = h(t)$, where t is the time, and its initial value is $h_0 = h(t = 0)$. In order to analyse the influence of the initial position of the interface on the dynamics of the system, h_0 is not necessarily equal to zero. Various initial conditions are investigated in order to consider an initially dry porous media ($h_0 = 0$), an initially fully filled porous media ($h_0 = H$) and an initially intermediate situation ($h_0 = H/2$).

The 1D mathematical model is based on a transport equation governing the position of the liquid–gas interface, including three mechanisms : capillarity, gravity and evaporation. The system is assumed isothermal, i.e. the temperature of the solid porous medium, of the liquid within it and of the surrounding gas are considered to be homogeneous, constant and equal to the ambient temperature T_g. An incompressible Newtonian liquid and a laminar flow in the porous medium are assumed. Hence, the Darcy's law is used to express the liquid flux induced by capillary and gravity forces. For the evaporation of the liquid in the porous medium, diffusive and Stefan-convective transports of the vapor in the gas phase are considered. The gas phase is assumed to be a mixture of ideal gases and the total gas pressure is considered

1. The stability of the liquid–gas interface in porous media has been investigated both for invading dynamics during imbibition and for receding dynamics during gravity drainage or evaporation, and stability criteria were derived ; see [118, 265–269] for instance.

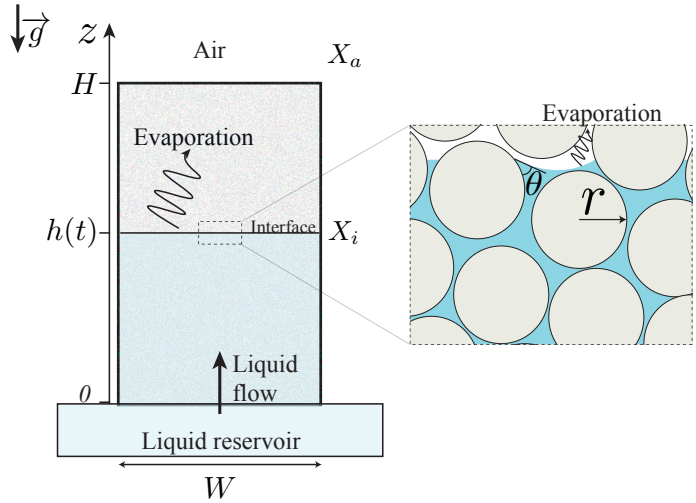


Figure 7.1 Schematic illustration of the investigated system.

homogeneous, constant and equal to the atmospheric pressure P_g. The validity of such an assumption is discussed in [204]. The liquid and the gas molar concentrations, c_ℓ and c_g, are thus expressed as follows : $c_\ell = \rho_\ell/\hat{M}_\ell$ and $c_g = P_g/\hat{R}T_g$, where $\hat{R}$, $\hat{M}_\ell$, T_g and ρ_ℓ are the universal gas constant, the molar mass of the liquid, the ambient temperature and the liquid density, respectively. Under usual conditions [204], the transport mechanisms in the gas phase can be considered quasi–steady since the order of magnitude of the characteristic time of the liquid evaporation $t_{\text{ev}} \approx H^2 c_\ell \tau/(c_g D_{\text{va}})$ is way larger than the characteristic time of the vapor diffusion in the gas phase $t_D \approx H^2/D_{\text{va}}$, where D_{va} is the diffusion coefficient of the vapor in air. The air above the porous medium is considered continuously renewed. Therefore, the mole fraction of the vapor in the gas at the top of the porous medium X_a, is generally equal to 0, except for water, for which X_a depends on the surrounding air humidity. At the liquid–gas interface, a local equilibrium is considered, i.e. the gas phase in contact with this interface is saturated with vapor. Finally, the Kelvin effect (i.e. vapor pressure dependence on the interface curvature) and the Knudsen effect (i.e. vapor–air diffusion coefficient dependence on the pore size) are neglected. The validity of these two assumptions is rigorously discussed and general criteria are established in the Supplementary Material (see Annexe C). It should be noted that, inherently to a continuum 1D model approach involving a flat interface, the present model neglects some complexity that can occur at the pore-network level in certain situations, and in particular the potential development of more complex geometries of the liquid–gas interface presenting wetting liquid films. This point is discussed in more detail in the Sec. 7.3, when appropriate.

7.2.2 Capillary imbibition in the porous medium

In this section, the capillary imbibition of a liquid in the porous medium is classically described, in the absence of evaporation. The liquid flow in the porous medium is described by the Darcy's law [129, 134, 135, 258, 270, 271]. Thus, v, the superficial velocity of the liquid in the porous medium is given by

$$v = \frac{K\Delta P}{\mu_\ell h} \tag{7.1}$$

where K is the permeability of the porous medium, μ_ℓ is the liquid dynamic viscosity and ΔP is the difference of driving pressure in the liquid between the bottom of the porous medium ($z = 0$) and the liquid–gas interface ($z = h$) caused by capillary and gravity forces.

As $\mu_\ell \gg \mu_g$ and $c_g \ll c_\ell$, ΔP writes

$$\Delta P = P_c - \rho_\ell g h \tag{7.2}$$

where P_c is the capillary pressure at the liquid–gas interface and $\rho_\ell g h$ is the hydrostatic pressure, with g the acceleration of gravity. P_c is generally expressed using the Laplace law [134, 272, 273] :

$$P_c = \frac{2\sigma}{r_p}\cos\theta \tag{7.3}$$

where r_p is the pore radius, θ is the contact angle and σ is the surface tension.

As $v = \varepsilon(dh/dt)$, the combination of Eqs. (7.1)–(7.3) allows writing the equation describing the time evolution of the liquid front position in the porous medium, in the absence of evaporation :

$$\frac{dh}{dt} = \frac{v}{\varepsilon} = \frac{K}{\mu_\ell \varepsilon}\frac{P_c - \rho_\ell g h}{h} \tag{7.4}$$

This equation describing the combined influence of capillary imbibition and gravity on the liquid motion in the porous medium has already been established in several works [128, 129, 270, 274].

7.2.3 Liquid evaporation in the porous medium

In this section, the influence of the evaporation process on the position of the flat liquid–gas interface in the medium is described, in the absence of gravity and capillarity. The evaporation process taking place at the liquid–gas interface inside the porous medium is modeled by considering the quasi-steady diffusive and Stefan–convective transports of the vapor in the gas phase. If diffusion is described by the Fick's law [211], the mass conservation

of the vapor in the gas phase allows writing $\forall z \in [h, H]$

$$\frac{j}{\varepsilon} = -c_g \frac{D_{\text{va}}}{\tau} \frac{dX}{dz} + X c_g v_g \tag{7.5}$$

where j is the molar flux of evaporation at the liquid–gas interface (in mol per s and per m^2 of porous medium), v_g is the molar averaged gas velocity (described in more detail in [204]) and $X = c_v/c_g$ is the mole fraction of the vapor in the gas, with c_v the vapor molar concentration.

A mass balance at the liquid–gas interface yields

$$\frac{j}{\varepsilon} = -c_\ell \frac{dh}{dt} = c_g \left(v_g - \frac{dh}{dt} \right) \tag{7.6}$$

As $c_g \ll c_\ell$, Eq. (7.6) can be rearranged into $v_g = \frac{j}{c_g \varepsilon} \left(1 - \frac{c_g}{c_l} \right) \backsimeq \frac{j}{c_g \varepsilon}$. Combining the latter equation and Eq. (7.5) gives

$$j = \frac{-\varepsilon c_g D_{\text{va}}}{\tau} \frac{1}{1-X} \frac{dX}{dz} \tag{7.7}$$

The boundary conditions of the previous equation are

$$\begin{aligned} X(z = h) &= X_i \\ X(z = H) &= X_a \end{aligned} \tag{7.8}$$

where X_i is the vapor mole fraction at the liquid–gas interface. As a local equilibrium is assumed at the liquid–gas interface, X_i can be expressed using the Clausius–Clapeyron equation :

$$X_i = \exp\left(-\frac{\mathcal{L}}{\hat{R}} \left(\frac{1}{T_g} - \frac{1}{T_{\text{sat}}} \right) \right) \tag{7.9}$$

where T_{sat} is the saturation temperature of the liquid at the atmospheric pressure and $\mathcal{L}$ is the molar latent heat of vaporization.

The molar evaporation flux at the interface j can be evaluated from the solution of the above differential equation (7.7), considering the boundary conditions stated in Eq.(7.8) :

$$j = \frac{\varepsilon c_g D_{\text{va}}}{\tau} \frac{1}{H-h} \ln\left(\frac{1-X_a}{1-X_i} \right) \tag{7.10}$$

Finally, the receding velocity of the liquid–gas interface in the porous medium solely due to the evaporation is obtained by combining Eqs. (7.6) and (7.10) :

$$\frac{dh}{dt} = -\frac{c_g D_{\text{va}}}{c_\ell \tau} \frac{1}{H-h} \ln\left(\frac{1-X_a}{1-X_i} \right) \tag{7.11}$$

One can directly see from Eq. (7.11) that $t_{\text{ev}} \approx \frac{c_\ell H^2 \tau}{c_g D_{\text{va}}} \ln\left(\frac{1-X_i}{1-X_a}\right)$ is a characteristic time of the evaporation of the liquid in the porous medium.

7.2.4 General model including capillarity, gravity and evaporation

The equation describing the evolution of the liquid front position within the porous medium, including capillarity, gravity and evaporation, is obtained by combining Eqs. (7.4) and (7.11) :

$$\frac{dh}{dt} = \frac{K}{\mu_\ell \varepsilon} \frac{P_c - \rho_\ell g h}{h} - \frac{c_g D_{\text{va}}}{c_\ell \tau} \frac{1}{H-h} \ln\left(\frac{1-X_a}{1-X_i}\right) \tag{7.12}$$

A dimensionless form of this equation is obtained by introducing the following dimensionless variables :

$$\tilde{h} = \frac{h}{H}, \qquad \tilde{T_g} = \frac{T_g}{T_{\text{sat}}}, \quad \text{and} \quad \tilde{t} = \frac{tKP_c}{H^2 \varepsilon \mu_\ell},$$

where $H^2 \varepsilon \mu_\ell / (KP_c)$ is an order of magnitude of the time required for the liquid to impregnate a porous medium of height H solely due to capillarity. Accordingly, Eq. (7.12) rewrites in dimensionless form as

$$\frac{d\tilde{h}}{d\tilde{t}} = \frac{1}{\tilde{h}} - \mathcal{G} - \frac{\mathcal{E}}{1-\tilde{h}} \tag{7.13}$$

where $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ are two dimensionless numbers, defined as

$$\mathcal{G} = \frac{\rho_\ell g H}{P_c} \tag{7.14}$$

$$\mathcal{E} = \left(\frac{c_g}{c_\ell} \frac{D_{\text{va}} \varepsilon}{\tau} \frac{\mu_\ell}{KP_c}\right) \ln\left(\frac{1-X_a}{1-X_i}\right) \tag{7.15}$$

The first dimensionless number $\mathcal{G}$ is the ratio of the hydrostatic pressure to the capillary pressure. Thus, this number characterizes the ability of the capillarity to raise the liquid up to a certain height facing gravity. This gravity–capillary number $\mathcal{G}$, sometimes also named capillary height number, has already been introduced in several works [128, 248, 250] and can also be regarded as a capillary Bond number.

The second dimensionless number $\mathcal{E}$ is the ratio of a characteristic time of the capillary imbibition $H^2 \varepsilon \mu_\ell / (KP_c)$ (evaluated when gravity is negligible, i.e. for $P_c \gg \rho_\ell g h$) to a characteristic time of the evaporation (mentioned below Eq. (7.11)). This evaporation–capillary number $\mathcal{E}$ has a similar definition than the one proposed by Benner and Petsev [131] $\Re_n$. However, since an advanced modeling of the evaporation is developed in the present work, in contrast to [131] in which the authors considered the evaporation through an imposed parameter, $\mathcal{E}$ appears to be more general by accounting for the influence of the liquid and

porous medium properties, as well as of the atmospheric conditions, on the evaporation.

The analytical expression for the time needed for the liquid front to reach a certain height $\tilde{t}(\tilde{h})$ can be obtained from Eq. (7.13) :

$$\tilde{t} = -\frac{\tilde{h} - \tilde{h}_0}{\mathcal{G}} + \frac{(r_- - r_-^2)\ln\left(\frac{r_- - \tilde{h}}{r_- - \tilde{h}_0}\right)}{\mathcal{G}(r_- - r_+)} - \frac{(r_+ - r_+^2)\ln\left(\frac{r_+ - \tilde{h}}{r_+ - \tilde{h}_0}\right)}{\mathcal{G}(r_- - r_+)} \tag{7.16}$$

where $r_\pm = (1 + \mathcal{G} + \mathcal{E} \pm \sqrt{(1 + \mathcal{G} + \mathcal{E})^2 - 4\mathcal{G}})/2\mathcal{G}$ are the two real roots of the second order polynomial $\mathcal{G}\tilde{h}^2 - (1 + \mathcal{G} + \mathcal{E})\tilde{h} + 1$ and $\tilde{h}_0 = h_0/H$. In its general form, it appears difficult to invert Eq. (7.16) to express $\tilde{h}(\tilde{t})$.

The stationary liquid height $\tilde{h}_s$ (i.e the limit of $\tilde{h}$ for $\tilde{t} \to \infty$) can be obtained from Eq. (7.13), when $dh/dt = 0$, and is either equal to r_- :

$$\tilde{h}_s = \frac{1 + \mathcal{G} + \mathcal{E} - \sqrt{(1 + \mathcal{G} + \mathcal{E})^2 - 4\mathcal{G}}}{2\mathcal{G}} \tag{7.17}$$

or when $\mathcal{E} = 0$ and $\mathcal{G} < 1$, to $r_+ = 1/\mathcal{G}$. However, as the dimensionless height of the porous medium is finite ($\tilde{H} = 1$), this latter solution is unphysical. Hence, to satisfy this geometric constraint, $\tilde{h}_s$ should be limited to 1 as actually predicted by Eq. (7.17).

Finally, the time needed for the liquid front to cover β% of the distance between its initial position and its stationary position can also be estimated with the two previous equations :

$$\tilde{t}_\beta = -\frac{\frac{\beta}{100}(\tilde{h}_s - \tilde{h}_0)}{\mathcal{G}} + \frac{(r_- - r_-^2)\ln\left(1 - \frac{\beta}{100}\right)}{\mathcal{G}(r_- - r_+)} - \frac{(r_+ - r_+^2)\ln\left(1 - \frac{\beta(\tilde{h}_s - \tilde{h}_0)}{100(r_+ - \tilde{h}_0)}\right)}{\mathcal{G}(r_- - r_+)} \tag{7.18}$$

Note that $\beta = 99$ is considered in the remainder of the paper.

7.2.4.1 Limiting cases

Several limiting behaviors can be identified when $\mathcal{G}$ and/or $\mathcal{E}$ tend to zero or to infinity. For each case, simplified analytical expressions can be derived for $\tilde{t}(\tilde{h})$, $\tilde{h}_s$ and $\tilde{t}_{99}$. For some cases, the forward analytical solution $\tilde{h}(\tilde{t})$ can be obtained, which is then preferred over the inverted analytical solution $\tilde{t}(\tilde{h})$.

1. When $\mathcal{E} \to 0$, the effect of evaporation is negligible and the liquid front dynamics depends on the effects of capillarity and gravity. The expressions of $\tilde{t}(\tilde{h})$, $\tilde{h}_s$, and $\tilde{t}_{99}$ reduce respectively to

$$\tilde{t} = -\frac{\tilde{h} - \tilde{h}_0}{\mathcal{G}} - \frac{1}{\mathcal{G}^2} \ln\left(\frac{1 - \tilde{h}\mathcal{G}}{1 - \tilde{h}_0\mathcal{G}}\right) \tag{7.19}$$

$$\tilde{h}_s = \begin{cases} \frac{1}{\mathcal{G}} & \text{when } \mathcal{G} \geqslant 1 \\ 1 & \text{when } \mathcal{G} \leqslant 1 \end{cases} \tag{7.20}$$

$$\tilde{t}_{99} = \begin{cases} \frac{-0.99 + 0.99\tilde{h}_0\mathcal{G} - \ln(0.01)}{\mathcal{G}^2} & \text{when } \mathcal{G} \geqslant 1 \\ \frac{-0.99\mathcal{G}(1-\tilde{h}_0) - \ln\left(1 - \frac{0.99(1-\tilde{h}_0)\mathcal{G}}{1-\tilde{h}_0\mathcal{G}}\right)}{\mathcal{G}^2} & \text{when } \mathcal{G} \leqslant 1 \end{cases} \tag{7.21}$$

Note that Eq. (7.19) is reported in several works [128, 270] and can also be obtained from Eq. (7.4) under its dimensionless form. Moreover, the forward analytical solution $\tilde{h}(t)$ of Eq. (7.19) can be obtained after mathematical rearrangements using the Lambert W function, as done in [248].

2. When $\mathcal{G} \to 0$, the effect of gravity is negligible and the liquid front dynamics depends on the effects of capillarity and evaporation. The expressions of $\tilde{t}(\tilde{h})$, $\tilde{h}_s$ and $\tilde{t}_{99}$ reduce respectively to

$$\begin{aligned} \tilde{t} = -\frac{1}{2(\mathcal{E}+1)^3} \Bigg[& 2\mathcal{E}(\mathcal{E}+1)(\tilde{h} - \tilde{h}_0) + 2\mathcal{E} \ln\left(\frac{1 - (\mathcal{E}+1)\tilde{h}}{1 - (\mathcal{E}+1)\tilde{h}_0}\right) \\ & -(\mathcal{E}+1)^2(\tilde{h}^2 - \tilde{h}_0^2)\Bigg] \end{aligned} \tag{7.22}$$

$$\tilde{h}_s = \frac{1}{\mathcal{E}+1} \tag{7.23}$$

$$\begin{aligned} \tilde{t}_{99} = \frac{1}{2(\mathcal{E}+1)^3} \Big[& 0.99^2 + 0.02(\mathcal{E}+1)\tilde{h}_0 - 0.99\tilde{h}_0^2(\mathcal{E}+1)^2 \\ & -2\mathcal{E}\left(0.99 + \ln(0.01) - 0.99(\mathcal{E}+1)\tilde{h}_0\right)\Big] \end{aligned} \tag{7.24}$$

3. When both $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E} \to 0$, the effects of gravity and evaporation are negligible and the liquid front dynamics depends solely on the effect of capillarity. In this case, if $\tilde{h}_0 < 1$, a Washburn–like law [128, 246, 247] is retrieved for the imbibition dynamics :

$$\tilde{h} = (\tilde{h}_0^2 + 2\tilde{t})^{\frac{1}{2}} \tag{7.25}$$

and

$$\tilde{h}_s = 1 \tag{7.26}$$

$$\tilde{t}_{99} = \frac{0.99^2(1-\tilde{h}_0)^2 + 1.98\tilde{h}_0(1-\tilde{h}_0)}{2} \tag{7.27}$$

If $\tilde{h}_0 = 1$, the initially fully filled porous medium remains saturated by the liquid.

4. When $\mathcal{G} \to \infty$ and $\mathcal{E} \to 0$, the effects of capillarity and evaporation are negligible and the liquid front dynamics depends solely on the effect of gravity. In this case, if $\tilde{h}_0 > 0$, a gravity drainage law is retrieved :

$$\tilde{h} = \tilde{h}_0 - \mathcal{G}\tilde{t} \tag{7.28}$$

and

$$\tilde{h}_s = 0 \tag{7.29}$$

$$\tilde{t}_{99} = \frac{0.99h_0}{\mathcal{G}} \tag{7.30}$$

5. When $\mathcal{E} \to \infty$ and $\mathcal{G} \to 0$, both the effects of capillarity and gravity are negligible and the liquid front dynamics depends solely on the effect of evaporation. In this case, if $\tilde{h}_0 > 0$, the porous medium is emptied as follows :

$$\tilde{h} = 1 - ((1-\tilde{h}_0)^2 + 2\mathcal{E}\tilde{t})^{\frac{1}{2}} \tag{7.31}$$

and

$$\tilde{h}_s = 0 \tag{7.32}$$

$$\tilde{t}_{99} = \frac{1.98\tilde{h}_0 + (0.99^2 - 1.98)\,\tilde{h}_0^2}{2\mathcal{E}} \tag{7.33}$$

It is worth mentioning that this kind of time evolution is similar to the ones derived

for the evaporation of spherical drops and known as the h^2–law [204, 275, 276].

6. Finally, when both $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E} \to \infty$, the effect of capillarity is negligible and the liquid front dynamics depends on the effects of gravity and evaporation. In this case, if $\tilde{h}_0 > 0$, the expressions of $\tilde{t}(\tilde{h})$, $\tilde{h}_s$, and $\tilde{t}_{99}$ reduce respectively to

$$\tilde{t} = -\frac{(\tilde{h} - \tilde{h}_0)}{\mathcal{G}} - \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{G}^2} \ln\left(\frac{\mathcal{G}(\tilde{h} - 1) - \mathcal{E}}{\mathcal{G}(\tilde{h}_0 - 1) - \mathcal{E}}\right) \tag{7.34}$$

$$\tilde{h}_s = 0 \tag{7.35}$$

$$\tilde{t}_{99} = \frac{0.99\tilde{h}_0}{\mathcal{G}} - \frac{\mathcal{E}}{\mathcal{G}^2} \ln\left(\frac{\mathcal{G} + \mathcal{E} - 0.01\tilde{h}_0\mathcal{G}}{\mathcal{G} + \mathcal{E} - \tilde{h}_0\mathcal{G}}\right) \tag{7.36}$$

For the three last limiting cases yielding $\tilde{h}_s = 0$, if $\tilde{h}_0 = 0$, the initially empty porous medium remains dry.

7.3 Results and discussion

7.3.1 Liquid front dynamics as a function of $\mathcal{E}$ and $\mathcal{G}$

In this section, the results obtained with the general model including capillarity, gravity and evaporation (see section 7.2.4) are presented in a dimensionless form and discussed.

Fig. 7.2 presents the time evolution of the liquid front position within the porous medium for various values of the evaporation–capillary number ($10^{-5} \leqslant \mathcal{E} \leqslant 10$) and three values of the initial liquid height $\tilde{h}_0$ (0, 0.5 and 1). In order to involve the effects of capillarity and gravity, these results have been generated for $\mathcal{G} = 1$. The results show that the evaporation can significantly affect the dynamics of the liquid–gas interface in the porous medium, in terms of both the stationary position of the liquid front and the time required to reach this position (see the dots in Fig 7.2). In particular, Fig. 7.2(a) evidences that evaporation can limit the imbibition of a porous medium, consistently with numerous experimental studies of the literature [128,132,277]. Generally speaking, the higher the evaporation–capillary number $\mathcal{E}$, the lower the stationary liquid height. For the considered situation $\mathcal{G} = 1$, the higher the evaporation–capillary number, the faster the stationary position of the liquid front is reached. Finally, it is observed that the initial position of the liquid front appears to only influence the transient period, $\tilde{h}$ tending to the same stationary positions whatever $\tilde{h}_0$, for common values of $\mathcal{E}$ and $\mathcal{G}$. This might have been expected by the analysis of Eq. (7.13).

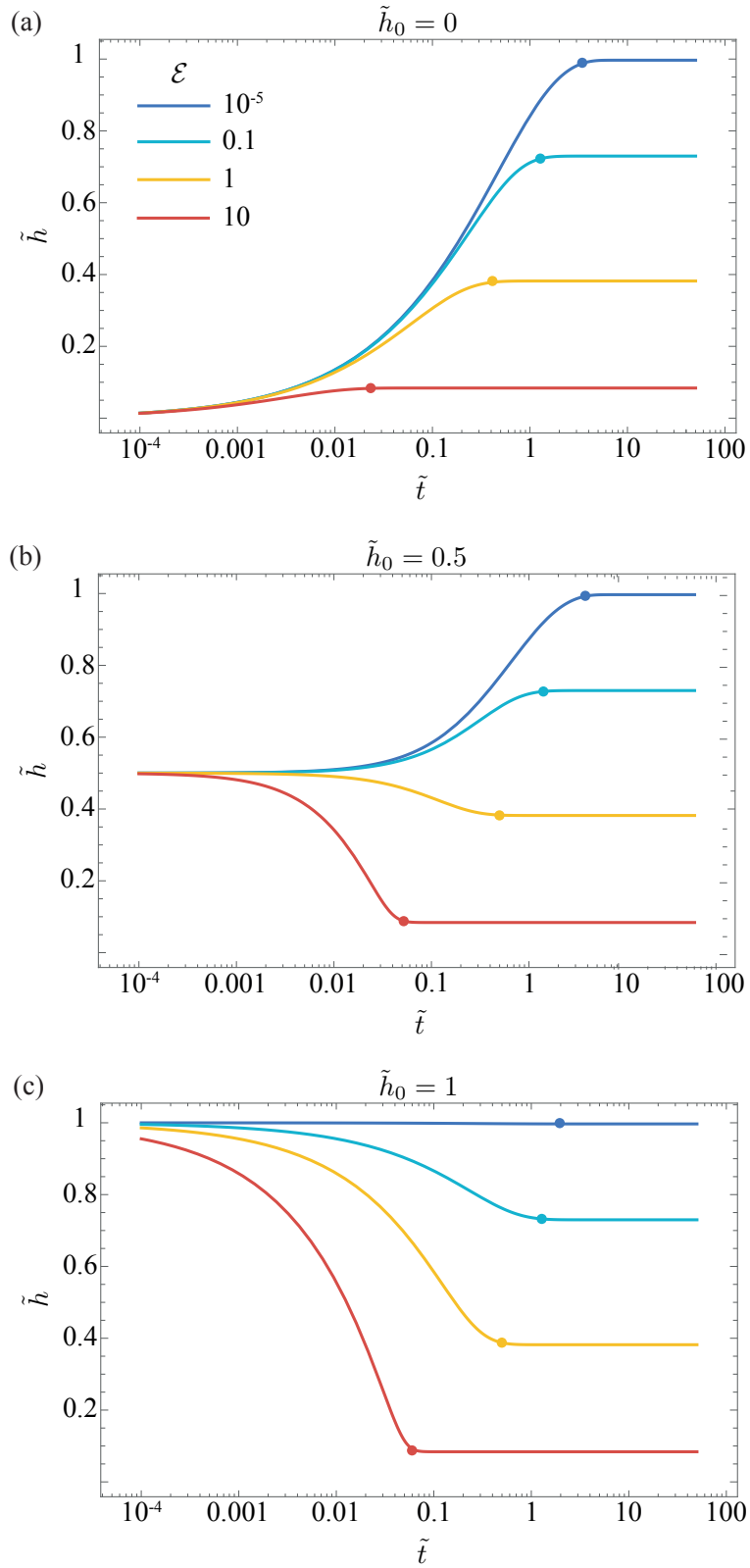


Figure 7.2 Time evolution of the liquid height in a porous medium for $\mathcal{G} = 1$, various values of $\mathcal{E}$, and three initial liquid heights : (a) $\tilde{h}_0 = 0$, (b) $\tilde{h}_0 = 0.5$ and (c) $\tilde{h}_0 = 1$. The dots represent the time required for the liquid interface to cover 99% of the distance between the initial and the stationary positions – Adapted from [7].

The influence of the gravity–capillary number $\mathcal{G}$ on the stationary liquid height $\tilde{h}_s$ and on the time for the liquid front to reach its stationary position $\tilde{t}_{99}$ is reported in Fig. 7.3 (for the same values of $\mathcal{E}$ and $\tilde{h}_0$ than those used to generate Fig. 7.2). Interestingly, when $\mathcal{G} \ll 1$ (i.e. when the capillary pressure is way larger than the hydrostatic pressure), $\tilde{h}_s$ and $\tilde{t}_{99}$ are quasi-independent of the value of $\mathcal{G}$. Such a behavior is in agreement with the results presented in [250], in which, the authors highlighted that, in absence of evaporation (i.e. when $\mathcal{E} \to 0$), the effect of gravity can be neglected when $\mathcal{G} < 1/3$. The present results generalize this conclusion even when evaporation occurs, whatever the value of $\mathcal{E}$. In this regime ($\mathcal{G} \ll 1$), $\tilde{h}_s$ and $\tilde{t}_{99}$ can be approximated by the Eqs. (7.23) and (7.24). In particular, $\tilde{h}_s$ is inversely proportional to $1+\mathcal{E}$, as also observed in Fig. 7.3(a). As expected, when increasing the value of $\mathcal{G}$ or $\mathcal{E}$, the gravity or the evaporation effects intensify and restrict the capillary imbibition. Fig. 7.3(a) shows a monotonous decrease of $\tilde{h}_s$ with an increase of $\mathcal{G}$ or $\mathcal{E}$ (as long as $\tilde{h}_s < 1$).

The behavior of $\tilde{t}_{99}$ with $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ is however more complex. When $\mathcal{E} \gtrsim 1$, Fig. 7.3(b) shows that $\tilde{t}_{99}$ decreases monotonically with an increase of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$. This behavior does not hold for $\mathcal{E} \lesssim 1$. The dependance of $\mathcal{G}$ or $\mathcal{E}$ on $\tilde{t}_{99}$ appears to be non-monotonous with a maximum value for $\mathcal{G} \approx 1$ (this can also be obtained by derivating Eq. (7.16) with respect to $\mathcal{G}$). The existence of this maximum can be understood as follows. When the effect of evaporation is negligible ($\mathcal{E} \ll 1$) and if $\mathcal{G} < 1$, the porous medium is fully impregnated by the liquid in stationary state ($\tilde{h}_s \approx 1$ as seen in Fig. 7.3(a)). Therefore, if $\tilde{h}_0 \neq \tilde{h}_s$, the distance for the liquid front to reach its stationary position ($\tilde{h}_s - \tilde{h}_0$) is positive and constant. Consequently, an increase of $\mathcal{G}$ leads to an increase of $\tilde{t}_{99}$ as the velocity of the rising liquid front is a decreasing function of $\mathcal{G}$ (see Eq. (7.13) and (7.21)). As soon as $\mathcal{G} > 1$, two scenarii exist depending on the sign of the distance $\tilde{h}_s - \tilde{h}_0$, leading however to the same global behavior. When $\tilde{h}_s - \tilde{h}_0 > 0$ (i.e. for an ascending liquid front), the distance to reach $\tilde{h}_s$ decreases with an increase of $\mathcal{G}$ since $\tilde{h}_s$ decreases with an increase of the effect of gravity. In parallel, the velocity of the rising liquid front still decreases with an increase of $\mathcal{G}$. The latter decrease being slower than the one of the distance to reach $\tilde{h}_s$, it results in a decrease of $\tilde{t}_{99}$ with an increase of $\mathcal{G}$ (see Eq. (7.21)). When $\tilde{h}_s - \tilde{h}_0 < 0$ (i.e. for a receding liquid front), both the distance $|\tilde{h}_s - \tilde{h}_0|$ and the velocity of the receding liquid front increase with an increase of $\mathcal{G}$. However, the receding velocity increasing faster than the distance to reach $\tilde{h}_s$, it leads to a decrease of $\tilde{t}_{99}$ with an increase of $\mathcal{G}$ (see Eq. (7.21)). The increase of the evaporation effect appears to decrease the amplitude of this maximum until making it completely disappear when $\mathcal{E} \gtrsim 1$. Finally, Fig. 7.3(b) also shows that $\tilde{h}_0$ appears to have only a slight influence on $\tilde{t}_{99}$, except when $\mathcal{E} \to 0$, $\mathcal{G} < 1$ and $\tilde{h}_0 = 1$. In this case, $\tilde{h}_s = \tilde{h}_0 = 1$ and $\tilde{t}_{99} = 0$.

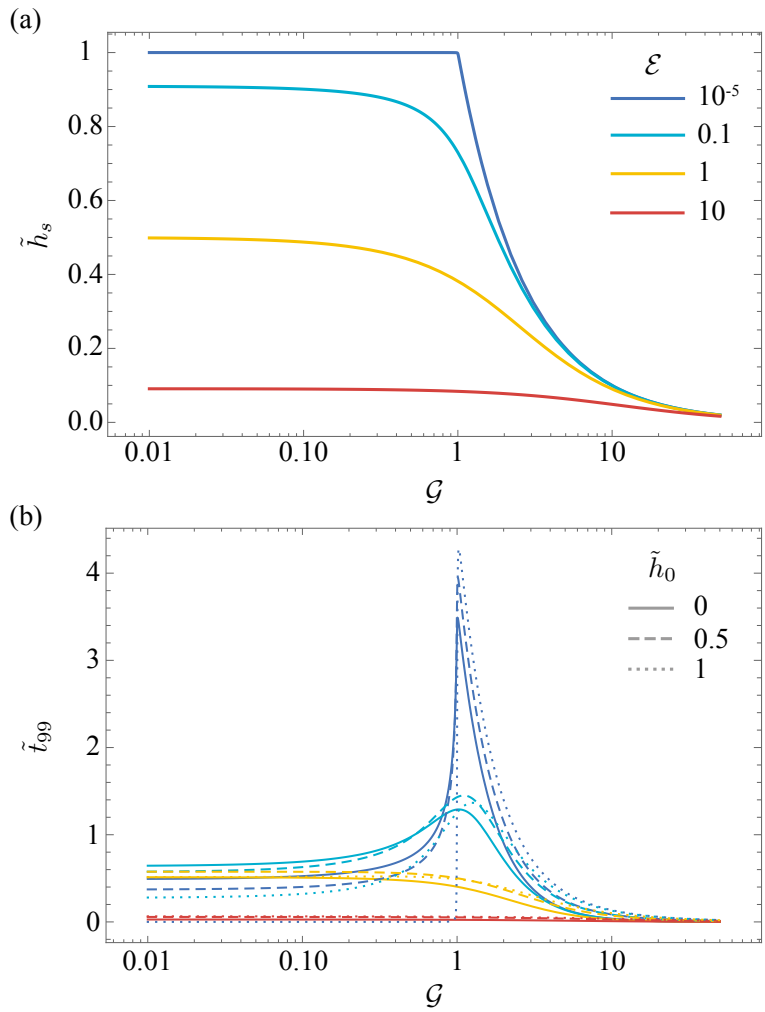


Figure 7.3 (a) Dimensionless stationary liquid height and (b) time required for the liquid interface to cover 99% of the distance between its initial and its stationary positions as functions of $\mathcal{G}$ for various values of the evaporation–capillary number ($10^{-5} \leqslant \mathcal{E} \leqslant 10$) and several initial liquid heights ($0 \leqslant \tilde{h}_0 \leqslant 1$).

The global influence of the two dimensionless numbers $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ on the liquid front dynamics, characterized by $\tilde{h}_s$ and $\tilde{t}_{99}$, can be analyzed globally using contour plots presented in Figs. 7.4(a) and (b). Note that the results concerning $\tilde{t}_{99}$ are presented for $\tilde{h}_0 = 0$. Similar trends are obtained for $\tilde{h}_0 = 0.5$ and $\tilde{h}_0 = 1$, and are provided in Supplementary Material (see Annexe C). All the results described in the previous paragraph remain observable here. The main complement of information relates to the influence of $\mathcal{E}$ on $\tilde{t}_{99}$. Fig. 7.4(b) shows that $\tilde{t}_{99}$ monotonically decreases with $\mathcal{E}$ when $\mathcal{G} \gtrsim 1$. On the other hand, when $\mathcal{G} \lesssim 1$, $\tilde{t}_{99}$ is observed to vary non-monotonously with $\mathcal{E}$ and presents a maximum at $\mathcal{E} \approx 0.3$. An explanation comparable to the one developed for the effect of $\mathcal{G}$ on $\tilde{t}_{99}$ allows understanding this maximum as well. Indeed, the two dimensionless numbers being analogous as they both compare an effect

restraining the imbibition (gravity or evaporation) and the effect of capillarity promoting it, the contours plots in Fig. 7.4(a) and (b) show a certain similarity with respect to the diagonal $\mathcal{E} \approx \mathcal{G}$. Nevertheless, the symmetry is not perfect, the gravity and the evaporation affecting differently the dynamics of the system (see Eq. (7.13) where the term including the effect of evaporation, $\mathcal{E}/(1-\tilde{h})$, unlike the one including the effect of gravity, $\mathcal{G}$, is an explicit function of $\tilde{h}$). Then, the value of $\tilde{t}_{99}$ is maximum for a lower value of $\mathcal{E}$ than that of $\mathcal{G}$, the distance required for the liquid front to reach its stationary position beginning to decrease at a lower value of $\mathcal{E}$ than that of $\mathcal{G}$. Note that the existence of a maximum value of $\tilde{t}_{99}$ as a function of the evaporation rate was also observed by Veran-Tissoires et al. [278], when analyzing the variation of the impregnation time as a function of the evaporation flux. However, a different location of the maximum was obtained in their study, the evaporation rate being modeled differently : a constant evaporation flux is imposed at the lateral saturated surfaces of the porous medium in their model.

Finally, a phase diagram summarizing all the regimes encountered as functions of $\mathcal{E}$ and $\mathcal{G}$ is presented in Fig. 7.4(c). Seven regimes can be distinguished depending on the dominating mechanisms. These seven regimes can be classified in three types of behaviors depending on the value of $\tilde{h}_s$ (as shown in Fig. 7.4(a)) :

— When $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E} \ll 1$ (typically < 0.1), a capillary–dominated regime is identified yielding $\tilde{h}_s \simeq 1$ (i.e. a fully filled porous medium). In this regime, the imbibition dynamics can be approximated by the Washburn–like law presented in the limiting case 3 in Sec. 7.2.4.1.

— When $\mathcal{G}$ or/and $\mathcal{E} \gg 1$ (typically > 10), the capillary effect driving the porous medium imbibition is negligible compared to the sole or combined actions of gravity and evaporation yielding $\tilde{h}_s \simeq 0$. Three regimes, namely the gravity–dominated regime ($\mathcal{G} \gg 1$), the evaporation–dominated regime ($\mathcal{E} \gg 1$), and the gravity–evaporation regime ($\mathcal{G}$ and $\mathcal{E} \gg 1$), are identified leading to an empty porous medium. In these regimes, the receding liquid front dynamics can be approximated by the simplified solutions presented in the limiting cases 4, 5 and 6 in Sec. 7.2.4.1.

— Finally, when $\mathcal{G} \sim 1$ or/and $\mathcal{E} \sim 1$, the sole or combined actions of gravity and evaporation are of the same order of magnitude than the capillary effect, hence restricting the porous medium imbibition and yielding $0 < \tilde{h}_s < 1$. Three intermediate regimes, namely the capillary–gravity regime ($\mathcal{G} \sim 1$ and $\mathcal{E} \ll 1$), the capillary–evaporation regime ($\mathcal{E} \sim 1$ and $\mathcal{G} \ll 1$), and the capillary–gravity–evaporation regime ($\mathcal{G} \sim \mathcal{E} \sim 1$), are identified leading to a partially filled porous medium. In the two first regimes, the liquid front dynamics can be approximated by the simplified solutions presented in the limiting cases 1 and 2 in Sec. 7.2.4.1.

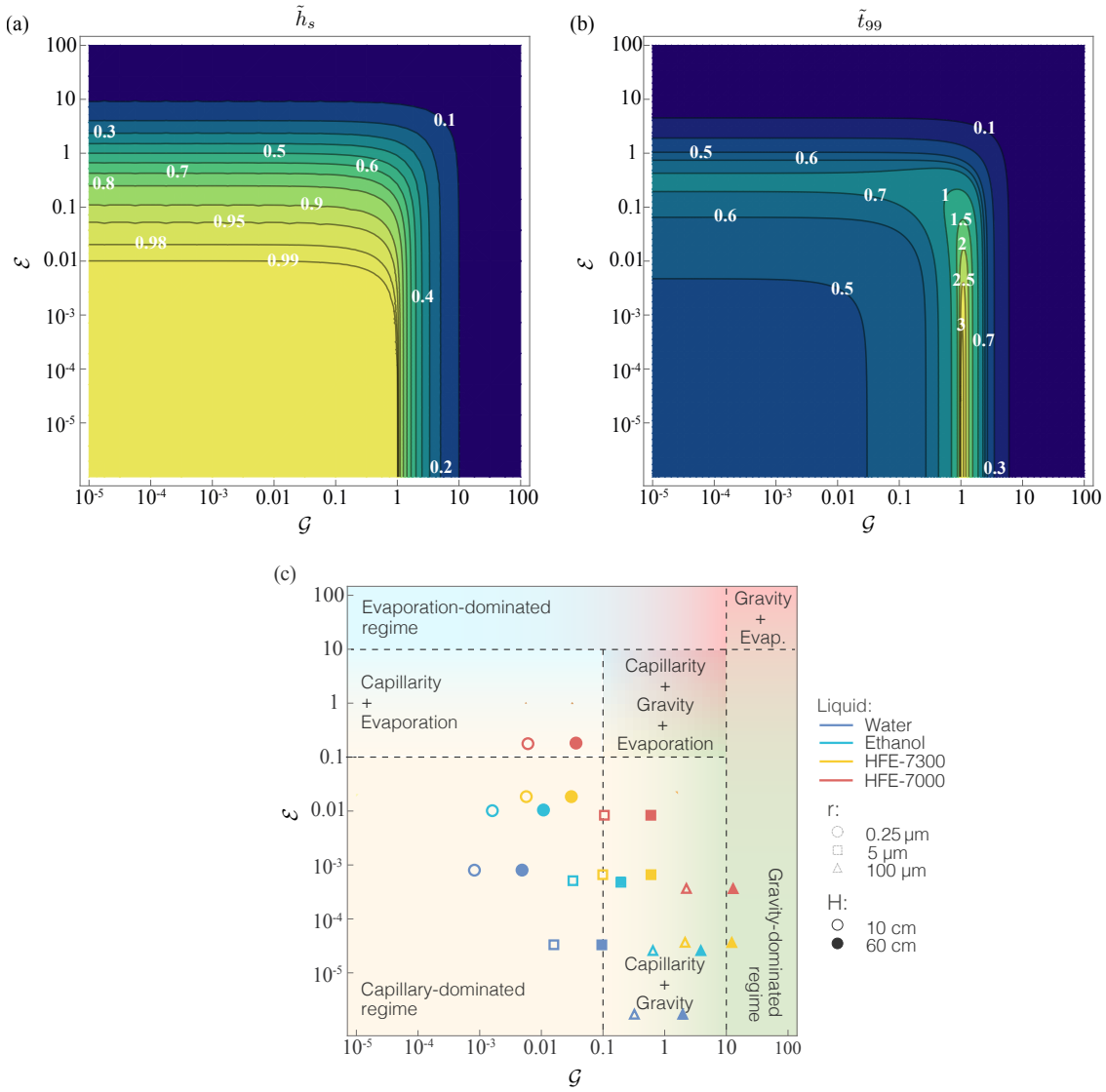


Figure 7.4 Contour plots of (a) $\tilde{h}_s$ and (b) $\tilde{t}_{99}$ as functions of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$. Note that (b) is given for $\tilde{h}_0 = 0$. (c) Phase diagram of the different regimes encountered, as functions of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$. The symbols correspond to cases computed under applied conditions for several fluids interacting with various porous medium of height H and particle radius r at $T_g = 25°\text{C}$ and $P_g = 1$ atm – Adapted from [7].

Interestingly, Figs. 7.4(b) and (c) enable analyzing the duration of the transient period during which the liquid–gas interface moves towards its stationary position depending on the regime of the liquid front dynamics. While regimes corresponding to the sole or combined action of gravity and evaporation lead to the shortest transient periods, the latter are the longest for the intermediate regimes for which the antagonistic actions of capillarity versus gravity and/or evaporation dominate. In this regard, it is when the effects of gravity and capillarity

are of the same order of magnitude and evaporation is negligible ($\mathcal{G} \approx 1$ and $\mathcal{E} \ll 1$: capillary–gravity regime) that the transient period is the longest.

As mentioned in Sec. 7.2, it should be noted that our modeling, based on a continuum 1D model approach, neglects the potential presence of wetting liquid films. Yet, it is known that the receding motion of the liquid–gas interface due to evaporation can be followed by the formation of liquid films along the pore surface [124, 130], which can play an important role in the transport of mass, resulting in particular in an increase of the evaporation rate [124, 279, 280]. Hence, one may expect that, in certains conditions involving a receding front due to evaporation, i.e. when $\mathcal{E} > 1$ and $h_0 > h_s$, the evaporation rate predicted in our modeling may be underestimated.

7.3.2 Estimation of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ in applied situations

In this section, the two dimensionless numbers $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ are estimated for several liquids interacting with various porous media, under several atmospheric conditions. We evidence the influence of the liquid and porous media properties, as well as of the atmospheric conditions, on the dimensionless numbers, and highlight the most common regimes and corresponding liquid front dynamics encountered under usual applied conditions.

7.3.2.1 Influence of the liquid and porous media properties

As seen in the expressions of the gravity–capillary number $\mathcal{G}$ and the evaporation–capillary number $\mathcal{E}$ (see Eqs. (7.14) and (7.15), respectively), these two dimensionless numbers depend on the porous medium properties via : the pore radius r_p, the porous medium height H, the porosity ε, the tortuosity τ, the permeability K ; and on the physico-chemical properties of the liquid via : the density ρ_ℓ, the viscosity μ_ℓ, the surface tension σ, the diffusion coefficient of the vapor in air D_{va} and the enthalpy of vaporization $\mathcal{L}$. The interaction between the liquid and the solid is considered through the contact angle θ in Eq. (7.3).

Let us recall that we consider a homogeneous porous medium composed by a close-pack of spherical particles of radius r. The porous medium is characterized by a volume fraction of the particles $\phi_{\text{cp}} = 0.64$ and a medium porosity $\varepsilon = 1 - \phi_{\text{cp}} = 0.36$. For such a porous medium, the pore radius can be expressed as $r_p = \frac{2r}{3}\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}$, leading after a substitution in Eq. (7.3) to a capillary pressure $P_c = 3\frac{1-\varepsilon}{\varepsilon}\frac{\sigma\cos\theta}{r}$ [272,281], and the tortuosity can be estimated as a function of ε using the following empirical correlation : $\tau = 1 + 0.41\ln(1/\varepsilon)$ [282]. The permeability of the porous medium is classically estimated using the Kozeny–Carman equation [129, 283–285] : $K = \frac{4}{180}\frac{\varepsilon^3 r^2}{(1-\varepsilon)^2}$. In the present work, four liquids are investigated :

water, ethanol and two hydrofluoroethers (HFE–7000 and HFE–7300), for which the physico–chemical properties are presented in Table 7.1. The liquids are assumed to be perfectly wetting (i.e. $\theta = 0°$), except for water for which a contact angle $\theta = 40°$ is considered. In this section, the mole fraction of the vapor in the gas at the top of the porous medium X_a is assumed equal to 0 for all the liquids considered and the ambient temperature T_g and pressure P_g are set at 25°C and 1 atm, respectively.

Table 7.1 Physico-chemical properties of the considered fluids at $T_g = 25°$C and $P_g = 1$ atm.

Properties	**Water**	**Ethanol**	**HFE–7000**	**HFE–7300**
T_{sat} (°C)	100	78.35	34	98
$\hat{M}_\ell$ (kg/mol)	0.018	0.046	0.2	0.35
ρ_ℓ (kg/m^3)	1000	789	1404	1657
μ_ℓ (Pa.s)	1×10^{-3}	1.2×10^{-3}	4.55×10^{-4}	1.16×10^{-3}
σ (mN/m)	73	21.78	11.8	15
$\mathcal{L}$ (kJ/mol)	44.02	38.97	28.4	35.7
D_{va} (m^2/s)	2.6×10^{-5}	1.21×10^{-5}	8.17×10^{-6}	4.88×10^{-6}
P_{sat} (Pa)	2855	9318	72430	5964

Estimated values of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ are provided in Fig. 7.4(c) for the four liquids considered and for various porous media of height H and particle radius r. For a given liquid, an increase in r results in a decrease in the evaporation–capillary number ($\mathcal{E} \sim \frac{1}{r}$) and in an increase in the gravity–capillary number ($\mathcal{G} \sim r$). Therefore, by increasing r, the representative point of the system in the phase diagram translates from the left upper corner to the right lower corner. By solely varying H, the representative point of the system translates horizontally in the phase diagram, since H exclusively influences $\mathcal{G}$: an increase in H results in an increase in the gravity–capillary number ($\mathcal{G} \sim H$). The influence of the liquid properties on the liquid dynamics is more complex to grasp since several physico-chemical properties simultaneously change with the liquid. Nevertheless, the HFE's having similar properties except for the volatility (see Table 7.1), it can be seen that, while their values of $\mathcal{G}$ are comparable, a larger volatility results in a larger value of $\mathcal{E}$ for the HFE-7000 compared to the HFE-7300. Finally, Fig. 7.4(c) interestingly highlights the most common regimes encountered under the present applied conditions, namely the capillary–dominated and the capillary–gravity regimes. However, some representative points are also located in the capillary–evaporation regime and the gravity–dominated regime.

The influence of the particle radius r on the liquid front dynamics is investigated in more details in Fig. 7.5 through its influence on the stationary liquid height $\tilde{h}_s$ for the various liquids investigated. For porous media composed of small particles, $\tilde{h}_s$ generally increases

with r, while for intermediate particle sizes, a plateau is reached ($\tilde{h}_s \simeq 1$). Then, for larger particles, $\tilde{h}_s$ decreases as r increases. Such a non monotonic variation of $\tilde{h}_s$ with r can be understood at the sight of the phase diagram. The change of behavior with r is closely linked to the change of regime shown in Fig. 7.4(c). For instance, considering the HFE-7000, its behavior varies with an increase of r from the capillary–evaporation regime to the gravity–dominated regime, while crossing the capillary–dominated and the capillary–gravity regimes. Therefore, for the smaller particle radius, $\tilde{h}_s$ is limited due to the effect of evaporation, while for the large particle radius, $\tilde{h}_s$ is limited due to the effect of gravity. For intermediate particle sizes, the plateau observed indicates that the effect of capillarity dominates. Similar conclusions can be drawn for the other liquids, except that the influence of the evaporation, which appears to be mainly important for small particles, is obviously less important for liquids of low volatility. In this regard, water does not appear influenced by the evaporation effect under the conditions presently considered (see Figs. 7.4(c) and 7.5).

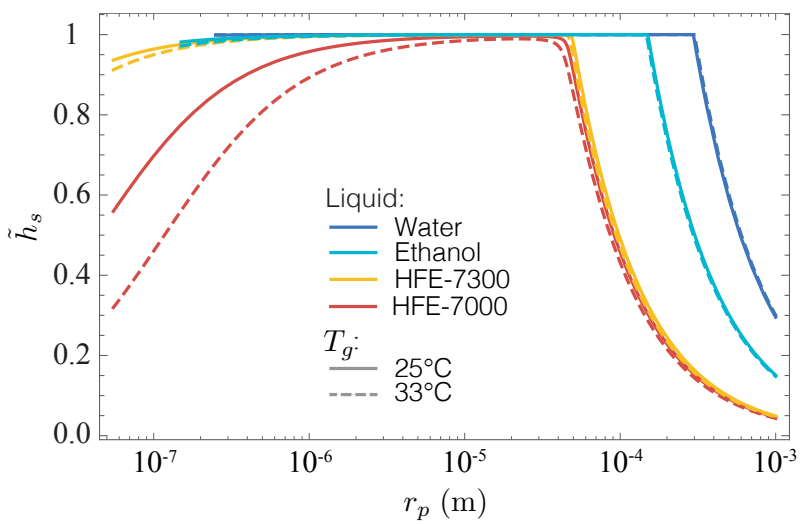


Figure 7.5 Stationary height of the liquid front in the porous medium as a function of the particle radius, for various liquids and two atmospheric temperatures : 25°C and 33°C. These results are computed considering a porous medium of height $H = 10$ cm and an atmospheric pressure $P_g = 1$ atm.

To summarize, while the effect of evaporation increases with the liquid volatility and the smallness of the particle radius (and consequently of the pore radius), the effect of gravity increases with the pore size and the porous medium height.

7.3.2.2 Influence of the atmospheric conditions

The two dimensionless numbers $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ also depend on the atmospheric conditions via : the pressure P_g, the temperature T_g and the vapor mole fraction at the top of the porous medium X_a. While P_g is taken equal to 1 atm, the influence of T_g and X_a on the liquid front dynamics within the porous medium is discussed in this section. A temperature variation affects several physico–chemical properties, such as the liquid viscosity μ_ℓ, the densities ρ_ℓ and ρ_g, the surface tension σ, the diffusion coefficient of the vapor in air D_{va} and the latent heat of vaporization $\mathcal{L}$. The variation of these properties as a function of the temperature is considered using data provided in [211, 286–289], as well as in supplier data sheets. As seen in the expressions of the two dimensionless numbers (Eqs. (7.14) and (7.15)), while T_g influences both dimensionless numbers $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$, X_a only influences $\mathcal{E}$.

Figs. 7.6(a) and (b) show the influence of the atmospheric temperature on $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ for the liquids considered and various particle sizes. Both dimensionless numbers increase with the temperature, but the relative increase of $\mathcal{E}$ with T_g is way larger than the one of $\mathcal{G}$. By varying the temperature from 10°C to T_{sat}, a maximum increase of $\mathcal{G}$ of 80% is observed for the HFE-7300 under the present applied conditions. An increase of $\mathcal{G}$ with the temperature results from a larger decrease in capillary pressure than in hydrostatic pressure due to a temperature increase, given that the surface tension is more sensitive to the temperature than the liquid density. This result is coherent with several experiments showing an increase of the imbibition rate with the temperature [290–292]. In parallel, a maximum increase of $\mathcal{E}$ with the temperature by a factor 180 is observed for the HFE–7300 under the same applied conditions. By increasing the temperature, the heat and mass transfers, as well as the liquid volatility, are improved resulting in an intensification of the evaporation and in an increase of $\mathcal{E}$. Thus, for a given liquid interacting with a porous medium, $\mathcal{E}$ is maximum when T_g tends to the boiling temperature of the liquid. Note that $\mathcal{E}$ increases non-linearly with T_g and that this increase becomes sharp when T_g is close to T_{sat}. Moreover, Fig. 7.6(b) interestingly informs that, under the present applied conditions, while the maximum value of $\mathcal{E}$ is of the order of 0.1 at ambient temperature, $\mathcal{E}$ can reach a maximal value of about 3 with an increase of the atmospheric temperature. For such large value of $\mathcal{E}$, $\tilde{h}_s$ only reaches 0.25, as seen in Fig. 7.4. The influence of the atmospheric temperature on $\tilde{h}_s$ can also be observed in Fig. 7.5, at least for small particle sizes. All these results clearly highlight the importance of considering the evaporation of the liquid when the system temperature T_g is larger than the usual ambient one ($\sim$ 20°C).

The vapor mole fraction at the top of the porous medium X_a is the other parameter influencing the evaporation rate (see Eq. (7.10)). Indeed, the evaporation rate, and consequently

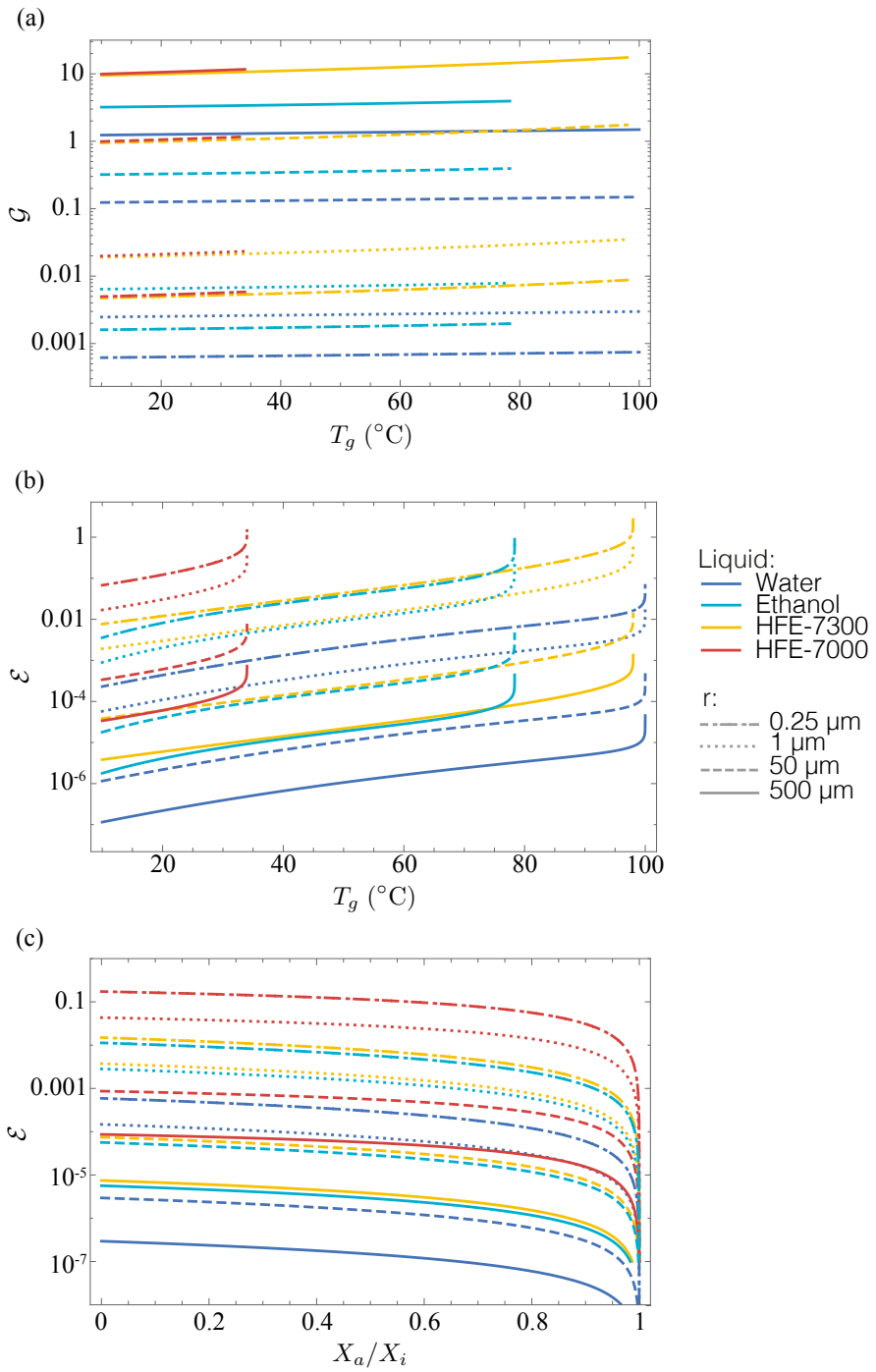


Figure 7.6 Influence of the atmospheric temperature T_g on the two dimensionless numbers (a) $\mathcal{G}$ and (b) $\mathcal{E}$, for various liquids and particle radii. (c) Influence of X_a/X_i on $\mathcal{E}$, for various liquids and particle radii. These results are computed considering a porous medium of height $H = 10$ cm and an atmospheric pressure $P_g = 1$ atm. Note that in (a) and (b) $X_a = 0$, and in (c) $T_g = 25°$C – Adapted from [7].

the dimensionless number $\mathcal{E}$, are two decreasing functions of X_a. Thus, they are maximum for $X_a = 0$ and tend to 0 when $X_a \to X_i$, the vapor concentration field being uniform. When $X_a > X_i$, condensation occurs in the porous medium. The influence of X_a on $\mathcal{E}$ is illustrated in Fig. 7.6(c). It is observed that $\mathcal{E}$ decreases non-linearly with X_a and that this decrease becomes sharp when X_a is close to X_i. An important variation of $\mathcal{E}$ with X_a can lead to a shift of regime and therefore to a change of the liquid front dynamics. For instance, considering HFE–7000 (the most volatile liquid considered) interacting with a porous medium made of particles of 0.25 μm of radius, the dynamics evolves from the capillary–evaporation to the capillary–dominated regimes when X_a varies from 0 to X_i (see Fig. 7.4(c)). In this case, $\tilde{h}_s$ increases from 0.85 to 1 and $\tilde{t}_{99}$ decreases by about 30% (see Figs. 7.4(a) and (b)). In contrast, considering water (the less volatile liquid considered) in the same conditions, despite a decrease of $\mathcal{E}$ with an increase of X_a from 0 to X_i, no change of regime is detected as the estimated values of $\mathcal{E}$ being rather low (see Fig. 7.4(c)). In this case, $\tilde{h}_s$ and $\tilde{t}_{99}$ vary by less than 1% (see Figs. 7.4(a) and (b)), therefore showing that X_a has no significant effect on the liquid front dynamics. As expected, X_a only play a significant role on the liquid front dynamics in the porous medium when it is affected by the evaporation (i.e. in the capillary–gravity–evaporation, the capillary–evaporation, the gravity–evaporation and the evaporation–dominated regimes).

7.4 Conclusion

According to the literature, although the imbibition of a porous medium by a liquid can be considerably affected by its evaporation, the latter is usually neglected or oversimplified in existing models. Consequently, in this article, we derive a general analytical model for the dynamics of a liquid front in a porous medium, extending the classical Darcy-based models of porous media imbibition by capillary forces, including the effect of gravity [129, 248, 270], by taking into account the evaporation process taking place at the liquid–gas interface inside the porous medium, considering diffusive and Stefan-convective transports of the vapor in air. The present modeling of the evaporation, in contrast to previous works [128, 131, 262, 263], is more general and accounts for the influence of the liquid and porous medium properties, as well as of the atmospheric conditions, on the evaporation process.

An analytical solution for the dynamics of a liquid front in a porous medium is derived that depends on two dimensionless numbers : the gravity–capillary number $\mathcal{G}$ and the evaporation–capillary number $\mathcal{E}$. Depending on the values of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$, seven regimes of liquid front dynamics classified in 3 types of behaviors are highlighted : (i) when $\mathcal{G}$ or/and $\mathcal{E} \gg 1$, the

porous medium is fully emptied (drained or/and dried) due to the sole or combined actions of gravity and evaporation (i.e. $\tilde{h}_s \to 0$), (ii) when $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E} \ll 1$, the porous medium is fully filled due to the action of capillarity (i.e. $\tilde{h}_s \to 1$), and (iii) for intermediate regimes, the porous medium is partially filled due to the sole or combined actions of gravity and evaporation restricting the effect of capillarity (i.e. $0 < \tilde{h}_s < 1$). The influence of these two dimensionless numbers on the transient time to reach the stationary position of the liquid front appears to be complex and non-monotonous. While the shortest transients occur for the regimes resulting in emptied porous media, the longest transients arise for the intermediate regimes for which the antagonistic actions of capillarity versus gravity and/or evaporation act. As far as we know, such a broad overview of the dynamics of the liquid front in a porous medium has never been presented.

Estimations of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$ for several liquids interacting with various porous media made of packed spherical particles are reported, revealing that the most common regimes encountered in the considered applied conditions are the capillary–dominated, the capillarity–gravity and the capillary–evaporation regimes. The influence of the liquid and porous medium properties on the values of the dimensionless numbers is also provided, showing that the effect of evaporation increases with the liquid volatility and decrease with the particle radius, while the effect of gravity increases with the pore size and the porous medium height.

Although the assumptions of the present model were rigorously discussed and general criteria were established, it would be interesting to confront the results of the model with experiments, in particular when the effect of evaporation is concerned, to validate it and to continue improving the control and the prediction of the liquid dynamics within porous media. To derive an analytical solution comprehensively highlighting the competition between the effects of capillary imbibition, gravity and evaporation, a simplified geometry that is not an exact representation of a realistic porous medium had to be considered and some regime–specific phenomena, such as the presence of liquid films, had to be neglected. Although the front shape and several geometrical factors, such as the size and the shape of pores, might influence the liquid dynamics [125, 293], assessing those effects remain a great challenge and an ongoing concern. Nevertheless, we expect that the presently observed behaviors and regimes will also be encountered in more complex porous media.

CHAPITRE 8 ÉCOULEMENT SOLIDE AU SEIN D'UN SÉCHOIR ROTATIF AÉRÉ : ESTIMATION DES PARAMÈTRES D'INTERMITTENCE

8.1 Introduction

Comme mentionné précédemment, le séchage en régime intermittent est une technique particulièrement investiguée ces dernières années car elle peut contribuer à améliorer les performances de séchage. Le Chapitre 6 indique que les deux paramètres caractérisant l'intermittence, le temps d'un cycle séchage-tempérage t_c et la proportion de séchage au sein d'un cycle χ, peuvent influencer de manière significative la cinétique de séchage ainsi que le temps total d'opération. De plus, le séchage intermittent augmente la qualité finale de nombreux produits comparé au séchage continu [27, 71]. L'intermittence semble augmenter la qualité nutritive, la couleur ainsi que les propriétés physiques de nombreux produits alimentaires par rapport à un séchage continu [76, 84–88]. D'autre part, Grabowski et al. [35] ont observé que la viabilité des levures en fin de séchage est plus élevée en lit à jet qu'en lit fluidisé. Un lit à jet, contrairement à un lit fluidisé, est un séchoir intrinsèquement intermittent avec une période de séchage actif dans le jet et une période de tempérage lorsque le grain se situe dans l'anneau ou dans la fontaine. La différence de viabilité entre ces deux systèmes de séchage pourrait être expliquée par une diminution du gradient de concentration en vapeur d'eau au sein des grains de levure lors des périodes de tempérage obtenues dans le lit à jet (voir Chap. 6).

L'intermittence peut être appliquée en faisant varier au cours du temps les paramètres d'opération tels que la température et la vitesse de séchage, mais elle peut être aussi intrinsèque au séchoir. L'avantage des séchoirs intrinsèquement intermittents est que, de manière générale, χ et t_c y ont des valeurs assez faibles par rapport à des séchoirs mis en marche/arrêt de manière cyclique. Par exemple, les lits à jet ont des temps de cycle de l'ordre de quelques secondes, voir moins [167, 226]. Le Chapitre 6 met en évidence que de faibles valeurs de ces paramètres permettent d'obtenir un rendement énergétique élevé avec une augmentation seulement légère de la durée totale du séchage. Encore peu étudié, le séchoir rotatif aéré est un séchoir intrinsèquement intermittent sous certaines conditions. En fonction du design et des conditions opératoires, la vitesse de l'air sortant des mini-tuyaux peut être élevée [152]. Une mise en suspension des particules pourrait donc être envisagée en fonction de la taille et de la densité du produit à sécher. Dans ce cas, la phase de séchage active aura lieu lors de la mise en suspension des particules dans le séchoir. La durée de la période de tempérage et celle de séchage actif seront donc fixées par le design du séchoir ainsi que par les conditions

opératoires.

Le séchoir rotatif aéré permet, comparé au séchoir rotatif conventionnel, de diminuer le temps de résidence et d'augmenter les coefficients de transfert de masse et de chaleur [28, 29, 149]. De plus, avec ce type de séchoir, il est possible de varier les conditions d'opération pendant le séchage en variant les dimensions des mini-tuyaux dans le courant de la longueur du séchoir. Cette particularité est intéressante dans le cas du séchage de grains de levure car la viabilité des levures diminue de manière abrupte en fin de séchage, lorsque le contenu en eau du produit devient inférieur à un certain seuil [12, 35, 43, 45]. Néanmoins, les phénomènes de transport multiphasiques prenant place à l'intérieur de ce type de séchoir étant complexes, il est difficile d'y prédire l'écoulement des particules et donc les paramètres d'intermittence, t_c et χ. De nombreux paramètres, tels que les propriétés du produit à sécher, les dimensions du séchoir ainsi que les conditions opératoires, peuvent influencer l'écoulement gaz-solide. A notre connaissance, aucune étude portant sur l'écoulement de particules solides au sein de ce type de séchoir n'a été menée. Il nous apparait essentiel d'appréhender l'écoulement solide-air de séchage puisqu'il a une influence significative sur la cinétique de séchage. C'est pourquoi, l'écoulement de grains de levure au sein d'un séchoir rotatif aéré est investigué à l'aide de simulations numériques dans ce chapitre. La méthode des éléments discrets (DEM) couplée à la mécanique des fluides numérique (CFD) est employée. Elle a déjà été utilisée avec succès afin d'étudier l'écoulement fluide-solide dans de nombreux types de séchoir (lit fluidisé, lit à jet, séchoir à jets d'impact) [167, 191, 199, 294, 295]. Cependant, il est à noter que peu d'applications de CFD–DEM ont été développées pour des séchoirs présentants des éléments rotatifs.

Ce chapitre propose une première ébauche d'étude du comportement des particules solides au sein d'un séchoir rotatif aéré. Un modèle CFD–DEM est utilisé pour simuler le comportement du déplacement de l'air de séchage et des particules ainsi que la distribution des particules au sein du séchoir. Ces simulations permettront de vérifier le caractère intermittent de ce séchoir en mettant en évidence si, lors du séchage de grains de levure, une mise en suspension des particules est observée. Les paramètres d'intermittence, χ et t_c, seront estimés. Le séchage peut entrainer une modification structurelle et morphologique du produit suite à son rétrécissement matriciel et une diminution de sa densité [42]. La variation de la masse et de la taille du produit lors du séchage pourrait mener à une modification de l'écoulement du solide. Une analyse exploratoire de l'influence de la variation des propriétés physiques des grains de levure entre le début et la fin du séchage sur le comportement du solide est donc conduite. Les limitations et modifications à apporter pour palier aux problématiques rencontrées sont présentées. Pour finir, un modèle de cinétique de séchage basé sur les données déterminées à partir de courtes simulations CFD–DEM et de la connaissance de ce séchoir est proposé.

Cette suggestion est une première étape de développement du modèle. Ce modèle permet uniquement pour le moment de mettre en évidence les paramètres d'opérations ayant un impact significatif sur la cinétique de séchage, ce dernier doit être encore validé voire ajusté.

8.2 Méthodologie

8.2.1 Mouvement des particules au sein d'un séchoir rotatif aéré

Le couplage CFD-DEM a été utilisé pour simuler l'écoulement des grains de levure et de l'air de séchage au sein d'un séchoir rotatif. L'air de séchage jouant un rôle important sur l'écoulement des particules, il est donc également nécessaire de considérer l'interaction entre les particules et l'air de séchage. Deux approches de l'implémentation du couplage CFD–DEM peuvent être utilisées pour simuler un écoulement fluide–solide : la CFD–DEM résolue et celle non résolue [171, 188]. La première stratégie est plus précise mais plus exigeante en termes de ressources de calcul car elle permet de résoudre de manière détaillée l'écoulement de l'air à l'échelle des particules en tenant compte de façon précise de la position de chaque particule [171]. Cette méthode est donc adaptée pour décrire des procédés impliquant peu de particules. Pour la CFD–DEM non–résolue, la taille des mailles du domaine fluide est plus grande que la taille caractéristique des particules [171]. L'influence des particules sur une maille est donc moyennée. Cette deuxième approche permet donc de traiter de plus grandes quantités de particules. Compte tenu du nombre important de particules dans un séchoir rotatif aéré, nous nous concentrons ici sur l'approche non résolue. Les grains de levure sont donc plus petits qu'une maille du domaine fluide. La procédure de couplage entre la DEM et la CFD est basée sur l'utilisation d'expressions explicites pour les forces d'interaction solide–fluide [186]. Les déformations suite à la collision entre les grains de levure sont prises en compte à l'aide de l'approche DEM souple (Soft-DEM). En effet, lors de la modélisation de la collision des particules, les particules peuvent légèrement se chevaucher, chevauchement qui représente une légère déformation des particules [6, 159, 169]. Plusieurs articles [169, 187, 188] donnent d'amples détails concernant ces deux méthodes, DEM et CFD. Néanmoins, une brève description des méthodes utilisées est présentée avant d'introduire les cas étudiés.

Equation gouvernant la phase solide (DEM)

La DEM, méthode Lagrangienne introduite par Cundall et Strack [170], est utilisée afin de simuler le mouvement de chaque particule individuellement en résolvant la deuxième loi de Newton. Le mouvement de translation et de rotation d'une particule i de rayon r_i est donc décrit de la manière suivante [6, 159, 172] :

Mouvement de translation :

$$m_i \frac{d\boldsymbol{v}_i}{dt} = \sum_{j=1, j\neq i}^{N} \boldsymbol{f}_{c,ij} + \sum_{k=1, k\neq i}^{N} \boldsymbol{f}_{n,ik} + \boldsymbol{f}_{pf,i} + \boldsymbol{f}_{g,i} \tag{8.1}$$

Mouvement de rotation :

$$I_i \frac{d\boldsymbol{\omega}_i}{dt} = \sum_{j=1, j\neq i}^{N} (\boldsymbol{M}_{t,ij} + \boldsymbol{M}_{r,ij}) \tag{8.2}$$

où $\boldsymbol{v}_i$ et $\boldsymbol{\omega}_i$ sont respectivement les vitesses de translation et angulaire de la particule i, m_i est la masse de la particule i, I_i est le moment d'inertie de la particule i, N est le nombre de particules, $\boldsymbol{f}_{c,ij}$ est la force de contact entre la particule i et la particule avoisinante j, $\boldsymbol{f}_{n,ik}$ est la force de non-contact agissant sur la particule i par la particule k, $\boldsymbol{f}_{pf,i}$ est les forces d'interaction particule-fluide sur la particule i, $\boldsymbol{f}_{g,i}$ est la force gravitationnelle sur la particule i et $\boldsymbol{M}_{t,ij}$ et $\boldsymbol{M}_{r,ij}$ sont respectivement les couples tangentiel et de friction de roulement agissant sur les particules i et j.

Les forces de non-contact $\boldsymbol{f}_{n,ik}$, telles que les forces électrostatiques, de van der Waals ou encore cohésives, ne sont pas prises en compte dans cette étude. Les forces de contact entre les particules $\boldsymbol{f}_{c,ij}$ sont décomposées en composante normale et tangentielle : $\boldsymbol{f}_{cn,ij}$ et $\boldsymbol{f}_{ct,ij}$. Afin de calculer ces forces, plusieurs modèles peuvent être employés [6, 176, 296]. Elles sont couramment calculées à partir d'un modèle viscoélastique, représenté par un ensemble ressort–amortisseur. Les forces de contact normales et tangentielles sont chacune constituées d'une force élastique (ressort) et d'une force dissipative (amortisseur) [159, 172]. Les forces de contact sont donc données par :

$$\boldsymbol{f}_{c,ij} = \boldsymbol{f}_{cn,ij} + \boldsymbol{f}_{ct,ij} = (k_n\, \boldsymbol{\delta}_{n,ij} - c_n\, \boldsymbol{v}_{n,ij}) + (k_t\, \boldsymbol{\delta}_{t,ij} - c_t\, \boldsymbol{v}_{t,ij}) \tag{8.3}$$

où k_n et k_t sont les coefficients de raideur normale et tangentielle, c_n et c_t sont les coefficients d'amortissement viscoélastique normal et tangentiel, $\boldsymbol{\delta}_{n,ij}$ et $\boldsymbol{\delta}_{t,ij}$ sont les chevauchements normal et tangentiel entre les particules i et j et $\boldsymbol{v}_{n,ij}$ et $\boldsymbol{v}_{t,ij}$ sont les composantes normale et tangentielle de la vitesse relative entre ces particules. Plus le chevauchement entre les particules est important plus la force répulsive entre les particules sera élevée (voir Fig. 2.6). Le modèle de Hertz, couramment employé, est utilisé dans cette étude. Les équations utilisées dans la formulation de la force de contact dans le cadre du modèle de Hertz sont présentées au Tableau 8.1. Les coefficients de raideur et d'amortissement viscoélastique sont fixés à partir des propriétés des matériaux telles que le module de cisaillement (G), le ratio de Poisson (ν), le coefficient de restitution (e_r) et le module de Young (Υ). D'après la loi de Coulomb du frottement, la force tangentielle est limitée selon l'équation suivante : $\boldsymbol{f}_{ct,ij} \leq \mu_f \boldsymbol{f}_{cn,ij}$ où μ_f

est le coefficient de friction.

Tableau 8.1 Equations DEM.

Paramètre	**Symbole**	**Définition**
Coefficient de raideur normale	k_n	$\frac{4}{3}\Upsilon^*\sqrt{r^*\delta_n}$
Coefficient d'amortissement viscoélastique normal	c_n	$-\sqrt{5}\frac{\ln e_r}{\sqrt{\ln^2 e_r+\pi^2}}\sqrt{k_n m^*} \geqslant 0$
Coefficient de raideur tangentielle	k_t	$8G^*\sqrt{r^*\delta_n}$
Coefficient d'amortissement viscoélastique tangentiel	c_t	$-\sqrt{\frac{5}{6}}\frac{\ln e_r}{\sqrt{\ln^2 (e_r)+\pi^2}}\sqrt{k_t m^*} \geqslant 0$
Module de Young équivalent	$\frac{1}{\Upsilon^*}$	$\frac{1-\nu_i^2}{\Upsilon_i}+\frac{1-\nu_j^2}{\Upsilon_j}$
Module de cisaillement équivalent	$\frac{1}{G^*}$	$\frac{2(2-\nu_i)(1+\nu_i)}{\Upsilon_i}+\frac{2(2-\nu_j)(1+\nu_j)}{\Upsilon_j}$
Rayon équivalent	$\frac{1}{r^*}$	$\frac{1}{r_i}+\frac{1}{r_j}$
Masse équivalente	$\frac{1}{m^*}$	$\frac{1}{m_i}+\frac{1}{m_j}$

Equation gouvernant la phase gazeuse (CFD)

Les équations de Navier-Stokes moyennées volumiquement (VANS), sur base de la formulation du modèle A, sont employées pour décrire l'écoulement de la phase gazeuse [186]. Les équations de continuité (Eq. (8.4)) et de la conservation de la quantité de mouvement (Eq. (8.5)) considérant la fraction volumique de fluide ε dans la grille de calcul décrivent la phase gazeuse.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\rho_f) + \nabla.(\varepsilon\rho_f\mathbf{u}) = 0 \tag{8.4}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\varepsilon\rho_f\mathbf{u}) + \nabla.(\varepsilon\rho_f\mathbf{u}\mathbf{u}) = -\varepsilon\nabla p + \nabla.(\varepsilon\tau) + \varepsilon\rho_f\mathbf{g} - \mathbf{E}_{pf} \tag{8.5}$$

où ρ_f, τ, $\mathbf{u}$, p et $\mathbf{E}_{pf}$ sont respectivement la masse volumique du fluide, le tenseur de contraintes visqueuses, la vitesse du fluide, la pression et la quantité de mouvement échangée entre le fluide et la phase solide. $\mathbf{E}_{pf}$ est déterminé de la façon suivante :

$$\mathbf{E}_{pf} = \frac{1}{\Delta V}\sum_{j=1,j\neq i}^{N}(\boldsymbol{f}_{pf,i} - \boldsymbol{f}_{\nabla p,i} - \boldsymbol{f}_{\nabla\cdot\tau,i}) \tag{8.6}$$

où $\boldsymbol{f}_{pf,i}$ correspond aux forces hydrodynamiques dues à l'écoulement du fluide autour de particule i. Des forces telles que la force d'Archimède ($\boldsymbol{f}_{Ar,i}$), de Basset ($\boldsymbol{f}_{B,i}$), de trainée ($\boldsymbol{f}_{d,i}$), de portance (les forces de Saffman ($\boldsymbol{f}_{Saff,i}$) et de Magus ($\boldsymbol{f}_{Mag,i}$)), de gradient de pression ($\boldsymbol{f}_{\nabla p,i}$), de masse virtuelle ($\boldsymbol{f}_{vm,i}$) ou visqueuse ($\boldsymbol{f}_{\nabla\cdot\tau,i}$) peuvent influencer la vitesse et la position des particules [188]. En fonction des conditions, certaines de ces forces peuvent être négligées. Dans le cas du système étudié, nous prenons $\boldsymbol{f}_{pf,i} = \boldsymbol{f}_{d,i} + \boldsymbol{f}_{\nabla\cdot\tau,i} + \boldsymbol{f}_{\nabla p,i}$. La force de portance (les forces de Saffman et de Magus), la force de masse virtuelle, la force de Basset ainsi que la poussée d'Archimède sont négligeables lorsque la densité du fluide est petite par rapport à celle du solide [297]. De nombreuses relations existent pour déterminer le coefficient de trainée. De plus amples détails et des comparaisons des modèles de trainées sont présentés dans divers articles [159, 188, 298–300]. Dans le cadre de cette recherche, la relation de Di Felice [301], utilisée avec succès pour la fluidisation [302], est employée. Les expressions utilisées pour déterminer les forces d'interaction solide-fluide sont présentées au Tableau 8.2, où d_p est le diamètre de la particule, C_d est le coefficient de trainée et Re_p est le nombre de Reynolds particulaire.

Tableau 8.2 Expressions pour les forces d'interaction particule-fluide.

Force	**Symbole**	**Définition**
Gradient de pression	$\boldsymbol{f}_{\nabla p,i}$	$-\nabla p * \frac{\pi}{6} d_p^3$
Force visqueuse	$\boldsymbol{f}_{\nabla\cdot\tau,i}$	$-\nabla\tau * \frac{\pi}{6} d_p^3$
Force de trainée – Di Felice [301]	$\boldsymbol{f}_{d,i}$	$\frac{1}{8}\pi d_p^2 \rho_f C_d \lvert\boldsymbol{u}-\boldsymbol{v}_i\rvert(\boldsymbol{u}-\boldsymbol{v}_i)\varepsilon_i^{2-x}$
		$C_d = \left(0.63 + \frac{4.8}{\sqrt{\mathrm{Re_p}}}\right)^2$
		$x = 3.7 - 0.65\exp\left(-\frac{(1.5-\log \mathrm{Re_p})^2}{2}\right)$
		$\mathrm{Re_p} = \frac{\varepsilon_\mathrm{i}\rho_\mathrm{f}\lvert\mathrm{u}-\mathrm{v_i}\rvert\mathrm{d_p}}{\mu}$

De manière générale, le modèle CFD–DEM introduit par Blais et al. [303, 304] a été employé dans le cadre de cette recherche. La méthode de calcul PISO ("Pressure Implcit with Splitting of Operators") [305] adaptée pour la résolution des équations de Navier-Stokes moyennées volumiquement (et vérifiée au moyen de la méthode des solutions manufacturées par Blais et Bertrand [306]) a donc été utilisée.

Mise en mouvement du tuyau central

Le tuyau central d'un séchoir rotatif aéré ayant un mouvement oscillatoire (voir Fig. 8.1), une condition aux frontières en mouvement doit être considérée. Il existe plusieurs méthodes pour prendre en compte ce mouvement des conditions aux frontières [307,308]. La méthode de frontière immergée semi-implicite, développée par Blais et al. [307], est utilisée pour prendre en considération l'oscillation du tuyau central afin d'éviter de mettre en mouvement l'ensemble du maillage. Cette méthode a été intégrée dans le schéma PISO en ajoutant un terme au sein de l'équation de la conservation de la quantité de mouvement imposant le vitesse du corps rigide. Un raffinement local du maillage a été réalisé au niveau du tuyau central et du volume balayé par les mini-tuyaux. Cette méthode a déjà été utilisée avec succès pour décrire l'écoulement solide-liquide dans les opérations de mélange [304, 309].

Couplage CFD–DEM

Le programme employé est le logiciel CFDEM®COUPLING [191] qui combine LIGGGHTS [171, 172] pour résoudre les équations décrivant la phase solide et OpenFOAM [310] pour la phase fluide. Les deux modèles, LIGGGHTS et OpenFoam, opèrent de manière indépendante et sont couplés à intervalle régulier.

La position et la vitesse de chaque particule sont obtenues à l'aide de la DEM. Pour chaque particule, la maille associée sur le maillage CFD est déterminée. Ces données sont ensuite utilisées pour évaluer la porosité et $\mathbf{E}_{pf}$ moyenné. En effet, la force de trainée calculée pour les particules au sein d'une maille est moyennée pour calculer la force d'interaction particule-fluide à l'échelle d'une maille [303]. Ensuite, à l'aide de la CFD, l'écoulement gazeux et les forces d'interaction sont calculés et envoyé au solveur LIGGGHTS.

8.2.2 Situations investiguées

Description du système

Le séchoir rotatif aéré envisagé est inspiré du séchoir employé par Arruda et al. [28, 29], avec modifications. Il se compose d'un cylindre central de 0.14 m de diamètre dans lequel l'air de séchage est introduit et sur lequel une série de petits tuyaux, nommés mini-tuyaux, permet à l'air d'atteindre les particules solides (Figure 8.1). Les particules solides sont des grains de levure de diamètre d_p. La hauteur, au repos, du lit des grains de levure dépend du nombre de particules, de d_p et de la porosité du lit. Les coûts de calcul étant importants pour les simulations CFD–DEM, une simplification de la géométrie a été réalisée. Etant donné le ca-

ractère symétrique du séchoir, un seul mini-tuyau est considéré (voir encadré en pointillé à la Fig. 8.1 et la Fig. 8.2). Le tuyau central oscille autour de l'axe entrée-sortie (l'axe y) avec une amplitude de 20°. L'angle entre la position du mini-tuyau et sa position centrale est décrit par l'angle θ. Les dimensions d'un élément du séchoir rotatif investigué sont présentées au sein du Tableau 8.3.

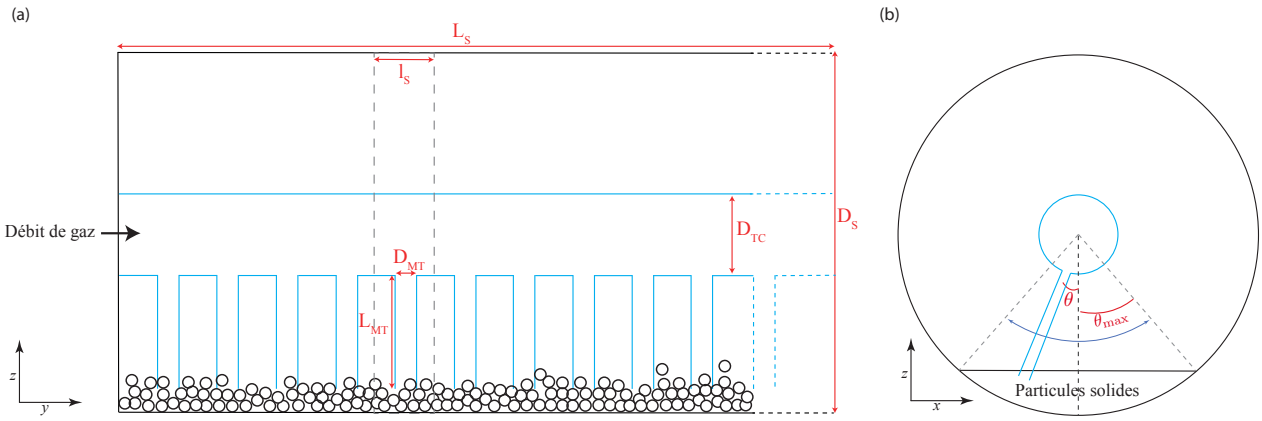


Figure 8.1 Représentation schématique du séchoir rotatif. (a) Vue de profil, (b) Vue de face. La zone encadrée correspond à la zone considérée pour les simulations CFD–DEM.

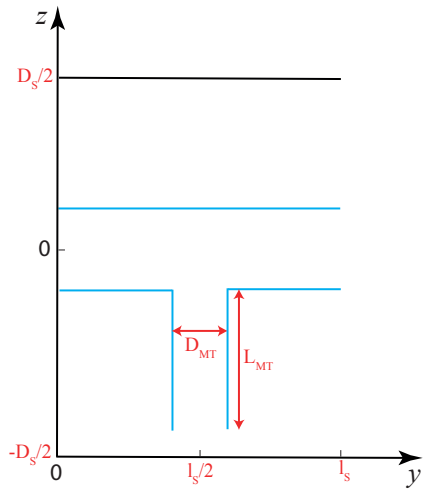


Figure 8.2 Représentation schématique de l'élément considéré pour les simulations CFD-DEM.

Tableau 8.3 Dimension du séchoir rotatif aéré.

	Symbole	**Dimension**
Diamètre du séchoir (m)	D_s	0.3
Diamètre du tuyau central (m)	D_{tc}	0.14
Diamètre des mini-tuyaux (m)	D_{mt}	0.014
Longueur de l'élément étudié (m)	l_s	0.075
Longueur du mini-tuyaux (m)	L_{mt}	0.07

Configuration des simulations

Pour résoudre les équations décrivant les écoulements particulaires et gazeux présentés à la section 8.2.1, des paramètres de la DEM et de la CFD doivent être déterminés. Les paramètres utilisés pour les simulations sont repris au Tableau 8.4. Les propriétés mécaniques des grains de levure sont supposées équivalentes à celles moyennes des matériaux agricoles [311]. La viscosité cinématique de l'air est fixée à 1.5*10^{-5} m^2/s. Nous appliquons une pression fixe (nulle) à la sortie du système et une vitesse fixe de 0.2 m/s à l'entrée du tuyau central, sans condition de glissement au niveau des parois du séchoir. En fixant une vitesse à l'entrée du tuyau central de 0.2 m/s, une vitesse de 20 m/s dans le mini-tuyau, vitesse couramment rencontrée dans ce type de séchoir [152], est donc attendue. Néanmoins, la vitesse de l'air dans le mini-tuyau est d'environ 12 m/s au lieu des 20 m/s prévu. L'interface entre l'air de séchage et la frontière immergée n'est pas représentée de manière continue. Dès lors, des fuites numériques d'air à travers la frontière immergée, principalement au niveau du tuyau central, sont constatées. Cependant, l'air s'échappant du tuyau central au niveau de la frontière immergée, au lieu de se déplacer au sein du mini-tuyau, se répartit loin des particules et n'influence donc pas de manière significative l'écoulement solide. La vitesse considérée dans cette étude est donc celle obtenue dans le mini–tuyau et non celle imposée à l'entrée du système. Des modifications devront être apportées pour résoudre cette problématique. Cette limitation est discutée à la section 8.4.

Le maillage généré pour la résolution de la partie CFD est un maillage hexahédral avec un raffinement local au niveau du tuyau central et du volume balayé par le mini-tuyau, contenant environ 650 000 mailles. La stabilité de la simulation a été assurée [187, 303]. Le pas de temps DEM est en dessous de 20% du temps caractéristique de Rayleigh. Ce dernier est donné par : $t_{RA} = \pi d_p/2\sqrt{\rho_s/G}(1/(0,1631\nu + 0,8766))$. Par ailleurs, pour la partie CFD, le nombre de Courant-Friedrichs-Lewy est inférieur à 1 pour toutes les simulations investiguées. Les simulations ont été réalisées sur les clusters de Calcul Canada. Le domaine a été décomposé sur 48 processeurs. A partir des paramètres considérés, les résultats de simulation ont

été obtenus en environ 1 semaine.

Tableau 8.4 Paramètres CFD-DEM.

Propriétés	**Symbole**	**Valeurs**
Coefficient de friction (-)	μ_f	0.2
Coefficient de friction en roulement (-)	μ_r	0.2
Coefficient de restitution (-)	e_r	0.5
Module de Young (Pa)	Υ	$5 * 10^6$
Ratio de poisson (-)	ν	0.3
Pas de temps CFD (s)	Δt_{CFD}	$5 * 10^{-5}$
Pas de temps DEM (s)	Δt_{DEM}	$5 * 10^{-6}$

Cette étude exploratoire est divisée en deux parties. Premièrement, la dynamique de particules (distribution des particules, mise en suspension, fréquence de cette dernière) au sein d'un séchoir rotatif aéré est analysée. Pour ce faire, nous considérons des grains de levure de 0.7 mm de diamètre, tels qu'utilisés par Spreutels et al. [43], ayant une masse volumique de 1065 kg/m^3. Nous utilisons 300000 particules pour les simulations, ce qui correspond à un taux de remplissage du séchoir d'environ 2.5%. La sortie d'air des mini-tuyaux se situe au sein du lit de particules. Dans le cadre de cette recherche exploratoire, les grains de levure présentent les mêmes dimensions et ne varient pas au cours d'une simulation. Deux vitesses de rotation du cylindre central ont été considérées : 18 et 6°/s (S1–S2).

Deuxièmement, la différence de comportement des particules et de leur distribution entre le début et la fin du séchage est examinée à une vitesse de rotation de 18°/s. En effet, le Chapitre 4 et Spreutels et al. [43] mettent en évidence que le diamètre des grains de levure est réduit d'environ 25% entre le début et la fin du séchage tandis que la masse des grains diminue d'environ 60%. Deux autres situations sont dès lors évaluées avec le même nombre de particules (300000). Dans la situation S3, le rétrécissement matriciel est pris en compte tandis que dans la situation S4 la taille des grains de levure est supposée constante entre le début et la fin du séchage. Pour ces deux cas, la masse des grains de levure est comparable à celle retrouvée en fin de séchage. Les paramètres pour les situations étudiées sont présentés au Tableau 8.5. La comparaison de ces situations permet d'observer l'influence du changement des propriétés physiques des grains de levure pendant le séchage sur l'écoulement solide au sein de ce séchoir.

Tableau 8.5 Situations investiguées.

Situation	**S1**	**S2**	**S3**	**S4**
Diamètre des particules d_p (mm)	0.7	0.7	0.54	0.7
Densité des particules ρ_p (kg/m^3)	1065	1065	759	353
Vitesse de rotation du tuyau central ω_{tc} (°/s)	18	6	18	18

8.3 Résultats et discussion

Dans un premier temps, le comportement des particules ainsi que leur distribution au sein d'un séchoir rotatif aéré est analysé (Situations 1–2). Ensuite, l'influence de la variation des propriétés physiques des grains de levure suite au séchage sur l'écoulement dans ce type de séchoir est investigué (Situations 1, 3 et 4). Pour finir, les limitations du modèle et les modifications ultérieures pouvant être apportées sont discutées. Lors des premiers pas de temps, le système est mis en place et l'écoulement observé n'est pas représentatif des pas de temps suivants. Dès lors, nous nous concentrons sur le deuxième cycle d'oscillation du mini–tuyau. Un cycle correspond à un mouvement oscillatoire complet. Il est à noter qu'à partir du troisième cycle, on constate peu de différences notables.

8.3.1 Dynamique d'écoulements et distribution des particules solides

L'écoulement de grains de levure de 0.7 mm de diamètre dû au flux d'air dans un mini–tuyau subissant une rotation limitée à 20° est observé à la Fig. 8.3. La vitesse de balayage du mini-tuyau est de 18°/s (Situation 1). Pour cette vitesse de rotation et un angle maximal d'oscillation de 20°, le deuxième cycle d'oscillation débute après 4.44 secondes et se termine donc à 8.89 secondes. Cette figure montre que dans ces conditions une pseudo fluidisation du lit de grains de levure a lieu : une fontaine, similaire à celle observable en lit à jet, est constatée. Elle montre également que l'écoulement des particules dépend de leur position dans le séchoir. La mise en suspension des particules par le jet d'air a lieu principalement en $y = l_s/2$, là où le mini-tuyau est positionné (voir Fig. 8.2). En $y = l_s/2$, la distribution des particules en suspension est moins large au centre du séchoir (Fig. 8.3(b)) que sur les extrémités (Fig. 8.3(a) et Fig. 8.3(c)). Il est à noter que, suite au passage du mini-tuyau, le lit déposé de particules se déforme légèrement et ne présente plus une surface plane. Le système observé est comparable, dans une certaine mesure, au lit à jet ou au séchoir à jets d'impact ("impingement jet" en anglais) entrainant une fluidisation des particules [312]. Tous ces systèmes présentent une pseudo-fluidisation et la formation d'une fontaine de particules. Analogiquement à l'étude des jets d'impact, le fluide, ici l'air de séchage, vient heurter la

surface à une vitesse élevée. Ce phénomène induit l'expansion et la fluidisation du lit de particules, ce qui se produit lorsque la vitesse minimale de fluidisation est atteinte. La vitesse minimale de mise en mouvement d'un lit déposé dépend de nombreux paramètres tels que la densité et la taille des particules, la hauteur du lit déposé, la vitesse du fluide mais aussi la géométrie du séchoir [195, 313, 314].

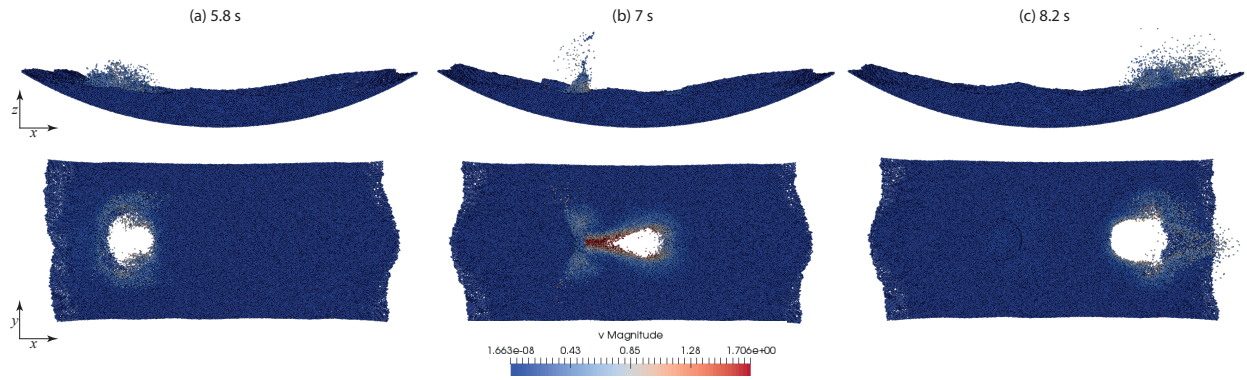


Figure 8.3 Ecoulement des particules lors du passage d'un mini–tuyau à trois instants différents du deuxième cycle d'oscillation : (a) 5.8 s, (b) 7s et (c) 8.2 s. Les particules sont colorées en fonction de leur vitesse.

Le nombre de particules solides en suspension à partir du deuxième cycle d'oscillation est présenté à la Figure 8.4. Plusieurs techniques permettent d'évaluer ce nombre [304]. Dans cette recherche, la technique LSFA se basant sur le mouvement individuel des particules est utilisée [304]. Les particules sont considérées suspendues si elles parcourent une distance Δd dans la direction radiale pendant un temps Δt fixé à 0.4 s. Une distance Δd équivalente à 3, 4 et 5 fois le diamètre a été considérée. Similairement à la Fig. 8.3, le nombre de particules en suspension varie en fonction de la position de ces dernières dans le séchoir. Ce nombre est plus élevé lorsque le tuyau s'approche de sa position centrale. Cette différence notable entre l'écoulement particulaire au centre (en $\theta = 0$) et sur les extrémités (en $\theta = \pm\theta_{\max}$) peut être expliquée par deux phénomènes : la variation de la hauteur de lit en fonction de θ et l'inclinaison du mini-tuyau. La hauteur du lit de particules évoluant en fonction de θ, le nombre de particules est donc plus important lorsque $\theta = 0$ et diminue dès que le mini-tuyau s'écarte de sa position centrale ($\theta \neq 0$). Cependant, lorsque $\theta = 0$, la surface impactée par le jet d'air est plus petite que celle impactée lorsque l'angle d'oscillation est maximal (i.e., 20°). Le champ d'écoulement et la direction d'un jet d'air frappant obliquement une surface sont fortement affectés par l'angle d'impact [315, 316], ce qui peut affecter la force de trainée et donc la mise en suspension des particules. Il est à noter que les minima et maxima se situent respectivement légèrement après $\theta = 0$ et $\theta = \pm\theta_{\max}$. Ce retard peut être dû à

la mise en suspension des particules à l'arrière du passage du mini–tuyau (voir Fig. 8.5). Une tendance similaire est observée pour les trois distances considérées. Pour la suite, nous utilisons $\Delta d = 4 * d_p$. Cette définition du nombre de particules en suspension permet une comparaison qualitative des situations envisagées mais non quantitative.

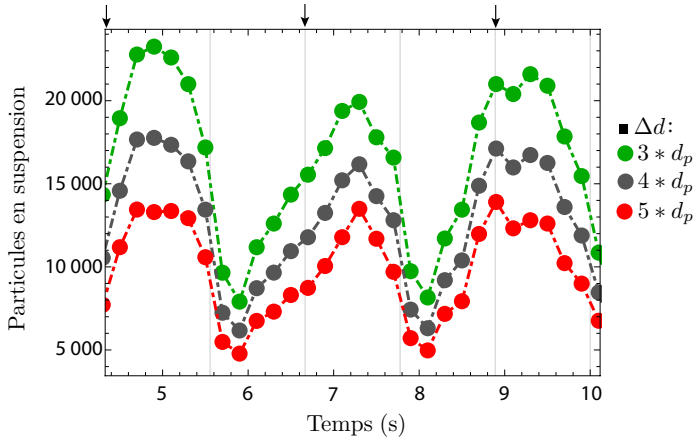


Figure 8.4 Nombre de particules en suspension dans le séchoir rotatif aéré pour trois Δd. Les flèches représentent les temps où le mini-tuyau se situe en position centrale.

Afin d'évaluer la distribution des particules et leurs vitesses au centre du séchoir le long du passage du mini–tuyau, une coupe a été réalisée dans le plan xz en $y = l_s/2$. La Fig. 8.5 présente (a) la porosité, (b) la vitesse des particules solides $\boldsymbol{v}$ et (c) la vitesse relative entre le fluide et les particules $(\boldsymbol{u} - \boldsymbol{v})$ dans ce plan à 8.2 s, à la fin du deuxième cycle d'oscillation. Des courbes de contour de porosité pour 5 iso-valeurs différents (0.45, 0.6, 0.8, 0.9, 0.998) sont également présentes. La vitesse des particules solides est plus élevée lorsque les particules sont en suspension (i.e., porosité $\rightarrow 1$). La vitesse relative particule–fluide est également plus importante là où les particules sont en mouvement (mises en suspension) que dans le lit de particules. En effet, très peu d'air se répand dans le lit déposé. Les échanges de chaleur et de matière par convection entre l'air de séchage et les particules solides auront donc lieu principalement dans la fontaine. L'écoulement d'air se heurte à la surface du séchoir et remonte de manière préférentielle dans le sens opposé du déplacement du mini-tuyau (Fig. 8.5(c)). En effet, en amont du mini-tuyau, il y a un lit dense de particules alors qu'en aval, la porosité du lit est plus élevée, ce qui explique cet écoulement asymétrique. A l'inverse d'un tuyau fixe où les particules sont mises en suspension de chaque coté du mini–tuyau (symétrie observée), les particules sont donc mises en suspension principalement à l'arrière du passage du mini-tuyau.

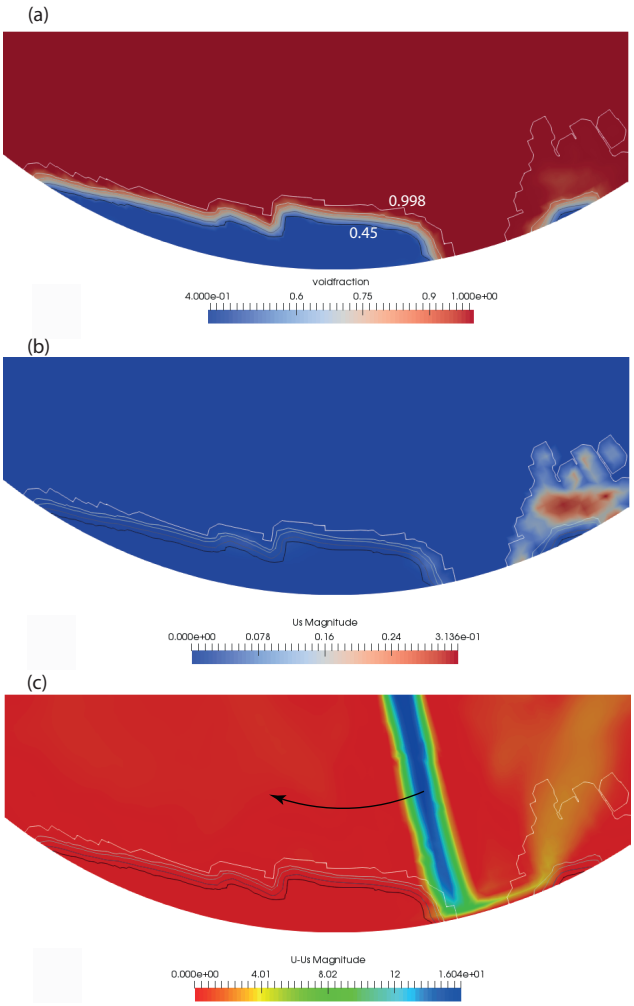


Figure 8.5 (a) Porosité, (b) Vitesse des particules solides et (c) Vitesse relative particule–fluide dans le plan vertical central Oxz (en $y = l_s/2$). Des courbes de contour de porosité pour 5 iso-valeurs différents (0.45, 0.6, 0.8, 0.9, 0.998) sont présentes sur l'ensemble des figures. La flèche correspond au sens de direction du mini–tuyau.

Les résultats montrent que, comme attendu, les grains de levure sont mis en suspension. A partir des résultats des simulations, 2 zones ayant un comportement distinct peuvent être mises en évidence. Le séchage en régime intermittent, avec une zone de séchage actif dans la fontaine et une zone de relaxation dans le lit déposé où le séchage est moins important, est donc bien vérifié dans un séchoir rotatif. Les vitesses relatives fluide–particule dans le lit déposé sont moins importantes et donc le transfert de chaleur et de matière au sein de cette zone sera moins important que dans la fontaine.

8.3.2 Temps de cycle d'une particule

La trajectoire d'une particule pouvant être obtenue à partir du modèle CFD–DEM, l'évolution temporelle de la position radiale de 4 d'entre elles est présentée à la Fig 8.6. L'élévation des particules est distinguable sur cette figure. Comme attendu, le temps de séchage actif s'y déroulant est donc très court (de l'ordre de 0.4 s). Cependant, le temps de cycle t_c, c'est-à-dire le temps entre deux élévations, diffère en fonction de la position des particules. Les particules se situant proche de la position centrale du mini–tuyau (i.e., lorsque $\theta \approx 0$) ont un temps de cycle de l'ordre de 2.2 secondes (Fig. 8.6(a–b)) tandis que ce dernier est doublé pour les particules se situant aux extrémités du lit (i.e., lorsque $\theta \approx \pm\theta_{max}$) (Fig. 8.6(c–d)). Les temps de cycle obtenus sont donc du même ordre de grandeur que ceux obtenus dans des lits à jets. En effet, Spreutels et al. [226] ont obtenu des temps de cycle de l'ordre de quelques secondes pour des billes de verres de 3 mm de diamètre dans un lit à jet et Liu et al. [167] ont déterminé un temps de cycle d'un peu moins d'une seconde pour une particule de dioxide de zirconium de 2 mm de diamètre. Néanmoins, la difficulté rencontrée dans le séchoir rotatif aéré est la variation des paramètres d'intermittence en fonction de θ. Il serait intéressant de vérifier expérimentalement cette variabilité spatiale.

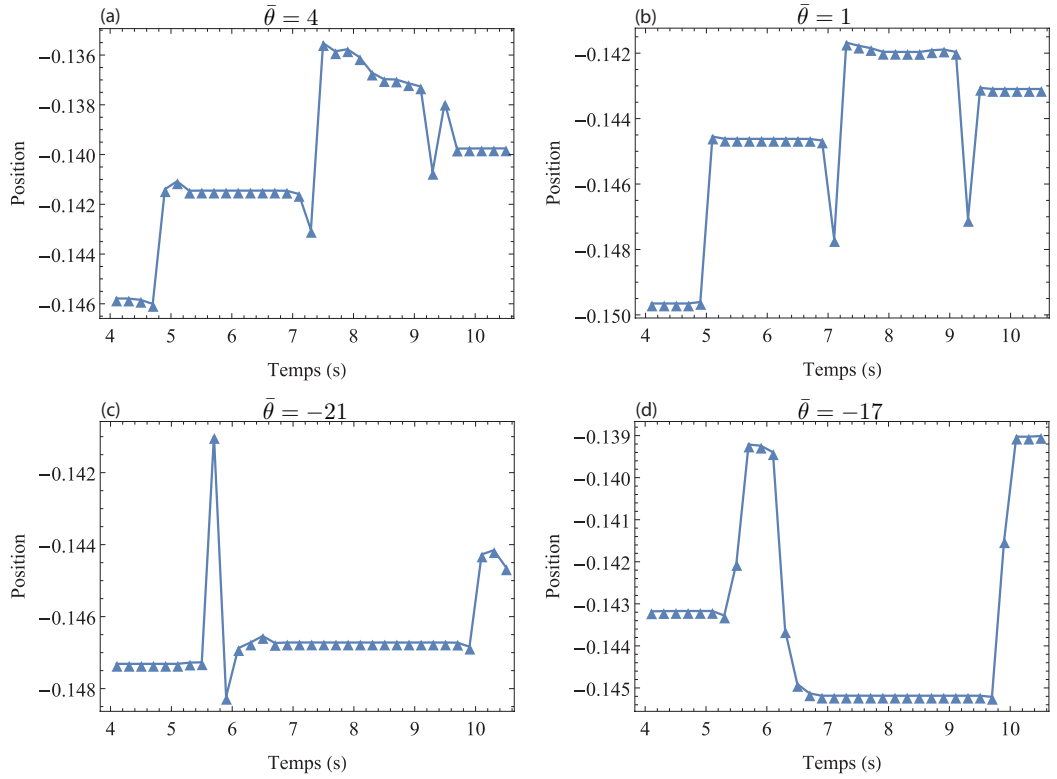


Figure 8.6 Evolution temporelle de la position radiale de 4 particules. $\bar{\theta}$ représente l'angle moyen des positions de la particule.

Pour terminer, une diminution de la vitesse de rotation ne semble pas influencer la dynamique de l'écoulement particulaire. La situation 2 est ressemblante à la situation 1, excepté la vitesse de rotation du mini–tuyau. En effet, pour ces deux situations (18 et 6°/s), la distribution ainsi que le nombre de particules en suspension sont comparables (voir Fig. 8.7). Cependant, les paramètres d'intermittence sont quant à eux fortement modifiés. Le Chapitre 6 met en évidence l'importance de t_c et χ sur la vitesse de séchage ainsi que sur le temps d'opération. Au plus t_c diminue, au plus la vitesse de séchage pendant la période active est élevée ce qui impacte positivement la cinétique de séchage. Il est donc essentiel de bien fixer cette vitesse de rotation.

8.3.3 Influence de la variation des propriétés physiques du solide lors du séchage

Pour compléter cette recherche exploratoire, nous avons regardé la différence entre l'écoulement au début et à la fin du séchage. Pour ce faire, 3 simulations ont été comparées : (i) avec la taille et la densité initiale des grains de levure (S1), (ii) avec une diminution de la taille et de la densité des grains comparable à celles retrouvées en fin de séchage (S3) et (iii) avec une diminution de la seule densité des grains (S4) (voir Tableau 8.5). La Fig. 8.7 montre le nombre moyen de particules en suspension sur un cycle d'oscillation pour l'ensemble des situations envisagées. Les barres d'erreur représentent l'écart-type. Le nombre de particules en suspension est plus élevé en fin de séchage (S3 et S4) qu'au début (S1). Ces résultats sont cohérents avec ceux de la littérature. La force de trainée et le mouvement associé des particules sont affectés par une modification du diamètre et de la densité des particules [167, 195, 317]. Plusieurs recherches ont montré que la diminution de ces deux paramètres entraine une augmentation significative des coefficients de transferts de chaleur des particules et donc de la cinétique de séchage [195, 318]. Le nombre de particules diffère cependant entre les situations 3 et 4, les particules ayant pourtant environ le même poids. Dans un lit à jet, la diminution de la hauteur du lit déposé entraine une diminution de la vitesse minimale de jaillissement (c'est-à-dire de la vitesse minimale pour que le lit se mette en mouvement) [313, 314]. Bien que la hauteur maximale du lit déposé dans la situation 3 soit bien plus petite que celle rencontrée dans la situation 4 (respectivement environ 1 et 2 cm), le nombre de particules en suspension est plus élevé dans la situation 4, c'est-à-dire lorsque le rétrécissement matriciel n'est pas pris en considération. La hauteur du lit déposé semble influencer l'écoulement gazeux et donc l'écoulement solide en découlant. Cette différence entre le lit à jet et le séchoir rotatif aéré montre la pertinence d'une étude plus poussée de l'influence de la hauteur du lit sur l'écoulement gaz-solide.

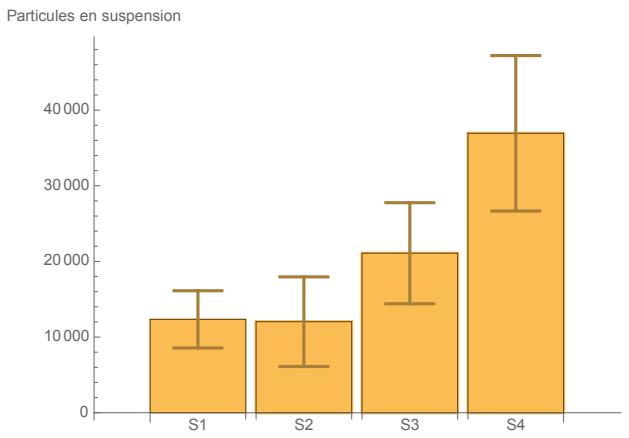


Figure 8.7 Nombre moyen de particules en suspension pour les 4 situations investiguées.

Une capture représentative de l'écoulement des particules solides de 0.54 mm de diamètre et d'une densité de 759 kg/m^3 (S3) dans le séchoir rotatif est présentée à la Fig. 8.8. La diminution de la taille et de la densité des particules solides entraine également une modification de la forme de la fontaine et une augmentation de la surface de particules impactée par le jet d'air. Ces résultats semblent cohérents, la hauteur de la fontaine dans les lits à jet dépend de nombreux paramètres tels que la géométrie du système, la taille et la densité des particules et la vitesse de l'air de séchage [319, 320]. La variation des propriétés physiques du solide, plus particulièrement de la taille et du poids des particules, entraine une variation significative de la dynamique d'écoulement au sein d'un séchoir rotatif. Dès lors, les transferts de chaleur et de matière peuvent varier de manière importante au cours du séchage, ce qui peut entrainer des difficultés dans la modélisation de la cinétique de séchage.

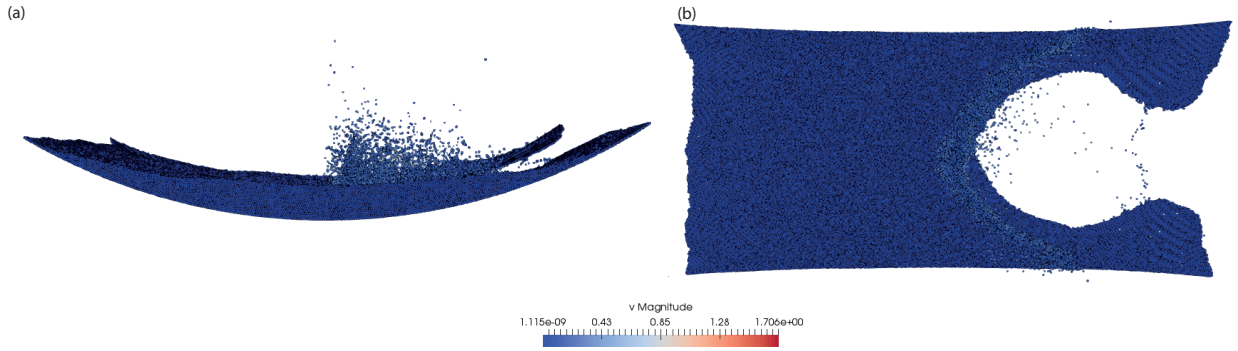


Figure 8.8 Ecoulement des particules solides de 0.54 mm de diamètre et d'une densité de 759 kg/m^3 (Situation 3) lors du deuxième cycle d'oscillation à 8.2 s. (a) Vue de Profil et (b) vue de haut. Les particules sont colorées en fonction de leur vitesse.

8.4 Limitations du modèle et améliorations potentielles

Comme expliqué à la section 8.2.2, le débit d'air dans le mini-tuyau n'est pas celui attendu par rapport à la vitesse imposée à l'entrée du tuyau central. En effet, un inconvénient de la méthode immergée est la difficulté de contraindre la frontière a être hermétique ce qui entraine des fuites numériques. Les fuites au niveau du tuyau central sont nombreuses, ce qui entrainent une diminution importante du débit dans le mini-tuyau. En effet, la vitesse au sein du mini-tuyau, évaluée lorsque le tuyau est fixe pour plus de facilité, est réduite d'environ 40% par rapport à la vitesse attendue. Afin de limiter ces fuites et que l'écoulement de l'air dans le mini-tuyau soit mieux représenté, les mailles de la CFD doivent être suffisamment petites. Cependant, comme on utilise la technique CFD–DEM dite non résolue, les mailles de la CFD doivent être plus grandes que la taille des particules. Il faudrait donc dans un premier temps améliorer cet aspect. Il pourrait être envisagé d'utiliser un maillage plus raffiné pour la CFD et un maillage plus grossier pour évaluer la porosité et la quantité de mouvement échangée entre le fluide et la phase solide [321]. Ces pertes d'air n'influencent pas de manière significative l'écoulement des particules. Dès lors, seule une analyse comparative peut être menée puisque les tendances observées sont supposées valables. Notons aussi que dans le cadre de cette recherche exploratoire les phénomènes d'agglomération n'ont pas été pris en considération. Ils peuvent cependant influencer l'écoulement au sein d'un lit fluidisé [322]. La différence entre l'écoulement au début du séchage, où les forces de cohésion seront plus importantes, et celui à la fin du séchage peut être encore amplifiée. Par ailleurs, les propriétés mécaniques des grains de levure pourraient également être mieux définies, ce sont les propriétés mécaniques moyennes de matériaux agricoles qui ont été utilisées. Il serait intéressant de déterminer précisément celles des grains de levure car Hu et al. [323] ont mis en évidence que les paramètres de collision pouvaient avoir une influence sur différentes caractéristiques hydrodynamiques telles que les profils de vitesse du solide et la hauteur de la fontaine dans les lits à jet.

8.5 Suggestion d'un modèle de cinétique de séchage multi-échelles au sein d'un séchoir rotatif aéré

On souhaite modéliser le séchage de grains sphériques de levure, d'un diamètre d_p, au sein d'un séchoir rotatif aéré. Il est nécessaire alors de déterminer l'évolution du contenu en eau des grains de levure, X, et de leur température, T_p, au cours du temps dans ce type de séchoir. Pour ce faire, une approche multi-échelles est proposée. Le modèle ébauché ci dessous devra être validé avant de pouvoir l'utiliser pour dimensioner des séchoirs rotatifs aérés.

8.5.1 Description du modèle multi-échelles et des hypothèses

Simuler pendant l'ensemble du séchage la dynamique ainsi que la thermique de l'écoulement des particules et de l'air de séchage est envisageable à l'aide de la CFD–DEM [193, 195, 196]. Cependant, bien que cette technique ait déjà été utilisée avec succès, les temps réels simulés étaient généralement inférieurs à 300 secondes. Le temps de séchage des grains de levure étant d'environ 1h30 [226], ces simulations demanderaient des temps de calcul trop importants. Afin de réduire ces temps de calcul, un modèle compartimental multi-échelles est proposé.

Le jet d'air entrainant une mise en suspension des grains de levure (Fig. 8.3), le séchage peut être considéré comme intrinsèquement intermittent. L'évolution du contenu en eau et de la température des particules dépend de l'écoulement des particules au sein du séchoir. A partir de courtes simulations de l'écoulement et des connaissances du dispositif, le séchoir rotatif est divisé horizontalement en deux compartiments afin de considérer les vitesses de séchage propres à chacune des zones (zone de tempérage et de séchage actif). Afin de prendre en compte l'évolution de l'humidité et de la température de l'air dans le parcours du séchoir, le séchoir est divisé verticalement en n volumes de contrôle, chacun ayant donc un volume $\frac{V_s}{n}$. Un volume de contrôle correspond au volume de l'élément étudié dans les simulations CFD-DEM. Dès lors, un seul mini–tuyau y est considéré et l'interaction entre les jets d'air dans les volumes de contrôle adjacents sont négligés. Nous avons donc n volumes de contrôle, chacun divisé en 2 compartiments : une zone active et une zone dite passive.

Une représentation schématique du modèle, plus spécialement le détail d'un volume de contrôle, est présenté à la Figure 8.9. Il est à noter que l'indice i indique le volume de contrôle concerné tandis que l'exposant (1) ou (2) indique le compartiment, zone active et zone passive, respectivement. Pour chaque volume de contrôle, des bilans thermique et massique sur les particules et sur l'air ont été établis. $Q_{2\to1}$ est le débit de particules entrant au sein du compartiment actif, $Q_{1\to2}$ est le débit de particules quittant le compartiment actif et Q' est le débit de particules entre les différents volumes de contrôle. Nous considérons que les particules entrant dans un compartiment ((1) ou (2)) du volume de contrôle S_i en provenance d'un volume de contrôle voisin (S_{i-1} et S_{i+1}) sont issues à la fois du compartiment actif et du compartiment passif. Dès lors, une humidité et une température moyennes sont utilisées pour les particules entrantes en provenance des volumes de contrôle voisins. On suppose également que le débit de particules entrant dans un compartiment est égal au débit de particules sortant de ce compartiment. Dès lors, $Q_{1\to2} = Q_{2\to1} = Q$, $Q'_{i-1\to i} = Q'_{i\to i+1} = Q'_{in\to out}$ et $Q'_{i+1\to i} = Q'_{i\to i-1} = Q'_{out\to in}$. On suppose que $Q'_{out\to in}$ est négligeable.

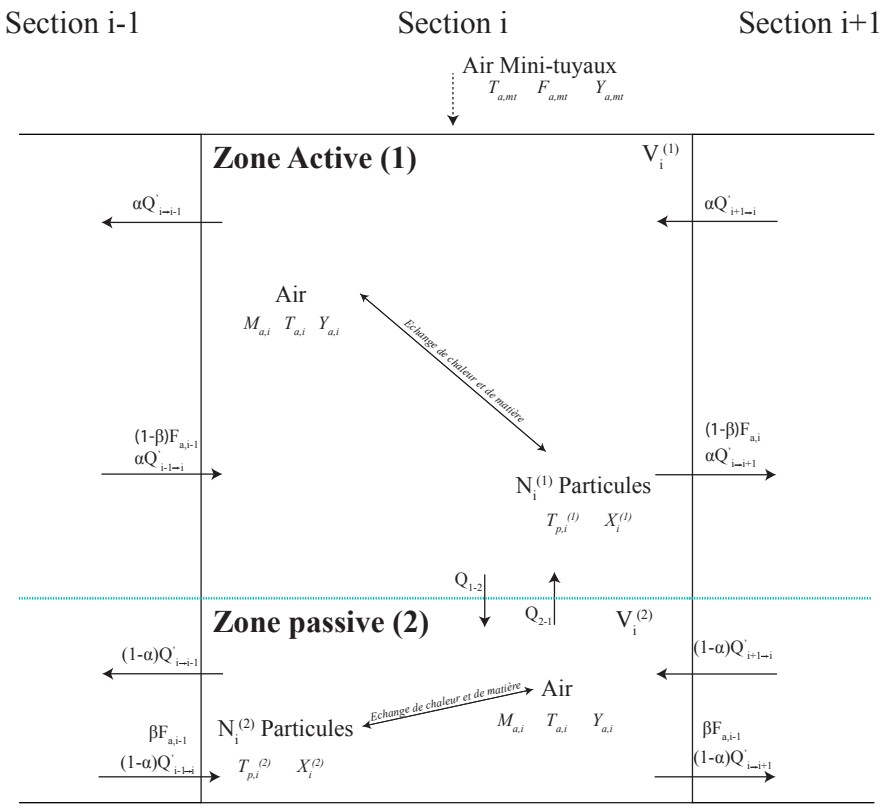


Figure 8.9 Détail du modèle pour un volume de contrôle.

Pour la modélisation de la cinétique de séchage, on suppose que le nombre de particules en suspension est constant lors du séchage. La variation de ce nombre au cours d'un cycle d'oscillation et au cours du séchage n'est donc pas prise en considération. Le rétrécissement matriciel n'est également pas pris en compte. Les grains de levure ont un diamètre de 0.7 mm. Nous supposons que ces grains sont inertes et qu'il n'y a ni d'attrition et ni agglomération de particules. Nous considérons également que les grains de levure ont une température uniforme, mais non constante, T_p (le transitoire d'homogénéisation thermique est négligé [205]). La chaleur spécifique des grains de levure, c_{p_p}, est supposée indépendante de la température dans la gamme des températures rencontrées. Le taux d'évaporation, J, est obtenu à partir du modèle développé dans le Chapitre 4 (sans matériel de support), décrivant la cinétique de séchage de grains de levure en séchage continu [43,220]. Ce modèle est adapté pour le séchage au sein d'un séchoir rotatif aéré. Les échanges de chaleur et de matière dans la zone passive sont négligeables par rapport à ceux dans la zone active. Dès lors, $J^{(2)}$ est considéré nul. Les grains de levure comprennent trois types d'eau, ayant des taux d'évaporation différents [43] : l'eau de type E dont l'extraction est limitée par le transfert de matière en phase gazeuse (interne et externe aux grains), l'eau de type D qui est plus difficilement extraite que l'eau

de type E et l'eau résiduelle qui n'est pas extraite lors du séchage et dont le contenu dépend de l'équilibre thermodynamique entre l'air de séchage et les grains de levure.

$$X = X_e + X_d + X_r \tag{8.7}$$

Pour cette approche, le modèle est simplifié en considérant uniquement 2 types d'eau : l'eau de type E et l'eau résiduelle. Le taux d'évaporation dans la zone active est donc donné par

$$J^{(1)} = aM_w \frac{1}{\frac{1}{k_e} + \frac{1}{k_i}} \left(C_{\text{sat}}(T_p) - C_\infty(T_a)\right) * \mathcal{R}_{\text{td}} \tag{8.8}$$

où $C_{\text{sat}}(T_p)$ est la concentration de saturation de l'eau dans l'air à la température des grains de levure T_p, $C_\infty(T_a)$ est la concentration d'eau dans l'air de séchage à la température de l'air de séchage T_a, M_w est la masse moléculaire de l'eau et k_e et k_i sont respectivement les coefficients de transfert externe et interne. $\mathcal{R}_{\text{td}}$ est le rapport entre la durée d'un séchage continu et la durée effective d'un séchage intermittent correspondant. Ce nombre sans dimension estime donc l'augmentation de la vitesse de séchage des grains dans la zone active suite à leur passage dans la zone passive. En effet, pendant la période de tempérage d'un séchage intermittent, il y a une redistribution de l'humidité dans le grain et la teneur en eau à la surface du grain est ainsi augmentée. Il en résulte une augmentation de la vitesse de séchage lorsque le séchage reprend. Plus d'informations sur ce nombre sans dimension peuvent être trouvées au Chapitre 6. Ce chapitre indique également que pour des grains de levure de 0.7 mm de diamètre, $\mathcal{R}_{\text{td}} \approx 1$.

Le transport de masse interne par diffusion dans les grains de levure est modélisé en se basant sur une approche de coeur humide rétrécissant [43, 44] et est déterminé en appliquant la loi de Fick à un média poreux sphérique :

$$k_i = \frac{\varepsilon_g \mathbb{D}}{\tau_g} \frac{1}{R^2} \left(\frac{1}{\frac{1}{R_h} - \frac{1}{R}} \right) \tag{8.9}$$

où ε_g, τ_g et $\mathbb{D}$, R et R_h sont respectivement la porosité, la tortuosité des grains de levure, le coefficient de diffusion de l'eau dans l'air, le rayon des grains de levure et le rayon du cœur humide. En effet, l'eau de type E est concentrée dans un coeur humide uniforme, entouré d'une zone sèche. Un équilibre gaz-liquide est atteint à l'interface entre le coeur humide et la zone sèche. L'effet Kelvin est négligé [203, 204]. Le coeur humide occupe initialement la

totalité du grain et son rayon diminue au cours du séchage :

$$R_h = R\sqrt[3]{\frac{X_e}{X_{e0}}} \tag{8.10}$$

où X_{e0} est le contenu initial en eau de type E.

8.5.2 Transferts de matière et de chaleur – grains de levure

L'évolution temporelle du contenu en eau ainsi que celle de la température des grains de levure est obtenue à l'aide de bilans de matière et de chaleur sur un volume de contrôle.

Evolution temporelle du contenu en eau des grains de levure

Le contenu en eau, X, des grains de levure peut être obtenu à partir d'un bilan massique pour chacun des deux compartiments. Le bilan d'humidité au sein du compartiment actif est fonction du contenu en eau des particules entrant dans le compartiment à partir de S_{i-1}, S_{i+1} et du compartiment passif, du contenu en eau des particules quittant le compartiment actif de S_i pour le compartiment passif, S_{i-1} et S_{i+1} ainsi que de l'évaporation de l'eau des grains de levure dans le compartiment actif :

$$\begin{aligned}\frac{\partial X_i^{(1)}}{\partial t} =& \frac{Q}{V_{p,i}^{(1)}}\left(X_i^{(2)} - X_i^{(1)}\right) - J^{(1)} \\ &+ \frac{\alpha}{V_{p,i}^{(1)}}\left(Q'_{in\to out}(\bar{X}_{i-1} - X_i^{(1)}) + Q'_{out\to in}(\bar{X}_{i+1} - X_i^{(1)})\right)\end{aligned} \tag{8.11}$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial X_i^{(2)}}{\partial t} =& \frac{Q}{V_{p,i}^{(2)}}\left(X_i^{(1)} - X_i^{(2)}\right) - J^{(2)} \\ &+ \frac{(1-\alpha)}{V_{p,i}^{(2)}}\left(Q'_{in\to out}(\bar{X}_{i-1} - X_i^{(2)}) + Q'_{out\to in}(\bar{X}_{i+1} - X_i^{(2)})\right)\end{aligned} \tag{8.12}$$

où Q et V_p sont respectivement le débit des grains de levure entre les compartiments et le volume de grains de levure dans les compartiments. Sachant que α est le ratio entre le nombre de grains de levure dans le compartiment actif sur le nombre total de grains de levure dans le volume de contrôle, $\bar{X}_i = \alpha X_i^{(1)} + (1-\alpha)X_i^{(2)}$.

Evolution temporelle de la température des grains de levure

La température des particules au sein d'un compartiment dépend de la température des particules entrant et de celles quittant ce compartiment, du transfert de chaleur entre l'air et les particules et de la chaleur latente d'évaporation de l'eau.

$$\begin{aligned} M_{s,i}\, c_{p_p} \frac{\partial T_{p,i}^{(1)}}{\partial t} &= c_{p_p} Q \left(T_{p,i}^{(2)} - T_{p,i}^{(1)}\right) - J^{(1)} \mathcal{L} M_{s,i}^{(1)} + h^{(1)} A_i^{(1)} \left(T_{a,i} - T_{p,i}^{(1)}\right) \\ &\quad + \alpha c_{p_p} \left(Q'_{in\to out}(\bar{T}_{p,i-1} - T_{p,i}^{(1)}) + Q'_{out\to in}(\bar{T}_{p,i+1} - T_{p,i}^{(1)})\right) \end{aligned} \tag{8.13}$$

$$\begin{aligned} M_{s,i}\, c_{p_p} \frac{\partial T_{p,i}^{(2)}}{\partial t} &= c_{p_p} Q \left(T_{p,i}^{(1)} - T_{p,i}^{(2)}\right) - J^{(2)} \mathcal{L} M_{s,i}^{(2)} + h^{(2)} A_i^{(2)} \left(T_{a,i} - T_{p,i}^{(2)}\right) \\ &\quad + (1-\alpha) c_{p_p} \left(Q'_{in\to out}(\bar{T}_{p,i-1} - T_{p,i}^{(2)}) + Q'_{out\to in}(\bar{T}_{p,i+1} - T_{p,i}^{(2)})\right) \end{aligned} \tag{8.14}$$

où M_s est la masse de levure sèche, $\mathcal{L}$ est la chaleur latente de vaporisation, h est le coefficient de transfert de chaleur, A est la surface des particules. M_s et A sont fonction du nombre de particules au sein de chaque compartiment, N_i.

8.5.3 Transferts de matière et de chaleur – air de séchage

Afin de déterminer l'évolution temporelle de X et de T_p, il est nécessaire de déterminer l'évolution de l'humidité et de la température de l'air au sein du séchoir. Pour ce faire, nous considérons que l'humidité et la température de l'air de séchage sont comparables dans les deux compartiments d'un volume de contrôle du séchoir. De plus, nous considérons que la distribution d'air par les mini-tuyaux est homogène. Il est à noter que Silvero et al. [152] ont mis en évidence que la distribution de l'air par les mini-tuyaux n'était pas toujours homogène et ce principalement dans le cas de mini-tuyaux possédant un diamètre élevé.

Evolution temporelle de l'humidité de l'air

L'humidité de l'air dans la section est influencée par l'humidité de l'air arrivant par les mini-tuyaux. La variation de l'humidité de l'air au sein d'un volume de contrôle S_i est donc déterminée par l'humidité de l'air entrant provenant de S_{i-1} et des mini-tuyaux, de l'humidité de l'air sortant vers S_{i+1} et de la quantité d'eau évaporée par les particules.

$$M_{a,i} \frac{\partial Y_i}{\partial t} = F_{a,i-1} Y_{i-1} - F_{a,i} Y_i + \bar{J} M_{s,i} + F_{a,mt} Y_{mt} \tag{8.15}$$

Où F_a est le débit d'air, Y l'humidité de l'air et M_a la masse d'air. L'indice mt indique les propriétés de l'air provenant du mini-tuyaux. Le débit d'air entrant dans le volume de contrôle dépend du nombre de mini-tuyaux dans les volumes de contrôle précédents ainsi que du débit de gaz entrant dans le système.

Evolution temporelle de la température de l'air

Le bilan enthalpique de l'air à l'intérieur d'un volume de contrôle S_i dépend de l'enthalpie de l'air entrant dans S_i depuis S_{i-1}, de l'enthalpie de l'air sortant depuis S_i vers S_{i+1}, du transfert de chaleur entre l'air et les particules et de la chaleur nécessaire pour produire de la vapeur.

$$M_{a,i}c_{p_a}\frac{\partial T_{a,i}}{\partial t} = F_{a,i-1}c_{p_a}T_{a,i-1} - F_{a,i}c_{p_a}T_{a,i} + \bar{J}\mathcal{L}M_{s,i} - hA_i\left(T_{a,i} - \bar{T}_{p,i}\right) + F_{a,mt}c_{p_a}T_{a,mt} \quad (8.16)$$

Où T_a est la température de l'air de séchage, c_{p_a} est la chaleur spécifique de l'air.

8.5.4 Détermination des paramètres

Afin de résoudre les équations décrivant la cinétique de séchage (Eqs. (8.11)–(8.16)), plusieurs paramètres doivent être déterminés. Une partie de ces paramètres peut être évaluée rapidement à partir de valeurs mesurées ou de corrélations : la porosité ε_g et la tortuosité τ_g des grains de levure, le contenu en eau résiduel X_r, le nombre de particules dans un volume de contrôle N_i, les coefficients de transfert de masse externe k_e et de chaleur h. Il y a également les paramètres opératoires : la température de l'air $T_{a,mt}$, son humidité Y_{mt}, le débit d'air $F_{a,mt}$ et le débit de particules sortant du séchoir $Q'_{in\to out}$. Pour terminer, il y a les paramètres qui dépendent de l'écoulement des grains de levure au sein du séchoir et qui peuvent être déterminés à l'aide des simulations CFD–DEM : le ratio entre le nombre de grains de levure dans le compartiment actif (en suspension) et le nombre total de grains de levure dans le volume de contrôle α ainsi que le débit de particules entre le compartiment actif et le compartiment passif Q.

Premièrement, ε_g et τ_g, les paramètres concernant le transfert interne du produit, ont été déterminés dans deux études précédentes investiguant le séchage convectif de grains de levure [43, 220]. Les valeurs employées dans ces études sont utilisées : $\varepsilon_g = 0.58$ et $\tau_g = 4.45$. Le contenu en eau résiduel est lié à l'humidité de l'air de séchage entrant :

$$X_r = \gamma\frac{Y_{mt}}{Y_{\text{sat}}(T_{a,mt})} \quad (8.17)$$

où γ est une constante caractérisant l'équilibre entre le grain et l'air humide et $Y_{\text{sat}}(T_{a,mt})$ est l'humidité de saturation de l'air de séchage. γ a une valeur de 0.7 comme identifié au Chapitre 4.

Le nombre de particules dans un volume de contrôle N_i peut être déterminé en fonction du taux de remplissage du séchoir β, du volume de cet élément V_i, de la porosité du lit ε_b et du volume d'un grain de levure V_g : $N_i = \beta * V_i * (1 - \varepsilon_b)/V_g$. La porosité du lit déposé est considérée égale à 0.45 (Fig. 8.5), les dimensions du séchoir sont celles reprises au Tableau 8.3 et β est un paramètre opératoire.

Les transferts de masse et de chaleur externe dépendent de l'écoulement des particules au sein du séchoir rotatif aéré. Pour rappel, les échanges de chaleur et de matière dans la zone passive sont supposés négligeables par rapport à ceux dans la zone active. Dès lors, seuls les coefficients pour la zone active doivent être fixés. Le coefficient de transfert de masse externe est déterminé à partir d'une corrélation proposée par Clift et al. [209] reliant le nombre de Sherwood (Sh) autour d'une sphère au nombre de Reynolds (Re) et au nombre de Schmidt (Sc). Cette relation est valable pour des nombres de Reynolds compris entre 10 et 400 et des nombres de Sc compris entre 0.25 et 100.

$$\mathrm{Sh} = \frac{\mathrm{k_e 2R}}{\mathbb{D}} = \left(1 + \left(\left(1 + \frac{1}{\mathrm{ReSc}}\right)^{\frac{1}{3}} \mathrm{Re}^{0.41}\right) \mathrm{Sc}^{\frac{1}{3}}\right) \tag{8.18}$$

où Re and Sc sont définis de la manière suivante :

$$\mathrm{Re} = \frac{\mathrm{v_r 2R}\rho}{\mu} \tag{8.19}$$

$$\mathrm{Sc} = \frac{\mu}{\mathbb{D}\rho} \tag{8.20}$$

où v_r, ρ et μ sont la vitesse relative particule–fluide, la masse volumique et la viscosité dynamique de l'air de séchage. La vitesse relative particule–fluide peut-être déterminée à l'aide des simulations. La corrélation proposée n'est valable que pour des particules isolées. La Fig. 8.3 met cependant en exergue que les particules en suspension sont entourées par quelques particules avoisinantes qui peuvent influencer les transferts de chaleur et de matière. Il serait donc pertinent par la suite de recourir à une corrélation considérant la porosité dans la zone active.

Le coefficient de transfert de chaleur h est déterminé à partir d'une relation équivalente à l'équation (8.18) où le nombre de Nusselt (Nu) associé à l'échange de chaleur entre les particules solides et l'air environnant remplace le nombre de Sherwood et où le nombre de Prandlt (Pr) de l'air se substitue au nombre de Schmidt. Les nombres de Nusselt et de Prandlt

sont donnés par :

$$\mathrm{Nu} = \frac{\mathrm{h2R}}{\lambda} \tag{8.21}$$

$$\mathrm{Pr} = \frac{\mu}{\kappa\rho} \tag{8.22}$$

où λ et κ sont respectivement la conductivité et la diffusivité thermique de l'air de séchage.

8.5.5 Analyse de sensibilité

Une analyse de sensibilité est menée afin d'identifier les facteurs influençant de manière importante les sorties du modèle compartimental multi-échelles. Pour ce faire, un plan fractionnaire à 2 niveaux, 2^{n-q}, a été utilisé. Ce plan permet d'étudier n facteurs mais dont le plan factoriel complet est divisé par 2^q. Les paramètres d'opération ainsi que les paramètres pouvant être déterminés à l'aide des simulations CFD–DEM ont été considérés et sont repris au Tableau 8.6. Le contenu en eau initial des grains de levure X_0 a également été pris en compte étant donné sa variabilité. Les valeurs basses et hautes de ces facteurs ont été déterminées à partir de nos connaissances du séchage de grains de levure et des résultats préliminaires obtenus à partir des simulations CFD–DEM réalisées à la Section 8.3. Par exemple, les valeurs choisies pour $T_{a,mt}$ sont les valeurs couramment rencontrées lors du séchage de grains de levure [35, 45, 226] tandis que celles fixées pour F_a correspondent aux vitesses de jet d'approximativement 10 et 40 m/s dans le séchoir présenté à la Figure 8.1. Ces valeurs sont les valeurs courantes lors de l'utilisation d'un séchoir rotatif aéré [152]. Les valeurs pour α sont tirées de la Figure 8.7 qui met en évidence que le nombre de particules en suspension à la fin du séchage peut être trois fois plus important qu'au début.

Tableau 8.6 Facteurs considérés pour l'analyse de sensibilité et leurs valeurs minimale et maximale considérées pour le plan d'expérience.

Paramètres	Valeur min. (-1)	Valeur max. (+1)
Température de l'air de séchage $T_{a,mt}$ (°)	45	60
Humidité de l'air de séchage Y_{mt} (-)	0.006	0.018
Débit de l'air de séchage $F_{a,mt}$ (m^3/s)	0.015	0.065
Humidité initiale des grains de levure X_0 (-)	2.2	2.4
Remplissage β (%)	2	6
Q (% de N_i)	6.5	32.5
$Q'_{in\to out}$ (particules/s)	0	2500
α $(N_i^{(1)}/N_i)(-)$	0.03	0.1
Vitesse relative particule–fluide v_r (m/s)	0.6	2.8

Les sorties du modèle considérées sont le temps d'opération, c'est à dire le temps nécessaire pour passer de X_0 à X_r, et la vitesse de séchage moyennée sur le temps d'opération (J_{mean}). Cette vitesse moyenne de séchage est examinée car il a été mis en évidence par Spreutels et al. [43, 226] que la qualité finale des levures dépendait de la vitesse de séchage. Dès lors, cette analyse nous donne une première indication sur l'importance des facteurs pouvant influencer la cinétique de séchage et la qualité des levures dans un séchoir rotatif aéré. Un plan factoriel fractionnaire 2^{9-3} a été utilisé : 64 essais ont donc été réalisés, ce qui implique que trois effets d'interactions doubles sont confondus. En se basant sur le principe d'hiérarchie des interactions, les interactions d'ordres supérieurs aux interactions doubles peuvent être négligées sans grand risque. Le seuil de signification a été fixé au niveau de signification standard de $p < 0{,}05$. Les données ne suivant pas une distribution normale ont été transformées logarithmiquement afin d'obtenir les meilleurs résultats possibles. Les résidus ont été analysés à l'aide d'observations graphiques et n'ont montré aucun écart important par rapport à l'homoscédasticité ou à la normalité. Le logiciel Statistica version 13 a été utilisé pour mettre en place le plan d'expérience et pour réaliser son analyse [324]. Le plan utilisé ainsi que les résultats obtenus pour chaque essai sont repris au Tableau 8.7.

Le Tableau 8.8 reprend les résultats de l'analyse de la variance. Il indique que la majorité des facteurs affectent significativement le temps d'opération et la vitesse moyenne de séchage. Les propriétés de l'air de séchage (température $T_{a,mt}$, humidité Y_{mt} et débit $F_{a,mt}$), le taux de remplissage du séchoir β, la vitesse relative particule-fluide v_r, le volume de solide dans la zone active α ainsi que le débit solide entre la zone passive et la zone active Q ont une valeur p inférieure au seuil de signification de 5%. De nombreuses interactions doubles sont également significatives telles que l'interaction entre le débit d'air et son humidité ou celle entre le débit d'air et α. Bien que plusieurs interactions doubles soient significatives, aucune d'entre elles ne sont confondues avec d'autres interactions. Les deux variables de réponses, le temps d'opération et J_{mean}, ne sont pas affectées de manière significative ($p > 0.05$) par le débit de particules sortant du séchoir $Q'_{in \to out}$. Pour finir, le contenu initial en eau des grains de levure X_0 ne semble pas influencer le temps d'opération mais il a un effet significatif sur J_{mean}.

Le diagramme de Pareto (Figure 8.10) montre l'importance des facteurs analysés. Pour la lisibilité du diagramme, seuls les effets significatifs sont représentés. Les facteurs les plus influents sont $F_{a,mt}$ et β pour le temps d'opération et α, $F_{a,mt}$ et β pour J_{mean}. En effet, augmenter β de 2 à 6% triple le nombre de particules présentes dans le séchoir et donc rallonge le temps d'opération. A l'inverse, une augmentation du débit d'air augmente la capacité de stockage d'eau et favorise donc le transfert de matière, ce qui entraine une diminution significative du temps d'opération et une augmentation de J_{mean}. Enfin, la vitesse relative

particule-fluide bien que significative est moins influente que les autres facteurs. La vitesse relative particule-fluide permet de déterminer les coefficients de transfert externe (Eq. (8.18)). La résistance au transfert de masse externe à la surface des grains n'est pas forcément le facteur limitant pendant le séchage [226]. En effet, la résistance interne ou la saturation de l'air peuvent l'être. Par ailleurs, l'interaction double la plus influente, après les facteurs $T_{a,mt}$, Y_{mt} et Q dans l'ordre d'importance, est l'interaction entre $F_{a,mt}$ et α. Ceci peut être expliqué de la manière suivante : lorsque le débit d'air a une faible valeur, l'air est proche de la saturation. Dès lors, l'augmentation du nombre de particules dans la zone active aura une influence plus faible sur le temps d'opération et sur J_{mean} que lorsque le débit d'air est plus important.

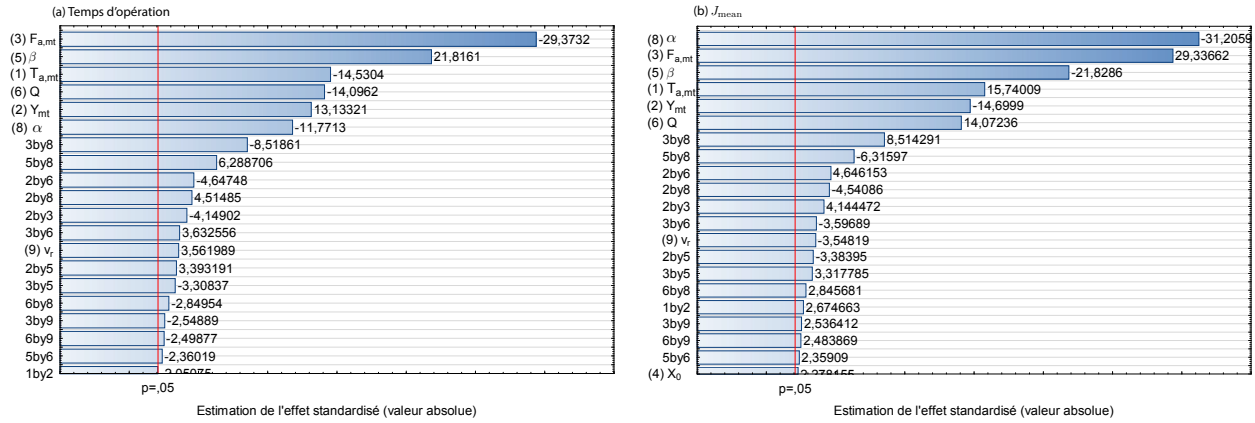


Figure 8.10 Diagramme de Pareto. Seul les effets significatifs sont représentés.

L'analyse de sensibilité met en évidence que la majorité des facteurs ($\mathrm{T}_{a,mt}$, Y_{mt}, $F_{a,mt}$, β, α, Q et v_r) semble influencer significativement la cinétique de séchage et la qualité des levures dans un séchoir rotatif aéré. Ces paramètres méritent donc une compréhension plus substantielle. Il est aussi intéressant de noter que les temps d'opération obtenus sont cohérents avec les temps de séchage de grains de levure observés dans des lits à jet [226]. Ce modèle semble pertinent pour étudier la cinétique de séchage dans un séchoir complexe comme le séchoir rotatif aéré. Cependant, il doit être validé pour s'assurer de la taille du volume de contrôle et des hypothèses posées. De plus, comme montré à la section 8.3, le nombre de particules en suspension varie de manière significative au cours du séchage. Il faudrait dès lors trouver une technique pour prendre en compte cette évolution dans le modèle de cinétique, par exemple en moyennant ou en essayant d'établir une équation de ce facteur en fonction du temps. Une intensification de la compréhension de l'influence des jets d'air sur l'écoulement particule-gaz est donc nécessaire pour mieux appréhender la cinétique de séchage dans ce type de séchoir.

Tableau 8.7 Plan d'expérience et résultats.

Essai	$T_{a,mt}$	Y_{mt}	$F_{a,mt}$	X_0	β	Q	$Q'_{in\rightarrow out}$	α	v_r	Temps d'opération	J_{mean}
1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	1	1	1	5142	0.0042
2	1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	1	5280	0.0137
3	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	1	1	12766	0.0016
4	1	1	-1	-1	-1	-1	1	-1	1	7074	0.0100
5	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	-1	4884	0.0146
6	1	-1	1	-1	-1	-1	1	1	-1	1354	0.0160
7	-1	1	1	-1	-1	-1	1	-1	-1	5188	0.0128
8	1	1	1	-1	-1	-1	-1	1	-1	1694	0.0125
9	-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	1	-1	4231	0.0055
10	1	-1	-1	1	-1	-1	1	-1	-1	4780	0.0165
11	-1	1	-1	1	-1	-1	1	1	-1	9394	0.0024
12	1	1	-1	1	-1	-1	-1	-1	-1	5867	0.0131
13	-1	-1	1	1	-1	-1	1	-1	1	4636	0.0168
14	1	-1	1	1	-1	-1	-1	1	1	1550	0.0153
15	-1	1	1	1	-1	-1	-1	-1	1	6074	0.0121
16	1	1	1	1	-1	-1	1	1	1	2129	0.0109
17	-1	-1	-1	-1	1	-1	1	-1	-1	11632	0.0061
18	1	-1	-1	-1	1	-1	-1	1	-1	7628	0.0029
19	-1	1	-1	-1	1	-1	-1	-1	-1	18729	0.0036
20	1	1	-1	-1	1	-1	1	1	-1	17265	0.0012
21	-1	-1	1	-1	1	-1	-1	1	1	3772	0.0057
22	1	-1	1	-1	1	-1	1	-1	1	4340	0.0167
23	-1	1	1	-1	1	-1	1	1	1	9180	0.0022
24	1	1	1	-1	1	-1	-1	-1	1	5456	0.0129
25	-1	-1	-1	1	1	-1	-1	-1	1	12828	0.0061
26	1	-1	-1	1	1	-1	1	1	1	9001	0.0026
27	-1	1	-1	1	1	-1	1	-1	1	24876	0.0030
28	1	1	-1	1	1	-1	-1	1	1	24148	0.0010
29	-1	-1	1	1	1	-1	1	1	-1	3464	0.0067
30	1	-1	1	1	1	-1	-1	-1	-1	4083	0.0194
31	-1	1	1	1	1	-1	-1	1	-1	6649	0.0033
32	1	1	1	1	1	-1	1	-1	-1	4898	0.0157
33	-1	-1	-1	-1	-1	1	1	-1	-1	5627	0.0126
34	1	-1	-1	-1	-1	1	-1	1	-1	2398	0.0091
35	-1	1	-1	-1	-1	1	-1	-1	-1	7011	0.0095
36	1	1	-1	-1	-1	1	1	1	-1	3189	0.0066
37	-1	-1	1	-1	-1	1	-1	1	1	1801	0.0118
38	1	-1	1	-1	-1	1	1	-1	1	2362	0.0306
39	-1	1	1	-1	-1	1	1	1	1	1377	0.0145
40	1	1	1	-1	-1	1	-1	-1	1	2626	0.0268
41	-1	-1	-1	1	-1	1	-1	-1	1	5506	0.0141
42	1	-1	-1	1	-1	1	1	1	1	2876	0.0083
43	-1	1	-1	1	-1	1	1	-1	1	7095	0.0103
44	1	1	-1	1	-1	1	-1	1	1	3955	0.0058
45	-1	-1	1	1	-1	1	1	1	-1	1819	0.0128
46	1	-1	1	1	-1	1	-1	-1	-1	2777	0.0285
47	-1	1	1	1	-1	1	-1	1	-1	2395	0.0092
48	1	1	1	1	-1	1	1	-1	-1	3070	0.0251
49	-1	-1	-1	-1	1	1	1	1	1	7475	0.0029
50	1	-1	-1	-1	1	1	-1	-1	1	6356	0.0114
51	-1	1	-1	-1	1	1	-1	1	1	14274	0.0014
52	1	1	-1	-1	1	1	1	-1	1	7850	0.0090
53	-1	-1	1	-1	1	1	-1	-1	-1	5174	0.0137
54	1	-1	1	-1	1	1	1	1	-1	1924	0.0113
55	-1	1	1	-1	1	1	1	-1	-1	6440	0.0104
56	1	1	1	-1	1	1	-1	1	-1	2443	0.0086
57	-1	-1	-1	1	1	1	-1	1	-1	6516	0.0036
58	1	-1	-1	1	1	1	1	-1	-1	5710	0.0138
59	-1	1	-1	1	1	1	1	1	-1	10920	0.0020
60	1	1	-1	1	1	1	-1	-1	-1	6630	0.0116
61	-1	-1	1	1	1	1	1	-1	1	4970	0.0157
62	1	-1	1	1	1	1	-1	1	1	2230	0.0106
63	-1	1	1	1	1	1	-1	-1	1	6237	0.0118
64	1	1	1	1	1	1	1	1	1	3027	0.0076

Tableau 8.8 Résultats de l'analyse de la variance.

	Temps d'opération		J_{mean}	
	F	p	F	p
(1)$T_{a,mt}$	211.134	**<.001**	247.750	**<.001**
(2)Y_{mt}	172.481	**<.001**	216.087	**<.001**
(3)$F_{a,mt}$	862.786	**<.001**	860.637	**.001**
(4)X_0	0.929	0.346	5.190	**0.033**
(5)β	475.942	**<.001**	476.489	**<.001**
(6) Q	198.703	**<.001**	198.031	**<.001**
(7)$Q'_{in\rightarrow out}$	0.303	0.588	0.347	0.562
(8)α	138.564	**<.001**	973.806	**<.001**
(9)v_r	12.688	**0.002**	12.590	**0.002**
1 by 2	4.206	0.053	7.154	**0.014**
1 by 3	1.000	0.329	1.045	0.318
1 by 4	3.013	0.097	3.266	0.085
1 by 5	0.266	0.611	0.263	0.614
1 by 6	0.622	0.439	0.586	0.453
1 by 7	0.448	0.511	0.494	0.490
1 by 8	3.679	0.069	3.691	0.068
1 by 9	0.965	0.337	0.999	0.329
2 by 3	17.214	**<.001**	17.177	**<.001**
2 by 4	0.547	0.468	0.406	0.531
2 by 5	11.514	**0.003**	11.451	**0.003**
2 by 6	21.599	**<.001**	21.587	**<.001**
2 by 7	0.042	0.839	0.049	0.826
2 by 8	20.384	**<.001**	20.619	**<.001**
2 by 9	1.097	0.307	1.093	0.308
3 by 4	1.986	0.173	1.982	0.174
3 by 5	10.945	**0.003**	11.008	**0.003**
3 by 6	13.195	**0.002**	12.938	**0.002**
3 by 7	0.144	0.709	0.096	0.759
3 by 8	72.567	**<.001**	72.493	**<.001**
3 by 9	6.497	**0.019**	6.433	**0.019**
4 by 5	1.333	0.261	1.366	0.256
4 by 6	0.986	0.332	0.981	0.333
4 by 7	0.441	0.514	0.430	0.519
5 by 6	5.571	**0.028**	5.565	**0.028**
5 by 7	0.976	0.334	1.002	0.328
5 by 8	39.548	**<.001**	39.892	**<.001**
5 by 9	3.457	0.077	3.467	0.077
6 by 7	0.486	0.493	0.449	0.510
6 by 8	8.120	**0.010**	8.098	**0.010**
6 by 9	6.244	**0.021**	6.170	**0.022**
7 by 8	0.593	0.450	0.592	0.450
7 by 9	3.056	0.095	3.140	0.091

8.6 Conclusion

L'écoulement de particules solides et l'influence de cet écoulement sur la cinétique de séchage dans un séchoir rotatif aéré ont peu été étudiés, bien que ce type de séchoir présente des performances de séchage plus élevées que le séchoir rotatif conventionnel. Par conséquent, une recherche exploratoire pour analyser la dynamique des grains de levure (distribution des particules, mise en suspension, fréquence de cette dernière) au sein d'un séchoir rotatif aéré a été menée à l'aide d'un modèle CFD-DEM. La différence de comportement des particules et de leur distribution entre le début et la fin du séchage a également été examinée.

La méthodologie proposée n'est pas entièrement adaptée à l'étude souhaitée. Bien que de nombreux aspects doivent être améliorés afin d'avoir une analyse plus poussée et robuste, on suppose que les tendances observées restent valables. Les premiers résultats montrent que dans les conditions investiguées une pseudo-fluidisation du lit des grains de levure a lieu. Le jet d'air se heurte à la surface du séchoir et remonte de manière préférentielle dans le sens opposé du déplacement du mini-tuyau en entrainant des particules solides. Le nombre de particules en suspension varie au cours d'un cycle d'oscillation. Très peu d'air se répandant dans le lit déposé, les échanges de chaleur et de matière par convection entre l'air de séchage et les grains de levure ont donc lieu principalement dans la fontaine. Les simulations CFD-DEM permettent de déterminer les paramètres d'intermittence, t_c et χ. Les temps de cycle sont de l'ordre de quelques secondes et varient en fonction de la vitesse de rotation du tuyau central. La variation des propriétés physiques du solide, plus particulièrement de la taille et du poids des particules, entraine une variation significative de la dynamique d'écoulement au sein du séchoir rotatif.

Un modèle multi-échelles décrivant la cinétique de séchage a été mis au point. De nombreuses simplifications ont été prises dans cette première approche. Il est donc nécessaire de valider expérimentalement ce modèle et de l'ajuster au besoin. Cependant, cette approche de modélisation peu étudiée est attractive car elle permet à partir de courtes simulations CFD–DEM, dès lors moins consommatrices de ressources de calcul, de modéliser la cinétique de séchage au sein d'un séchoir complexe.

Dans cette étude exploratoire, nous examinons uniquement l'influence de la variation des propriétés des grains de levure entre le début et la fin du séchage sur la dynamique du solide. Une étude plus poussée pourrait être réalisée afin d'étudier l'impact de la variation d'autres paramètres, tels que la géométrie du séchoir ou l'interaction entre les jets d'air, pouvant influencer l'écoulement. Pour ce faire, une amélioration de la méthodologie devra être réalisée au préalable.

CHAPITRE 9 DISCUSSION GÉNÉRALE

Dans cette section, la thèse dans son ensemble est discutée. Une discussion plus spécifique aux différents éléments étudiés est présente au sein de chaque chapitre. Pour rappel, l'objectif général de cette thèse est d'évaluer l'impact sur le séchage de grains de levure de deux techniques : l'ajout, avant séchage, d'un matériel de support solide et la réalisation de séchages intermittents.

L'étude de l'influence de l'ajout de la farine de blé (Chapitre 4 et 5), un matériel de support solide propre à la consommation, sur qualité des levures durant leur séchage suggère que la diminution continue de la qualité des levures est liée à un processus d'osmose qui a lieu pendant le séchage. Néanmoins, comme l'ajout de ce matériel de support semble bénéfique du point de vue de la cinétique de séchage, cette stratégie mérite encore une attention particulière dans le cadre du séchage des grains de levure. La qualité des levures varie en fonction de nombreux facteurs liés notamment à leur production, leur stockage ou leur réhydratation [2]. Dès lors, il devrait être possible d'agir à différents niveaux pour essayer de combiner amélioration de la cinétique de séchage et maintien de la qualité des levures. Par exemple, le tréhalose, un protectant osmotique pouvant être produit par les levures lors de leur culture [325, 326], pourrait leur conférer une meilleure protection lors de leur séchage en présence d'un matériel de support solide. Par ailleurs, il serait intéressant de combiner les deux techniques investiguées séparément dans le cadre de ce projet (l'ajout d'un matériel de support solide à un séchage en régime intermittent). En effet, nous avons observé que l'action combinée de l'ajout d'un matériel de support solide et du séchage convectif continu s'avère influencer négativement la qualité des levures mais que la qualité des levures fraiches n'est pas impactée significativement dans les conditions investiguées au chapitre 5.

L'intermittence semble adaptée au séchage de grains de levure sous certaines conditions. Les modèles diffusifs développés dans le chapitre 6 étudiant l'influence de la redistribution de l'humidité par diffusion au sein de matériaux granulaires sur la cinétique de séchage en régime intermittent mettent en évidence que la vitesse de séchage peut être accrue lors des périodes de séchage actif qui suivent les périodes de tempérage. Cette augmentation est particulièrement importante lorsque le temps d'un cycle séchage actif-tempérage et le ratio d'intermittence sont faibles. Des faibles valeurs de cycle et du ratio d'intermittence permettent également que la durée totale du séchage n'augmente pas de manière importante par rapport à un séchage continu. Dès lors, les séchoirs intrinsèquement intermittents, présentant généralement ces caractéristiques, paraissent particulièrement adaptés pour atteindre des performances de

séchage plus élevées que le séchage continu.

L'approche multi-échelles employée dans ce projet concède une meilleure compréhension des phénomènes gouvernant le séchage en régime intermittent. La caractérisation des phénomènes se déroulant à l'échelle du produit et de l'écoulement gaz-particules dans un séchoir intrinsèquement intermittent permet le développement de modèles macroscopiques décrivant le séchage adaptés pour répondre aux conditions intermittentes imposées par le séchoir.

Les simulations CFD-DEM développées dans le cadre de cette thèse pour simuler l'écoulement au sein d'un séchoir intrinsèquement intermittent, le séchoir rotatif aéré, présentent des faiblesses. Le raffinement du maillage au niveau du tuyau central et du volume balayé par le mini-tuyau, essentiel pour représenter de manière fidèle l'interface entre le gaz et le corps immergé, contraint à limiter la taille des particules qui peuvent être considérées, la CFD-DEM non résolue étant employée. Des grains de levure de 0.7 mm de diamètre ont donc été considérés pour ces simulations. Néanmoins, il a été mis en évidence au chapitre 6 que la taille des grains de levure a elle aussi un effet significatif sur l'influence de l'intermittence sur la cinétique de séchage. Une diminution de la taille des grains influence négativement l'efficacité de séchage et la durée totale de l'opération. Il est donc essentiel de simuler l'écoulement de particules ayant des diamètres plus importants. Par ailleurs, malgré le soin apporté au maillage, l'interface de la géométrie n'est pas bien représentée de manière continue. Malgré les fuites numériques au niveau de l'interface fluide-géométrie, une analyse exploratoire de l'écoulement au sein de ces séchoirs a été menée. Les premiers résultats mettent en évidence le caractère intermittent complexe de l'écoulement solide dans le séchoir. Ce type de séchoir mérite de plus amples recherches car la flexibilité qu'il propose paraît appropriée pour le séchage convectif de grains de levure.

CHAPITRE 10 CONCLUSION

Les investigations sur l'amélioration de la compréhension des mécanismes et phénomènes se déroulant lors du séchage de grains de levure présentées dans cette recherche ont permis quelques avancées. Elles se sont concentrées sur deux techniques de séchage de grains de levure : le séchage en présence d'un matériel de support solide et le séchage en régime intermittent. Une amélioration de la connaissance de ces procédés vise à trouver un compromis entre différents critères lors de la conception et de l'optimisation de techniques de séchage, à savoir la durée de fonctionnement, l'efficacité énergétique, la facilité d'opération et la qualité du produit final.

10.1 Ajout d'un matériel de support solide

Le premier axe de recherche a servi à améliorer la compréhension et la modélisation des phénomènes se déroulant lors du séchage de grains de levure comprenant un matériel de support solide. Cet ajout, technique couramment employée en industrie pour faciliter l'extrusion de la pâte fraiche de levure lorsque celle-ci est trop liquide, est ici caractérisé par l'utilisation de farine de blé. L'évolution du contenu en eau, de la température et des dimensions des grains de levure comprenant différentes concentrations en matériel de support a été suivie expérimentalement, lors de leur séchage en séchoir tunnel. En parallèle aux expériences, un modèle de cinétique de séchage a été développé. Il a été confronté avec succès aux résultats expérimentaux. L'analyse des résultats expérimentaux et de la modélisation montre que l'ajout d'un matériel de support solide permet d'améliorer la cinétique de séchage des grains de levure. Effectivement, la présence d'un support solide augmente la vitesse de séchage et le transport interne devient plus rapidement limitant. Cette augmentation est vraisemblablement liée à un processus d'osmose se déroulant pendant le séchage à l'intérieur des grains contenant le matériel de support. L'ajout de farine protège également les grains de leur rétrécissement matriciel.

L'influence de cet ajout de farine de blé, avant le séchage, sur la qualité des levures a été caractérisée à l'aide de tests d'activité fermentaire effectués sur des levures à différents moments du séchage. Les résultats expérimentaux montrent que l'ajout de farine de blé ne modifie pas de manière significative la qualité des levures fraîches, avant séchage, mais a cependant un impact négatif sur la qualité en fin de séchage. L'évolution de la qualité des levures en présence de farine de blé est différente de celle en absence de farine. En l'absence de matériel de support, elle reste élevée jusqu'à un certain seuil d'humidité (0.5 d.b.) puis

diminue abruptement tandis qu'en présence de matériel de support l'activité fermentaire des grains de levure diminue de manière continue au cours du séchage. Les actions combinées de l'ajout d'un support solide et du séchage par convection ont donc une influence négative sur la qualité des levures. Si l'ajout d'un matériel de support solide permet de faciliter le procédé de séchage et d'augmenter l'efficacité énergétique en diminuant le temps de séchage, il semble impacter négativement la qualité finale des levures. Il est cependant prématuré de rejeter complètement cette technique. En effet, la qualité des levures dépendant de nombreux paramètres (la souche de levure, la vitesse de séchage, le type de matériel de support utilisé, etc.,) d'autres investigations devraient être effectuées afin de tempérer ces résultats.

10.2 Séchage en régime intermittent

Le deuxième axe de recherche a contribué à une meilleure compréhension des mécanismes physico-chimiques prenant place lors du séchage intermittent de grains de levure. Lors du séchage en régime intermittent, des phénomènes se déroulent à plusieurs échelles de temps et d'espace. C'est pourquoi ce dernier axe de recherche a été divisé en deux objectifs : l'étude des mécanismes de transport de matière impliqués lors d'un séchage intermittent à l'échelle du milieu poreux (Chapitre 6 et 7) et l'étude de l'intermittence à l'échelle du séchoir à travers l'exploration d'un séchoir intrinsèquement intermittent, le séchoir rotatif aéré (Chapitre 8).

L'intermittence peut être caractérisée par deux paramètres adimensionnels, θ_c et χ, qui sont définis respectivement comme la forme adimensionnelle de la durée d'un cycle séchage actif-tempérage et le ratio d'intermittence (c'est-à-dire la proportion de séchage actif dans ce cycle). L'influence générale de χ et θ_c sur la cinétique du séchage intermittent par rapport au séchage stationnaire a ici été caractérisée par deux paramètres adimensionnels représentant l'ensemble du processus de séchage : $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ caractérisant l'augmentation de la vitesse de séchage pendant les périodes de séchage actif d'un séchage intermittent et $\mathcal{T}_{\mathrm{op}}$ décrivant le caractère opérationnel du procédé. Il apparait que lors de la période de tempérage d'un séchage en régime intermittent, l'humidité au sein du produit est redistribuée ce qui entraine une augmentation du contenu en eau à la surface du produit et donc une augmentation de la vitesse de séchage à la période de séchage active subséquente.

Cette étude des mécanismes de transport de matière lors d'un séchage intermittent est composée de deux analyses générales sur une large gamme de paramètres permettant d'identifier des comportements et des régimes en fonction de nombres sans dimension. La première analyse (Chapitre 6) examine l'influence des deux paramètres caractérisant l'intermittence, θ_c et χ, sur les performances du séchage de produits alimentaires en ne considérant que la diffusion comme mécanisme pour le transport de matière à l'intérieur des produits. La redistribution

de l'humidité lors de la phase de tempérage peut être due à la diffusion de vapeur au sein du produit mais aussi être causée par le transport capillaire ou la gravité. L'importance de l'évaporation, de la gravité et du transport capillaire sur la dynamique du liquide a donc dû, dans un premier temps, être mieux appréhendée. La deuxième analyse (Chapitre 7) concerne donc la compétition entre différents mécanismes pouvant avoir lieu dans un milieux poreux : l'imbibition capillaire, la gravité et l'évaporation.

Pour la première analyse, deux modèles visant à évaluer l'importance de l'intermittence sur la vitesse de séchage et le temps total d'opération ont été développés, la diffusion étant le seul mécanisme envisagé pour le transport de matière à l'intérieur des matériaux. Ces deux modèles permettent de couvrir un large éventail de matériaux à sécher car ils représentent des situations physiques différentes. Le premier modèle, un modèle dit continu, est utilisé pour décrire les situations où l'on suppose que l'eau liquide est continuellement distribuée à travers le matériau. La deuxième approche de modélisation est un modèle à cœur humide rétrécissant, pour décrire les situations où le matériau est divisé en un cœur humide et une zone sèche, la vapeur d'eau se diffusant à travers l'air dans cette zone sèche pour atteindre la surface du matériau.

L'analyse théorique rigoureuse de l'influence de θ_c et χ sur la dynamique de séchage a permis l'identification de trois régimes que l'on peut rencontrer dans la dynamique d'un séchage intermittent, lorsqu'il est comparé à un séchage stationnaire :

- Une région stationnaire où le séchage en régime intermittent est équivalent au séchage stationnaire ($\mathcal{R}_{\mathrm{td}} \approx 1$ et $\mathcal{T}_{\mathrm{op}} \approx 1$).
- Une région de durée importante lorsque la durée totale d'un séchage intermittent est au moins deux fois supérieure à celle d'un séchage stationnaire équivalent ($\mathcal{T}_{\mathrm{op}} > 2$)
- Une région de travail qui semble être la plus intéressante pour tirer profit du tempérage lorsque $\mathcal{R}_{\mathrm{td}} > 1$ et que $\mathcal{T}_{\mathrm{op}} < 2$.

La région de travail qui présente une efficacité de séchage élevée combinée à une légère augmentation de la durée totale du séchage peut être obtenue en alliant des petites valeurs de θ_c et χ. Le modèle permet d'analyser différentes stratégies de séchage et donc de sélectionner les conditions opératoires les plus pertinentes pour améliorer l'efficacité énergétique sans augmenter de manière importante la durée totale du séchage par rapport à un séchage continu. La comparaison des prédictions des modèles aux résultats expérimentaux de la littérature indique que le nombre de Biot massique (Bi) a un impact significatif sur la performance du séchage en régime intermittent. Cependant, le séchage en régime intermittent devient moins attractif lorsque la résistance au transfert de masse externe est importante, car l'influence de θ_c et χ sur $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ diminue lorsque Bi diminue. L'intermittence, si les paramètres d'intermittence sont choisis avec soin, permet donc de bénéficier d'une amélioration de l'efficacité énergétique

sans augmenter de manière importante la durée totale du séchage par rapport à un séchage continu.

Les modèles développés pour cette première analyse présentent plusieurs simplifications. Certains phénomènes tels que les effets thermiques et le rétrécissement matriciel n'ont pas été pris en considération. Afin d'améliorer ces modèles, il serait intéressant de lever ces postulats. De plus, afin de considérer l'ensemble des critères de séchage, il serait utile de considérer aussi l'influence des paramètres d'intermittence, θ_c et χ, sur la qualité des produits.

Dans le cadre de l'analyse de la compétition entre l'imbibition capillaire, la gravité et l'évaporation, un modèle analytique général de la dynamique d'un front liquide dans un milieu poreux a été développé en se basant sur les modèles de Darcy de l'imbibition des milieux poreux par des forces capillaires (y compris l'effet de la gravité) et en prenant en compte le processus d'évaporation qui a lieu à l'interface liquide-gaz à l'intérieur du milieu poreux. Le modèle d'évaporation tient compte de l'influence des propriétés du liquide et du milieu poreux, ainsi que des conditions atmosphériques, sur le processus d'évaporation. La dynamique du front liquide est analysée en termes de position stationnaire du front liquide et de temps nécessaire pour atteindre cette position. Cette dernière est contrôlée par deux nombres sans dimension : le nombre capillo-gravitaire $\mathcal{G}$ et le nombre d'évaporation $\mathcal{E}$. L'analyse de la dynamique du front liquide en fonction de ces deux nombres sans dimension dévoile que le front liquide au sein d'un milieu poreux présente 7 régimes de dynamique, qui peuvent être classés en trois types de comportements en fonction de $\mathcal{G}$ et $\mathcal{E}$:

- Le milieu poreux est entièrement vidé par la combinaison des actions de la gravité et de l'évaporation ou par une seule de ces actions ($\mathcal{G}$ et/ou $\mathcal{E} \gg 1$)
- Le milieu poreux est entièrement rempli grâce à l'action de la capillarité ($\mathcal{G}$ et/ou $\mathcal{E} \ll 1$)
- Le milieu poreux est partiellement rempli en raison des actions seules ou combinées de la gravité et de l'évaporation qui limitent l'effet de capillarité ($\mathcal{G}$ et/ou $\mathcal{E} \sim 1$)

Des solutions analytiques simplifiées sont dérivées pour tous les cas limites du problème et quelquefois correspondent à des lois générales (loi de drainage par gravité, loi de Washburn, ...).

Le modèle développé pour cette deuxième analyse présente plusieurs hypothèses simplificatrices. Les films liquides n'ont, entre autres, pas été pris en compte, alors que lors de l'évaporation d'un milieu poreux, des films liquides peuvent apparaitre [124, 130] et jouer un rôle important dans le transport de masse. Le système étant supposé isotherme, la prochaine étape serait de relaxer l'hypothèse d'isothermie du système. En effet, dans certaines conditions, un refroidissement de l'interface et des phénomènes qui y sont liés, comme une

augmentation de la pression capillaire, peuvent venir influencer les résultats. Néanmoins, le but de cette analyse est de présenter une vue d'ensemble et une classification générale de la dynamique du front liquide dans un milieu poreux. On peut s'attendre à ce que les régimes observés soient également rencontrés dans des milieux poreux plus complexes et plus réalistes. Il serait opportun de confronter les résultats du modèle à des expériences, notamment afin de valider l'effet de l'évaporation et de continuer à améliorer le contrôle et la prédiction de la dynamique des liquides dans les milieux poreux. Par ailleurs, il serait également pertinent de compléter ce modèle en ne considérant cette fois pas un renouvellement constant de l'air au-dessus du milieu poreux mais en variant de manière cyclique la fraction molaire de la vapeur dans le gaz au sommet du milieu poreux afin de faire apparaitre un caractère intermittent. Cette étude permettrait de savoir quand le réarrangement capillaire influence la redistribution de l'humidité au sein d'un milieu poreux et dès lors si la diffusion est bien le seul mécanisme à devoir être pris en considération lors du séchage en régime intermittent.

Pour enrichir ce deuxième axe, l'intermittence à l'échelle du séchoir a été investiguée à travers l'exploration d'un séchoir intrinsèquement intermittent, le séchoir rotatif aéré. Une méthodologie pour étudier la dynamique des particules solides et la cinétique de séchage au sein de ce séchoir complexe est suggérée. Des simulations CFD-DEM ont été mises au point afin d'y analyser la dynamique de grains de levure (distribution des particules, mise en suspension, fréquence de cette dernière). Ces simulations se basent sur la méthode de frontière immergée semi-implicite de Blais et al. [307] afin de prendre en considération l'oscillation du tuyau central du séchoir rotatif aéré. Seule une analyse comparative a pu être menée puisque les tendances observées sont supposées valables, l'écoulement de l'air dans le mini-tuyau n'étant pas parfaitement représenté.

Deux zones ayant un comportement similaire sont observées : une fontaine de particules où le séchage actif des grains de levure a lieu et un lit déposé où une période de tempérage prend place. Le modèle CFD-DEM permet d'estimer les paramètres d'intermittence, θ_c et χ. Comme mis en avant lors de l'analyse de l'influence de ces nombres sans dimension sur la dynamique de séchage, nous savons maintenant que les valeurs de ces paramètres permettent d'estimer l'importance de l'impact de la phase de tempérage sur la cinétique de séchage. Les courtes simulations CFD-DEM peuvent servir à alimenter un modèle compartimental multi-échelles décrivant la cinétique de séchage des grains de levure. L'évolution temporelle du contenu en eau et de la température des grains de levure ainsi que l'évolution de l'humidité et de la température de l'air au sein du séchoir sont obtenues à l'aide de bilans thermique et massique sur les particules et sur l'air.

Bien que cette recherche sur l'écoulement et la cinétique de séchage dans un séchoir rotatif aéré propose seulement une méthodologie dont les limitations devraient être levées, elle est avantageuse car peu consommatrice de ressources de calcul et elle ouvre des portes à des investigations futures. Dans un premier temps, une amélioration des simulations CFD-DEM sera nécessaire afin que le débit d'air dans le mini-tuyaux corresponde à celui imposé à l'entrée du système. Ensuite, une validation expérimentale des résultats sera essentielle. Un ajustement du modèle compartimental pourra être envisagé si cela s'avère nécessaire. Le nombre de particules en suspension et les paramètres d'intermittence variant en fonction de l'angle de la position des grains devront peut-être être mieux prise en compte. En prolongation de cette étude exploratoire, une analyse en vue de l'optimisation du séchage en séchoir rotatif aéré devrait être réalisée afin d'améliorer la compréhension de l'influence des jets d'air sur l'écoulement particule-gaz et donc de mieux appréhender la cinétique de séchage dans ce séchoir.

RÉFÉRENCES

[1] F. Debaste, “Modélisation de l’évaporation en milieu poreux : développement de modèles fondamentaux et appliqués,” Thèse de doctorat, Université Libre de Bruxelles, 2008.

[2] N. Fu et X. D. Chen, “Towards a maximal cell survival in convective thermal drying processes,” *Food Research International*, vol. 44, n°. 5, p. 1127–1149, 2011.

[3] M. A. Delele, F. Weigler et J. Mellmann, “Advances in the Application of a Rotary Dryer for Drying of Agricultural Products : A Review,” *Drying Technology*, vol. 33, n°. 5, p. 541–558, 2015.

[4] B. C. Silvério, E. B. Arruda, C. R. Duarte et M. A. S. Barrozo, “A novel rotary dryer for drying fertilizer : Comparison of performance with conventional configurations,” *Powder Technology*, vol. 270, Part A, p. 135–140, 2015.

[5] P. B. Silva, C. R. Duarte et M. A. S. Barrozo, “Dehydration of acerola (Malpighia emarginata D.C.) residue in a new designed rotary dryer : Effect of process variables on main bioactive compounds,” *Food and Bioproducts Processing*, vol. 98, p. 62–70, 2016.

[6] B. Blais, D. Vidal, F. Bertrand, G. S. Patience et J. Chaouki, “Experimental Methods in Chemical Engineering : Discrete Element Method—DEM,” *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 97, n°. 7, p. 1964–1973, 2019.

[7] C. Van Engeland, B. Haut, L. Spreutels et B. Sobac, “Evaporation versus imbibition in a porous medium,” *Journal of colloid and interface science*, vol. 576, p. 280–290, 2020.

[8] J. Gustavsson, C. Cederberg et U. Sonesson, “Global Food Losses and Food Waste,” Food and Agriculture Orgaization of the United Nations, Rapport technique, 2011.

[9] A. S. Mujumdar, *Handbook of Industrial Drying, Fourth Edition.* CRC Press, 2014.

[10] ——, “Principles, Classification, and Selection of Dryers,” dans *Handbook of Industrial Drying, Fourth Edition.* CRC Press, 2014, p. 3–29.

[11] S. R. S. Dev et V. G. S. Raghavan, “Advancements in Drying Techniques for Food, Fiber, and Fuel,” *Drying Technology*, vol. 30, n°. 11-12, p. 1147–1159, 2012.

[12] D. Bayrock et W. M. Ingledew, “Mechanism of viability loss during fluidized bed drying of baker’s yeast,” *Food Research International*, vol. 30, n°. 6, p. 417–425, 1997.

[13] M. Türker, A. Kanarya, U. Yüzgeç, H. Kapucu et Z. Şenalp, “Drying of baker’s yeast in batch fluidized bed,” *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 45, n°. 12, p. 1019–1028, 2006.

[14] A. Rapoport, “Anhydrobiosis and Dehydration of Yeasts,” dans *Biotechnology of Yeasts and Filamentous Fungi*, A. A. Sibirny, édit. Springer International Publishing, 2017, p. 87–116.

[15] A. Rapoport, B. Turchetti et P. Buzzini, “Application of anhydrobiosis and dehydration of yeasts for non-conventional biotechnological goals,” *World Journal of Microbiology and Biotechnology*, vol. 32, n°. 6, p. 104, 2016.

[16] D. Sicard et J.-L. Legras, “Bread, beer and wine : Yeast domestication in the Saccharomyces sensu stricto complex,” *Comptes Rendus Biologies*, vol. 334, n°. 3, p. 229–236, 2011.

[17] S. Amirnia, M. B. Ray et A. Margaritis, “Heavy metals removal from aqueous solutions using Saccharomyces cerevisiae in a novel continuous bioreactor–biosorption system,” *Chemical Engineering Journal*, vol. 264, p. 863–872, 2015.

[18] E. V. Soares et H. M. V. M. Soares, “Bioremediation of industrial effluents containing heavy metals using brewing cells of Saccharomyces cerevisiae as a green technology : A review,” *Environmental Science and Pollution Research*, vol. 19, n°. 4, p. 1066–1083, 2011.

[19] F. Chaucheyras-Durand, N. D. Walker et A. Bach, “Effects of active dry yeasts on the rumen microbial ecosystem : Past, present and future,” *Animal Feed Science and Technology*, vol. 145, n°. 1, p. 5–26, 2008.

[20] L. D. A. Rufino, O. G. Pereira, K. G. Ribeiro, S. C. Valadares Filho, J. Cavali et P. V. R. Paulino, “Effect of substitution of soybean meal for inactive dry yeast on diet digestibility, lamb’s growth and meat quality,” *Small Ruminant Research*, vol. 111, n°. 1, p. 56–62, 2013.

[21] X. D. Chen et A. S. Mujumdar, *Drying Technologies in Food Processing*. John Wiley & Sons, 2009.

[22] C. Z. Stmmilto, I. Zbicinski et X. D. Liu, “Thermal Drying of Biomaterials with Porous Carriers,” *Drying Technology*, vol. 13, n°. 5-7, p. 1447–1462, 1995.

[23] Y. Mille, J.-P. Girard, L. Beney et P. Gervais, “Air drying optimization of Saccharomyces cerevisiae through its water–glycerol dehydration properties,” *Journal of Applied Microbiology*, vol. 99, n°. 2, p. 376–382, 2005.

[24] X. D. Liu, I. Zbicinski et C. Strumillo, “Quality Enhancement for Thermosensitive Materials Dried with Solid Carriers,” *Drying Technology*, vol. 21, n°. 6, p. 1065–1075, 2003.

[25] H. Simonin, L. Beney et P. Gervais, “Sequence of occurring damages in yeast plasma membrane during dehydration and rehydration : Mechanisms of cell death,” *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Biomembranes*, vol. 1768, n°. 6, p. 1600–1610, 2007.

[26] S. J. Kowalski et A. Pawłowski, “Energy consumption and quality aspect by intermittent drying,” *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 50, n°. 4, p. 384–390, 2011.

[27] C. Kumar, M. A. Karim et M. U. H. Joardder, “Intermittent drying of food products : A critical review,” *Journal of Food Engineering*, vol. 121, p. 48–57, 2014.

[28] E. B. Arruda, J. M. F. Façanha, L. N. Pires, A. J. Assis et M. A. S. Barrozo, “Conventional and modified rotary dryer : Comparison of performance in fertilizer drying,” *Chemical Engineering and Processing : Process Intensification*, vol. 48, n°. 9, p. 1414–1418, 2009.

[29] E. B. Arruda, F. S. Lobato, A. J. Assis et M. A. S. Barrozo, “Modeling of Fertilizer Drying in Roto-Aerated and Conventional Rotary Dryers,” *Drying Technology*, vol. 27, n°. 11, p. 1192–1198, 2009.

[30] C. Strumillo et T. Kudra, *Drying : Principles, Applications, and Design.* Gordon and Breach Science Publishers, 1986.

[31] U. Yuzgec, M. Turker et Y. Becerikli, “Modelling spatial distributions of moisture and quality during drying of granular baker’s yeast,” *Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 86, n°. 4, p. 725–738, 2008.

[32] M. Köni, M. Türker, U. Yüzgeç, H. Dinçer et H. Kapucu, “Adaptive modeling of the drying of baker’s yeast in a batch fluidized bed,” *Control Engineering Practice*, vol. 17, n°. 4, p. 503–517, 2009.

[33] B. Soltani, D. D. McClure, F. Oveissi, T. A. G. Langrish et J. M. Kavanagh, “Experimental investigation and numerical modeling of pilot-scale fluidized-bed drying of yeast : Part B — Viability measurements and modeling,” *Food and Bioproducts Processing*, vol. 119, p. 195–205, 2020.

[34] D. Geldart, “Types of gas fluidization,” *Powder Technology*, vol. 7, n°. 5, p. 285–292, 1973.

[35] S. Grabowski, A. S. Mujumdar, H. S. Ramaswamy et C. Strumillo, “Evaluation Of Fluidized Versus Spouted Bed Drying Of Baker’S Yeast,” *Drying Technology*, vol. 15, n°. 2, p. 625–634, 1997.

[36] L. Spreutels, B. Haut, J. Chaouki, F. Bertrand et R. Legros, “Conical spouted bed drying of Baker’s yeast : Experimentation and multi-modeling,” *Food Research International*, vol. 62, p. 137–150, 2014.

[37] M. Ahi, M. Hatamipour et A. Goodarzi, “Optimization of leavening activity of baker’s yeast during the spray-drying process,” *Drying Technology*, vol. 28, n°. 4, p. 490–494, 2010.

[38] G. Luna-Solano, M. A. Salgado-Cervantes, G. C. Rodríguez-Jimenes et M. A. García-Alvarado, “Optimization of brewer’s yeast spray drying process,” *Journal of Food Engineering*, vol. 68, n°. 1, p. 9–18, 2005.

[39] A. Chandralekha, A. H. Tavanandi, N. Amrutha, H. U. Hebbar, R. KSMS et R. Gadre, “Encapsulation of Yeast (Saccharomyces cereviciae) by Spray Drying for Extension of Shelf Life,” *Drying Technology*, vol. 34, n°. 11, p. 1307–1318, 2016.

[40] M. Aponte, G. D. Troianiello, M. D. Capua, R. Romano et G. Blaiotta, “Impact of different spray-drying conditions on the viability of wine Saccharomyces cerevisiae strains,” *World Journal of Microbiology and Biotechnology*, vol. 32, n°. 1, p. 1–9, 2015.

[41] L. Beney et P. Gervais, “Influence of the fluidity of the membrane on the response of microorganisms to environmental stresses,” *Applied Microbiology and Biotechnology*, vol. 57, n°. 1-2, p. 34–42, 2001.

[42] L. Mayor et A. M. Sereno, “Modelling shrinkage during convective drying of food materials : A review,” *Journal of Food Engineering*, vol. 61, n°. 3, p. 373–386, 2004.

[43] L. Spreutels, F. Debaste, R. Legros et B. Haut, “Experimental characterization and modeling of Baker’s yeast pellet drying,” *Food Research International*, vol. 52, n°. 1, p. 275–287, 2013.

[44] F. Debaste, V. Halloin, L. Bossart et B. Haut, “A new modeling approach for the prediction of yeast drying rates in fluidized beds,” *Journal of Food Engineering*, vol. 84, n°. 2, p. 335–347, 2008.

[45] B. Soltani, D. D. McClure, F. Oveissi, T. A. G. Langrish et J. M. Kavanagh, “Experimental investigation and numerical modeling of pilot-scale fluidized-bed drying of yeast : Part A – Drying model development and validation,” *Food and Bioproducts Processing*, vol. 119, p. 246–256, 2020.

[46] H. S. Ramaswamy et M. Marcotte, *Food Processing : Principles and Applications.* CRC Press, 2005.

[47] M. Grula, M. Watson et H. A. Pohl, “Relationship between dough-raising activity of baker’s yeast and the fraction of ‘vital’ cells as determined by methylene blue staining or by dielectrophoresis,” *Journal of Biological Physics*, vol. 13, n°. 1, p. 29–32, 1985.

[48] D. Bayrock et W. M. Ingledew, “Fluidized bed drying of baker’s yeast : Moisture levels, drying rates, and viability changes during drying,” *Food Research International*, vol. 30, n°. 6, p. 407–415, 1997.

[49] G. Lemetais, S. Dupont, L. Beney et P. Gervais, “Air-drying kinetics affect yeast membrane organization and survival,” *Applied Microbiology and Biotechnology*, vol. 96, n°. 2, p. 471–480, 2012.

[50] L. M. Crowe, R. Mouradian, J. H. Crowe, S. A. Jackson et C. Womersley, “Effects of carbohydrates on membrane stability at low water activities,” *Biochimica et Biophysica Acta (BBA) - Biomembranes*, vol. 769, n°. 1, p. 141–150, 1984.

[51] S. S. Lee, F. M. Robinson et H. Y. Wang, “Rapid Determination of Yeast Viability,” *Biotechnol. Bioeng. Symp. ; (United States)*, vol. 11, 1981. [En ligne]. Disponible : https://www.osti.gov/biblio/5354410

[52] D. Deere, J. Shen, G. Vesey, P. Bell, P. Bissinger et D. Veal, “Flow cytometry and cell sorting for yeast viability assessment and selection,” *Yeast*, vol. 14, n°. 2, p. 147–160, 1998.

[53] B. Hernlem et S. Hua, “Dual Fluorochrome Flow Cytometric Assessment of Yeast Viability,” *Current Microbiology*, vol. 61, n°. 1, p. 57–63, 2010.

[54] P. Gélinas, L. Savoie et N. Rodrigue, “Baker’s yeast mitochondria, gassing power and freeze–thaw tolerance in dough,” *Food Microbiology*, vol. 13, n°. 1, p. 41–46, 1996.

[55] P. Attfield, S. Kletsas, D. Veal, R. Van Rooijen et P. Bell, “Use of flow cytometry to monitor cell damage and predict fermentation activity of dried yeasts,” *Journal of Applied Microbiology*, vol. 89, n°. 2, p. 207–214, 2000.

[56] D. M. Jenkins, C. D. Powell, T. Fischborn et K. A. Smart, “Rehydration of Active Dry Brewing Yeast and its Effect on Cell Viability,” *Journal of the Institute of Brewing*, vol. 117, n°. 3, p. 377–382, 2011.

[57] G. N. Somero, “Proteins and Temperature,” *Annual Review of Physiology*, vol. 57, n°. 1, p. 43–68, 1995.

[58] P. Teixeira, H. Castro, C. Mohácsi-Farkas et R. Kirby, “Identification of sites of injury in Lactobacillus bulgaricus during heat stress,” *Journal of Applied Microbiology*, vol. 83, n°. 2, p. 219–226, 1997.

[59] J. H. Crowe, F. A. Hoekstra et L. M. Crowe, “Anhydrobiosis,” *Annual Review of Physiology*, vol. 54, n°. 1, p. 579–599, 1992.

[60] C. Santivarangkna, U. Kulozik et P. Foerst, “Inactivation mechanisms of lactic acid starter cultures preserved by drying processes,” *Journal of Applied Microbiology*, vol. 105, n°. 1, p. 1–13, 2008.

[61] C. Laroche, L. Beney, P. Marechal et P. Gervais, “The effect of osmotic pressure on the membrane fluidity of Saccharomyces cerevisiae at different physiological temperatures,” *Applied Microbiology and Biotechnology*, vol. 56, n°. 1, p. 249–254, 2001.

[62] J. Perdana, L. Bereschenko, M. B. Fox, J. H. Kuperus, M. Kleerebezem, R. M. Boom et M. A. I. Schutyser, “Dehydration and thermal inactivation of Lactobacillus plantarum WCFS1 : Comparing single droplet drying to spray and freeze drying,” *Food Research International*, vol. 54, n°. 2, p. 1351–1359, 2013.

[63] S. Fujii, Y. Sakamoto, T. Aso, T. Aktas, N. Yoshimoto et S. Yamamoto, “Drying of Yeasts—Factors Affecting Inactivation During Drying,” *Drying Technology*, vol. 29, n°. 16, p. 1981–1985, 2011.

[64] V. Ramya et N. K. Jain, “A Review on Osmotic Dehydration of Fruits and Vegetables : An Integrated Approach,” *Journal of Food Process Engineering*, vol. 40, n°. 3, p. e12440, 2017.

[65] A. Lenart, “Osmo-Convective Drying of Fruits and Vegetables : Technology and Application,” *Drying Technology*, vol. 14, n°. 2, p. 391–413, 1996.

[66] A. K. Yadav et S. V. Singh, “Osmotic dehydration of fruits and vegetables : A review,” *Journal of Food Science and Technology*, vol. 51, n°. 9, p. 1654–1673, 2014.

[67] T. Aktas, S. Fujii, Y. Kawano et S. Yamamoto, “Effects of Pretreatments of Sliced Vegetables with Trehalose on Drying Characteristics and Quality of Dried Products,” *Food and Bioproducts Processing*, vol. 85, n°. 3, p. 178–183, 2007.

[68] H. Nahimana, M. Zhang, A. S. Mujumdar et Z. Ding, “Mass Transfer Modeling and Shrinkage Consideration during Osmotic Dehydration of Fruits and Vegetables,” *Food Reviews International*, vol. 27, n°. 4, p. 331–356, 2011.

[69] C. Santivarangkna, U. Kulozik et P. Foerst, “Effect of carbohydrates on the survival of Lactobacillus helveticus during vacuum drying,” *Letters in Applied Microbiology*, vol. 42, n°. 3, p. 271–276, 2006.

[70] A. Chandralekha, A. Rani, H. A. Tavanandi, N. Amrutha, U. Hebbar et K. S. M. S. Raghavarao, “Role of carrier material in encapsulation of yeast (Saccharomyces cerevisiae) by spray drying,” *Drying Technology*, vol. 35, n°. 8, p. 1029–1042, 2017.

[71] N. D. Pham, M. I. H. Khan, M. U. H. Joardder, M. M. Rahman, M. Mahiuddin, A. M. N. Abesinghe et M. A. Karim, “Quality of plant-based food materials and its prediction during intermittent drying,” *Critical Reviews in Food Science and Nutrition*, vol. 59, n°. 8, p. 1197–1211, 2019.

[72] V. Silva, J. J. Costa, A. R. Figueiredo, J. Nunes, C. Nunes, T. I. B. Ribeiro et B. Pereira, “Study of three-stage intermittent drying of pears considering shrinkage and variable diffusion coefficient,” *Journal of Food Engineering*, vol. 180, p. 77–86, 2016.

[73] W. P. da Silva, A. F. Rodrigues, C. M. D. P. S. e Silva, D. S. de Castro et J. P. Gomes, “Comparison between continuous and intermittent drying of whole bananas using empirical and diffusion models to describe the processes,” *Journal of Food Engineering*, vol. 166, p. 230–236, 2015.

[74] T. Defraeye, “Towards more efficient intermittent drying of fruit : Insights from combined hygrothermal-quality modelling,” *Innovative Food Science & Emerging Technologies*, vol. 38, p. 262–271, 2016.

[75] H. A. Váquiro, G. Clemente, J. V. García-Pérez, A. Mulet et J. Bon, “Enthalpy-driven optimization of intermittent drying of Mangifera indica L.” *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 87, n°. 7, p. 885–898, 2009.

[76] H. W. Park, W. Y. Han et W. B. Yoon, “Drying Characteristics of Soybean (Glycine Max) Using Continuous Drying and Intermittent Drying,” *International Journal of Food Engineering*, vol. 14, n°. 9-10, 2018.

[77] A. Ghasemi, M. Sadeghi et S. A. Mireei, “Multi-stage intermittent drying of rough rice in terms of tempering and stress cracking indices and moisture gradients interpretation,” *Drying Technology*, vol. 36, n°. 1, p. 109–117, 2018.

[78] R. Dong, Z. Lu, Z. Liu, Y. Nishiyama et W. Cao, “Moisture distribution in a rice kernel during tempering drying,” *Journal of Food Engineering*, vol. 91, n°. 1, p. 126–132, 2009.

[79] R. O. Defendi, P. R. Paraíso et L. M. d. M. Jorge, “Optimization study of soybean intermittent drying in fixed-bed drying technology,” *Drying Technology*, vol. 35, n°. 1, p. 125–137, 2017.

[80] T. Salem, P. Perré, A. Bouali, E. Mougel et R. Rémond, “Experimental and numerical investigation of intermittent drying of timber,” *Drying Technology*, vol. 35, n°. 5, p. 593–605, 2017.

[81] K. Phonetip, G. I. Brodie, B. Ozarska et B. Belleville, “Drying timber in a solar kiln using an intermittent drying schedule of conventional laboratory kiln,” *Drying Technology*, vol. 37, n°. 10, p. 1300–1312, 2019.

[82] A. Herritsch, J. Dronfield et J. J. Nijdam, “Intermittent and Continuous Drying of Red Beech Timber From the Green Condition,” *Drying Technology*, vol. 28, n°. 2, p. 269–277, 2010.

[83] T. Kudra, “Novel Drying Technologies,” dans *Food Drying Science and Technology : Microbiology, Chemistry, Applications*. DEStech Publications, Inc, 2008, p. 301–304.

[84] J. Aquerreta, A. Iguaz, C. Arroqui et P. Vírseda, “Effect of high temperature intermittent drying and tempering on rough rice quality,” *Journal of Food Engineering*, vol. 80, n°. 2, p. 611–618, 2007.

[85] S. J. Kowalski et A. Pawłowski, “Intermittent drying of initially saturated porous materials,” *Chemical Engineering Science*, vol. 66, n°. 9, p. 1893–1905, 2011.

[86] K. J. Chua, S. K. Chou, J. C. Ho, A. S. Mujumdar et M. N. A. Hawlader, “Cyclic Air Temperature Drying of Guava Pieces : Effects on Moisture and Ascorbic Acid Contents,” *Food and Bioproducts Processing*, vol. 78, n°. 2, p. 72–78, 2000.

[87] K. J. Chua, M. N. A. Hawlader, S. K. Chou et J. C. Ho, “On the Study of Time-Varying Temperature Drying—Effect on Drying Kinetics and Product Quality,” *Drying Technology*, vol. 20, n°. 8, p. 1559–1577, 2002.

[88] J. C. Ho, S. K. Chou, K. J. Chua, A. S. Mujumdar et M. N. A. Hawlader, “Analytical study of cyclic temperature drying : Effect on drying kinetics and product quality,” *Journal of Food Engineering*, vol. 51, n°. 1, p. 65–75, 2002.

[89] S. K. Chin et C. L. Law, “Product Quality and Drying Characteristics of Intermittent Heat Pump Drying of Ganoderma tsugae Murrill,” *Drying Technology*, vol. 28, n°. 12, p. 1457–1465, 2010.

[90] H. W. Park et W. B. Yoon, “Prediction of the intermittent drying behavior of soybeans [Glycine max (L.)] using novel multilayered mass transfer simulation with an image analysis,” *Drying Technology*, vol. 37, n°. 10, p. 1228–1238, 2019.

[91] X. Cao, M. Islam, W. Xu, J. Chen, B. Chitrakar, X. Jia, X. Liu et S. Zhong, “Energy Consumption, Colour, Texture, Antioxidants, Odours, and Taste Qualities of Litchi Fruit Dried by Intermittent Ohmic Heating,” *Foods*, vol. 9, n°. 4, p. 425, 2020.

[92] H. Jung et W. B. Yoon, “The effect of intermittent drying on the cracking ratio of soybeans (Glycine max) at different relative humidity using reaction engineering approach modeling,” *Food Science & Nutrition*, vol. 6, n°. 6, p. 1492–1500, 2018.

[93] H. W. Yang et S. Gunasekaran, “Comparison of temperature distribution in model food cylinders based on Maxwell’s equations and Lambert’s law during pulsed microwave heating,” *Journal of Food Engineering*, vol. 64, n°. 4, p. 445–453, 2004.

[94] S. V. Jangam, “An Overview of Recent Developments and Some R&D Challenges Related to Drying of Foods,” *Drying Technology*, vol. 29, n°. 12, p. 1343–1357, 2011.

[95] Y. Nishiyama, W. Cao et B. Li, “Grain intermittent drying characteristics analyzed by a simplified model,” *Journal of Food Engineering*, vol. 76, n°. 3, p. 272–279, 2006.

[96] V. Silva, A. R. Figueiredo, J. J. Costa et R. P. F. Guiné, “Experimental and mathematical study of the discontinuous drying kinetics of pears,” *Journal of Food Engineering*, vol. 134, p. 30–36, 2014.

[97] Z. Yang, E. Zhu, Z. Zhu, J. Wang et S. Li, “A comparative study on intermittent heat pump drying process of Chinese cabbage (Brassica campestris L.ssp) seeds,” *Food and Bioproducts Processing*, vol. 91, n°. 4, p. 381–388, 2013.

[98] R. C. Brito, R. Béttega et J. T. Freire, “Energy analysis of intermittent drying in the spouted bed,” *Drying Technology*, vol. 37, n°. 12, p. 1498–1510, 2019.

[99] Z. Zhu, Z. Yang et F. Wang, “Experimental research on intermittent heat pump drying with constant and time-variant intermittency ratio,” *Drying Technology*, vol. 34, n°. 13, p. 1630–1640, 2016.

[100] L. A. Ramallo, N. N. Lovera et M. E. Schmalko, “Effect of the application of intermittent drying on Ilex paraguariensis quality and drying kinetics,” *Journal of Food Engineering*, vol. 97, n°. 2, p. 188–193, 2010.

[101] R. Baini et T. A. G. Langrish, “Choosing an appropriate drying model for intermittent and continuous drying of bananas,” *Journal of Food Engineering*, vol. 79, n°. 1, p. 330–343, 2007.

[102] A. Cihan, K. Kahveci et O. Hacıhafızoğlu, “Modelling of intermittent drying of thin layer rough rice,” *Journal of Food Engineering*, vol. 79, n°. 1, p. 293–298, 2007.

[103] W. P. da Silva, A. F. Rodrigues, C. M. D. P. S. e Silva et J. P. Gomes, “Numerical approach to describe continuous and intermittent drying including the tempering period : Kinetics and spatial distribution of moisture,” *Drying Technology*, vol. 35, n°. 3, p. 272–280, 2017.

[104] A. Cihan et M. C. Ece, “Liquid diffusion model for intermittent drying of rough rice,” *Journal of Food Engineering*, vol. 49, n°. 4, p. 327–331, 2001.

[105] A. G. Barbosa de Lima, J. M. P. Q. Delgado, S. R. F. Neto et C. M. R. Franco, “Intermittent Drying : Fundamentals, Modeling and Applications,” dans *Drying and Energy Technologies*, J. Delgado et A. G. Barbosa de Lima, édit. Springer International Publishing, 2016, p. 19–41.

[106] W. P. da Silva, C. M. D. P. S. e Silva, V. S. O. Farias et J. P. Gomes, “Diffusion Models to Describe the Drying Process of Peeled Bananas : Optimization and Simulation,” *Drying Technology*, vol. 30, n°. 2, p. 164–174, 2012.

[107] W. K. Lewis, “The Rate of Drying of Solid Materials.” *Journal of Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 13, n°. 5, p. 427–432, 1921.

[108] G. E. Page, “Factors influencing the maximum rates of air drying shelled corn in thin layers.” M.S. Thesis, Purdue University, Lafayette, 1949.

[109] S. A. Holowaty, L. A. Ramallo et M. E. Schmalko, “Intermittent drying simulation in a deep bed dryer of yerba maté,” *Journal of Food Engineering*, vol. 111, n°. 1, p. 110–114, 2012.

[110] S. M. Henderson et S. Pabis, “Grain drying theory, i. temperature effect on drying constant,” *J. Agric. Eng. Res.*, vol. 6, p. 21–26, 1961.

[111] S. M. Henderson, “Progress in developing the thin layer drying equation,” *Transactions of the ASAE*, vol. 17, n°. 6, p. 1167–1168, 1974.

[112] A. Midilli, H. Kucuk et Z. Yapar, “A New Model for Single-Layer Drying,” *Drying Technology*, vol. 20, n°. 7, p. 1503–1513, 2002.

[113] M. Peleg, “An Empirical Model for the Description of Moisture Sorption Curves,” *Journal of Food Science*, vol. 53, n°. 4, p. 1216–1217, 1988.

[114] W. P. da Silva, C. M. D. P. S. e Silva, J. A. R. de Sousa et V. S. O. Farias, “Empirical and diffusion models to describe water transport into chickpea (Cicer arietinum L.),” *International Journal of Food Science & Technology*, vol. 48, n°. 2, p. 267–273, 2013.

[115] P. K. Chandra et R. P. Singh, *Applied Numerical Methods for Food and Agricultural Engineers*. CRC Press, 1994.

[116] A. S. Kassem, “Comparative studies on thin layer drying models for wheat,” dans *13th international congress on agricultural engineering*, vol. 6, 1998, p. 2–6.

[117] M. Prat, “Recent advances in pore-scale models for drying of porous media,” *Chemical Engineering Journal*, vol. 86, n°. 1–2, p. 153–164, 2002.

[118] I. N. Tsimpanogiannis, Y. C. Yortsos, S. Poulou, N. Kanellopoulos et A. K. Stubos, “Scaling theory of drying in porous media,” *Physical Review E*, vol. 59, n°. 4, p. 4353–4365, 1999.

[119] F. Debaste, A. Léonard, V. Halloin et B. Haut, “Microtomographic investigation of a yeast grain porous structure,” *Journal of Food Engineering*, vol. 97, n°. 4, p. 526–532, 2010.

[120] R. Masoodi et K. M. Pillai, *Wicking in Porous Materials : Traditional and Modern Modeling Approaches*. CRC Press, 2012.

[121] Z. Liu, X. He, J. Han, X. Zhang, F. Li, A. Li, Z. Qu et F. Xu, “Liquid wicking behavior in paper-like materials : Mathematical models and their emerging biomedical applications,” *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 22, n°. 11, p. 132, 2018.

[122] F. Chauvet, P. Duru et M. Prat, “Depinning of evaporating liquid films in square capillary tubes : Influence of corners’ roundedness,” *Physics of Fluids*, vol. 22, n°. 11, p. 112113, 2010.

[123] E. Keita, P. Faure, S. Rodts, P. Coussot et D. Weitz, “Evaporation from a capillary tube : Experiment and modelization,” communication présentée à 5th International Conference on Porous Media and Their Applications in Science, Engineering and Industry, Kona, Hawaii, 2014. [En ligne]. Disponible : https://dc.engconfintl.org/porous_media_V/48/

[124] J. B. Laurindo et M. Prat, “Numerical and experimental network study of evaporation in capillary porous media. Drying rates,” *Chemical Engineering Science*, vol. 53, n°. 12, p. 2257–2269, 1998.

[125] J. Cai, E. Perfect, C.-L. Cheng et X. Hu, “Generalized Modeling of Spontaneous Imbibition Based on Hagen–Poiseuille Flow in Tortuous Capillaries with Variably Shaped Apertures,” *Langmuir*, vol. 30, n°. 18, p. 5142–5151, 2014.

[126] J. Cai et B. Yu, “A Discussion of the Effect of Tortuosity on the Capillary Imbibition in Porous Media,” *Transport in Porous Media*, vol. 89, n°. 2, p. 251–263, 2011.

[127] F. F. Ouali, G. McHale, H. Javed, C. Trabi, N. J. Shirtcliffe et M. I. Newton, “Wetting considerations in capillary rise and imbibition in closed square tubes and open rectangular cross-section channels,” *Microfluidics and Nanofluidics*, vol. 15, n°. 3, p. 309–326, 2013.

[128] N. Fries, K. Odic, M. Conrath et M. Dreyer, “The effect of evaporation on the wicking of liquids into a metallic weave,” *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 321, n°. 1, p. 118–129, 2008.

[129] S. Beyhaghi, S. Geoffroy, M. Prat et K. M. Pillai, “Wicking and evaporation of liquids in porous wicks : A simple analytical approach to optimization of wick design,” *AIChE Journal*, vol. 60, n°. 5, p. 1930–1940, 2014.

[130] A. G. Yiotis, D. Salin, E. S. Tajer et Y. C. Yortsos, “Drying in porous media with gravity-stabilized fronts : Experimental results,” *Physical Review E*, vol. 86, n°. 2, p. 026310, 2012.

[131] E. M. Benner et D. N. Petsev, “Evaporation effect on two-dimensional wicking in porous media,” *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 514, p. 21–29, 2018.

[132] Z. Liu, J. Hu, Y. Zhao, Z. Qu et F. Xu, “Experimental and numerical studies on liquid wicking into filter papers for paper-based diagnostics,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 88, p. 280–287, 2015.

[133] S. Veran-Tissoires et M. Prat, “Evaporation of a sodium chloride solution from a saturated porous medium with efflorescence formation,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 749, p. 701–749, 2014.

[134] M. Liu, J. Wu, Y. Gan, D. A. H. Hanaor et C. Q. Chen, “Evaporation Limited Radial Capillary Penetration in Porous Media,” *Langmuir*, vol. 32, n°. 38, p. 9899–9904, 2016.

[135] ——, “Tuning capillary penetration in porous media : Combining geometrical and evaporation effects,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 123, p. 239–250, 2018.

[136] Y. H. Hui, *Food Drying Science and Technology : Microbiology, Chemistry, Applications*. DEStech Publications, Inc, 2008.

[137] M. Krokida, D. Marinos-Kouris et A. Mujumdar, “Rotary Drying,” dans *Handbook of Industrial Drying, Fourth Edition*. CRC Press, 2014, p. 139–159.

[138] S. Kaleemullah et R. Kailappan, “Drying Kinetics of Red Chillies in a Rotary Dryer,” *Biosystems Engineering*, vol. 92, n°. 1, p. 15–23, 2005.

[139] F. T. Ademiluyi, M. F. N. Abowei, Y. T. Puyate et S. C. Achinewhu, “Effects of Drying Parameters on Heat Transfer during Drying of Fermented Ground Cassava in a Rotary Dryer,” *Drying Technology*, vol. 28, n°. 4, p. 550–561, 2010.

[140] M. S. Bacelos, C. D. F. Jesus et J. T. Freire, “Modeling and Drying of Carton Packaging Waste in a Rotary Dryer,” *Drying Technology*, vol. 27, n°. 9, p. 927–937, 2009.

[141] Y. N. Chun, M. S. Lim et K. Yoshikawa, “Development of a high-efficiency rotary dryer for sewage sludge,” *The Journal of Material Cycles and Waste Management*, vol. 14, n°. 1, p. 65–73, 2012.

[142] A. S. Mujumdar, “Dryers for particulate solids, slurries and sheet-form materials,” dans *Guide to Industrial Drying : Principles, Equipment and New Developments*, 2004, p. 33–77.

[143] A. Yataganbaba et İ. Kurtbaş, “A scientific approach with bibliometric analysis related to brick and tile drying : A review,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 59, p. 206–224, 2016.

[144] C. T. Kiranoudis, Z. B. Maroulis et D. Marinos-Kouris, “Modeling Asd Optimization of Fluidized Bed and Rotary Dryers,” *Drying Technology*, vol. 15, n°. 3-4, p. 735–763, 1997.

[145] Q. Xu et S. Pang, “Mathematical Modeling of Rotary Drying of Woody Biomass,” *Drying Technology*, vol. 26, n°. 11, p. 1344–1350, 2008.

[146] P. S. T. Sai, “Drying of Solids in a Rotary Dryer,” *Drying Technology*, vol. 31, nº. 2, p. 213–223, 2013.

[147] F. Castaño, F. R. Rubio et M. G. Ortega, “Modeling of a Cocurrent Rotary Dryer,” *Drying Technology*, vol. 30, nº. 8, p. 839–849, 2012.

[148] J. L. Erisman, “Roto-louvre dryer,” *Industrial & Engineering Chemistry*, vol. 30, nº. 9, p. 996–997, 1938.

[149] M. Wae-hayee, K. Yeranee, W. Suksuwan, A. Alimalbari, S. Sae-ung et C. Nuntadusit, “Heat transfer enhancement in rotary drum dryer by incorporating jet impingement to accelerate drying rate,” *Drying Technology*, p. 1–11, 2020.

[150] H.-W. Xiao, C.-L. Pang, L.-H. Wang, J.-W. Bai, W.-X. Yang et Z.-J. Gao, “Drying kinetics and quality of Monukka seedless grapes dried in an air-impingement jet dryer,” *Biosystems Engineering*, vol. 105, nº. 2, p. 233–240, 2010.

[151] P. B. Silva, C. R. Duarte et M. A. S. Barrozo, “A novel system for drying of agro-industrial acerola (Malpighia emarginata D. C.) waste for use as bioactive compound source,” *Innovative Food Science & Emerging Technologies*, vol. 52, p. 350–357, 2019.

[152] B. C. Silvério, I. A. Resende, D. B. Santos, C. R. Duarte et M. a. S. Barrozo, “A CFD Study of the Air Distribution at Non-Conventional Dryers Using Different Configurations of Mini Pipes,” *Materials Science Forum*, vol. 802, p. 203–208, 2014.

[153] M. Wae-hayee, K. Yeranee, I. Piya, Y. Rao et C. Nuntadusit, “Heat transfer correlation of impinging jet array from pipe nozzle under fully developed flow,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 154, p. 37–45, 2019.

[154] Q. Guo, Z. Wen et R. Dou, “Experimental and numerical study on the transient heat-transfer characteristics of circular air-jet impingement on a flat plate,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 104, p. 1177–1188, 2017.

[155] S. Banooni, S. M. Hosseinalipour, A. S. Mujumdar, E. Taheran et M. Mashaiekhi, “Impingement Heat Transfer Effects on Baking of Flat Bread,” *Drying Technology*, vol. 26, nº. 7, p. 910–919, 2008.

[156] H. Enwald, E. Peirano et A. E. Almstedt, “Eulerian two-phase flow theory applied to fluidization,” *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 22, p. 21–66, 1996.

[157] C. T. Crowe, T. R. Troutt et J. N. Chung, “Numerical models for two-phase turbulent flows,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 28, nº. 1, p. 11–43, 1996.

[158] J. J. Brey et M. J. Ruiz-Montero, “Direct Monte Carlo simulation of dilute granular flow,” *Computer Physics Communications*, vol. 121-122, p. 278–283, 1999.

[159] H. P. Zhu, Z. Y. Zhou, R. Y. Yang et A. B. Yu, “Discrete particle simulation of particulate systems : Theoretical developments,” *Chemical Engineering Science*, vol. 62, n°. 13, p. 3378–3396, 2007.

[160] ——, “Discrete particle simulation of particulate systems : A review of major applications and findings,” *Chemical Engineering Science*, vol. 63, n°. 23, p. 5728–5770, 2008.

[161] P. J. Hoogerbrugge et J. M. V. A. Koelman, “Simulating Microscopic Hydrodynamic Phenomena with Dissipative Particle Dynamics,” *Europhysics Letters (EPL)*, vol. 19, n°. 3, p. 155–160, 1992.

[162] M. B. Liu, G. R. Liu, L. W. Zhou et J. Z. Chang, “Dissipative Particle Dynamics (DPD) : An Overview and Recent Developments,” *Archives of Computational Methods in Engineering*, vol. 22, n°. 4, p. 529–556, 2015.

[163] E. Alizadeh, F. Bertrand et J. Chaouki, “Comparison of DEM results and Lagrangian experimental data for the flow and mixing of granules in a rotating drum,” *AIChE Journal*, vol. 60, n°. 1, p. 60–75, 2014.

[164] D. A. Santos, M. A. Barrozo, C. R. Duarte, F. Weigler et J. Mellmann, “Investigation of particle dynamics in a rotary drum by means of experiments and numerical simulations using DEM,” *Advanced Powder Technology*, vol. 27, n°. 2, p. 692–703, 2016.

[165] Y. Tsuji, T. Kawaguchi et T. Tanaka, “Discrete particle simulation of two-dimensional fluidized bed,” *Powder Technology*, vol. 77, n°. 1, p. 79–87, 1993.

[166] D. A. Clarke, A. J. Sederman, L. F. Gladden et D. J. Holland, “Investigation of Void Fraction Schemes for Use with CFD-DEM Simulations of Fluidized Beds,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 57, n°. 8, p. 3002–3013, 2018.

[167] M. Liu, Y. Wen, R. Liu, B. Liu et Y. Shao, “Investigation of fluidization behavior of high density particle in spouted bed using CFD–DEM coupling method,” *Powder Technology*, vol. 280, p. 72–82, 2015.

[168] C. Wang, Z. Zhong, X. Wang et S. A. Alting, “Simulation of gas-solid flow in rectangular spouted bed by coupling CFD-DEM and LES,” *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 92, n°. 8, p. 1488–1494, 2014.

[169] F. Bertrand, L. A. Leclaire et G. Levecque, “DEM-based models for the mixing of granular materials,” *Chemical Engineering Science*, vol. 60, n°. 8–9, p. 2517–2531, 2005.

[170] P. Cundall et O. D. Strack, “A discrete numerical model for granular assemblies,” *Géotechnique*, vol. 29, n°. 1, p. 47–65, 1979.

[171] C. Kloss, C. Goniva, A. Hager, S. Amberger et S. Pirker, “Models, algorithms and validation for opensource DEM and CFD–DEM,” *Progress in Computational Fluid Dynamics, an International Journal*, vol. 12, n°. 2-3, p. 140–152, 2012.

[172] LIGGGHTS. LAMMPS Improved for General Granular and Granular Heat Transfer Simulations. [En ligne]. Disponible : https://www.cfdem.com/

[173] B. Hoomans, J. Kuipers, W. Briels et W. van Swaaij, “Discrete particle simulation of bubble and slug formation in a two-dimensional gas-fluidised bed : A hard-sphere approach,” *Chemical Engineering Science*, vol. 51, n°. 1, p. 99–118, 1996.

[174] Y. Tsuji, “Multi-scale modeling of dense phase gas–particle flow,” *Chemical Engineering Science*, vol. 62, n°. 13, p. 3410–3418, 2007.

[175] A. Di Renzo et F. P. Di Maio, “Comparison of contact-force models for the simulation of collisions in DEM-based granular flow codes,” *Chemical Engineering Science*, vol. 59, n°. 3, p. 525–541, 2004.

[176] H. Kruggel-Emden, E. Simsek, S. Rickelt, S. Wirtz et V. Scherer, “Review and extension of normal force models for the Discrete Element Method,” *Powder Technology*, vol. 171, n°. 3, p. 157–173, 2007.

[177] T. A. H. Simons, S. Bensmann, S. Zigan, H. J. Feise, H. Zetzener et A. Kwade, “Characterization of granular mixing in a helical ribbon blade blender,” *Powder Technology*, vol. 293, p. 15–25, 2016.

[178] R. Chandratilleke, A. Yu, J. Bridgwater et K. Shinohara, “Flow and Mixing of Cohesive Particles in a Vertical Bladed Mixer,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 53, n°. 10, p. 4119–4130, 2014.

[179] M. K. Saeed et M. S. Siraj, “Mixing study of non-spherical particles using DEM,” *Powder Technology*, vol. 344, p. 617–627, 2019.

[180] E. Yazdani et S. H. Hashemabadi, “The influence of cohesiveness on particulate bed segregation and mixing in rotating drum using DEM,” *Physica A : Statistical Mechanics and its Applications*, vol. 525, p. 788–797, 2019.

[181] S. Wu, M. Kou, J. Xu, X. Guo, K. Du, W. Shen et J. Sun, “DEM simulation of particle size segregation behavior during charging into and discharging from a Paul-Wurth type hopper,” *Chemical Engineering Science*, vol. 99, p. 314–323, 2013.

[182] Y. Yu et H. Saxén, “Segregation behavior of particles in a top hopper of a blast furnace,” *Powder Technology*, vol. 262, p. 233–241, 2014.

[183] Z. Peng, E. Doroodchi et B. Moghtaderi, “Heat transfer modelling in Discrete Element Method (DEM)-based simulations of thermal processes : Theory and model development,” *Progress in Energy and Combustion Science*, vol. 79, p. 100847, 2020.

[184] Q. Xie, Z. Chen, Q. Hou, A. Yu et R. Yang, “DEM investigation of heat transfer in a drum mixer with lifters,” *Powder Technology*, vol. 314, p. 175–181, 2017.

[185] H. Komossa, S. Wirtz, V. Scherer, F. Herz et E. Specht, “Heat transfer in indirect heated rotary drums filled with monodisperse spheres : Comparison of experiments with DEM simulations,” *Powder Technology*, vol. 286, p. 722–731, 2015.

[186] Z. Zhou, S. Kuang, K. Chu et A. Yu, “Discrete particle simulation of particle-fluid flow : Model formulations and their applicability,” *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 661, p. 482–510, 2010.

[187] S. Golshan, R. Sotudeh-Gharebagh, R. Zarghami, N. Mostoufi, B. Blais et J. A. M. Kuipers, “Review and implementation of CFD-DEM applied to chemical process systems,” *Chemical Engineering Science*, vol. 221, p. 115646, 2020.

[188] A. Bérard, G. S. Patience et B. Blais, “Experimental methods in chemical engineering : Unresolved CFD-DEM,” *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 98, n°. 2, p. 424–440, 2020.

[189] A. Di Renzo et F. P. Di Maio, “Homogeneous and bubbling fluidization regimes in DEM–CFD simulations : Hydrodynamic stability of gas and liquid fluidized beds,” *Chemical Engineering Science*, vol. 62, n°. 1-2, p. 116–130, 2007.

[190] T. Tsuji, K. Yabumoto et T. Tanaka, “Spontaneous structures in three-dimensional bubbling gas-fluidized bed by parallel DEM–CFD coupling simulation,” *Powder Technology*, vol. 184, n°. 2, p. 132–140, 2008.

[191] C. Goniva, C. Kloss, N. G. Deen, J. A. M. Kuipers et S. Pirker, “Influence of rolling friction on single spout fluidized bed simulation,” *Particuology*, vol. 10, n°. 5, p. 582–591, 2012.

[192] M. Saidi, Z. Wang, J. R. Grace et C. J. Lim, “Numerical and experimental investigation of hydrodynamic characteristics of a slot-rectangular spouted bed,” *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 94, n°. 2, p. 332–339, 2016.

[193] J. Azmir, Q. Hou et A. Yu, “Discrete particle simulation of food grain drying in a fluidised bed,” *Powder Technology*, vol. 323, p. 238–249, 2018.

[194] ——, “CFD-DEM simulation of drying of food grains with particle shrinkage,” *Powder Technology*, vol. 343, p. 792–802, 2019.

[195] ——, “CFD-DEM study of the effects of food grain properties on drying and shrinkage in a fluidised bed,” *Powder Technology*, vol. 360, p. 33–42, 2020.

[196] F. Sudbrock, H. Kruggel-Emden, S. Wirtz et V. Scherer, “Convective Drying of Agitated Silica Gel and Beech Wood Particle Beds—Experiments and Transient DEM-CFD Simulations,” *Drying Technology*, vol. 33, n°. 15-16, p. 1808–1820, 2015.

[197] V. Scherer, M. Mönnigmann, M. O. Berner et F. Sudbrock, “Coupled DEM–CFD simulation of drying wood chips in a rotary drum – Baffle design and model reduction,” *Fuel*, vol. 184, p. 896–904, 2016.

[198] L. Lu, Y. Xu, T. Li et S. Benyahia, “Assessment of different coarse graining strategies to simulate polydisperse gas-solids flow,” *Chemical Engineering Science*, vol. 179, p. 53–63, 2018.

[199] M. Börner, A. Bück et E. Tsotsas, “DEM-CFD investigation of particle residence time distribution in top-spray fluidised bed granulation,” *Chemical Engineering Science*, vol. 161, p. 187–197, 2017.

[200] L. Mu, K. Buist, J. Kuipers et N. Deen, “Scaling method of CFD-DEM simulations for gas-solid flows in risers,” *Chemical Engineering Science : X*, vol. 6, p. 100054, 2020.

[201] Y. Le Moullec, C. Gentric, O. Potier et J. Leclerc, “Comparison of systemic, compartmental and CFD modelling approaches : Application to the simulation of a biological reactor of wastewater treatment,” *Chemical Engineering Science*, vol. 65, n°. 1, p. 343–350, 2010.

[202] R. Golestani, A. Raisi et A. Aroujalian, “Mathematical Modeling on Air Drying of Apples Considering Shrinkage and Variable Diffusion Coefficient,” *Drying Technology*, vol. 31, n°. 1, p. 40–51, 2013.

[203] B. Haut et P. Colinet, “Surface-tension-driven instabilities of a pure liquid layer evaporating into an inert gas,” *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 285, n°. 1, p. 296–305, 2005.

[204] B. Sobac, P. Talbot, B. Haut, A. Rednikov et P. Colinet, “A comprehensive analysis of the evaporation of a liquid spherical drop,” *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 438, p. 306–317, 2015.

[205] P. Talbot, B. Sobac, A. Rednikov, P. Colinet et B. Haut, “Thermal transients during the evaporation of a spherical liquid drop,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 97, p. 803–817, 2016.

[206] M. Mota, J. A. Teixeira, W. R. Bowen et A. Yelshin, “Interference of coarse and fine particles of different shape in mixed porous beds and filter cakes,” *Minerals Engineering*, vol. 16, n°. 2, p. 135–144, 2003.

[207] C. Kumar, G. J. Millar et M. A. Karim, “Effective Diffusivity and Evaporative Cooling in Convective Drying of Food Material,” *Drying Technology*, vol. 33, n°. 2, p. 227–237, 2015.

[208] A. G. B. de Lima, M. R. Queiroz et S. A. Nebra, “Simultaneous moisture transport and shrinkage during drying of solids with ellipsoidal configuration,” *Chemical Engineering Journal*, vol. 86, n°. 1, p. 85–93, 2002.

[209] R. Clift, J. R. Grace et M. E. Weber, *Bubbles, Drops, and Particles.* Dover Publications Inc., 2005.

[210] G. R. Hadley, “Thermal conductivity of packed metal powders,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 29, n°. 6, p. 909–920, 1986.

[211] R. B. Bird, W. E. Stewart et E. N. Lightfoot, *Transport Phenomena, Revised 2nd Edition.* John Wiley & Sons, Inc., 2006.

[212] A. Savitzky et M. J. Golay, “Smoothing and differentiation of data by simplified least squares procedures.” *Analytical chemistry*, vol. 36, n°. 8, p. 1627–1639, 1964.

[213] Z. Yan, M. J. Sousa-Gallagher et F. A. R. Oliveira, “Shrinkage and porosity of banana, pineapple and mango slices during air-drying,” *Journal of Food Engineering*, vol. 84, n°. 3, p. 430–440, 2008.

[214] A. Kharaghani, T. Metzger et E. Tsotsas, “A proposal for discrete modeling of mechanical effects during drying, combining pore networks with DEM,” *AIChE Journal*, vol. 57, n°. 4, p. 872–885, 2011.

[215] M. A. M. Khraisheh, W. A. M. McMinn et T. R. A. Magee, “Quality and structural changes in starchy foods during microwave and convective drying,” *Food research international*, vol. 37, n°. 5, p. 497–503, 2004.

[216] L. C. Lievense, M. A. M. Verbeek, T. Taekema, G. Meerdink et K. Riet, “Modelling the inactivation of Lactobacillus plantarum during a drying process,” *Chemical Engineering Science*, vol. 47, n°. 1, p. 87–97, 1992.

[217] C. Laroche et P. Gervais, “Achievement of rapid osmotic dehydration at specific temperatures could maintain high Saccharomyces cerevisiae viability,” *Applied Microbiology and Biotechnology*, vol. 60, n°. 6, p. 743–747, 2003.

[218] L. Beney, P. Marechal et P. Gervais, “Coupling effects of osmotic pressure and temperature on the viability of Saccharomyces cerevisiae,” *Applied Microbiology and Biotechnology*, vol. 56, n°. 3, p. 513–516, 2001.

[219] L. Beney, I. M. de Maranon, P. Marechal et P. Gervais, “Influence of thermal and osmotic stresses on the viability of the yeast saccharomyces cerevisiae,” *International journal of food microbiology*, vol. 55, n°. 1-3, p. 275–279, 2000.

[220] C. Van Engeland, L. Spreutels, R. Legros et B. Haut, “Convective drying of baker’s yeast pellets containing a carrier,” *Drying Technology*, vol. 37, n°. 11, p. 1405–1417, 2019.

[221] G. Luna-Solano, M. A. Salgado-Cervantes, M. A. Garcia-Alvarado et G. Rodriguez-Jimenes, “Improved Viability of Spray Dried Brewer’s Yeast by Using Starch (grits) and Maltodextrin as Processing Aids,” *Journal of Food Process Engineering*, vol. 23, n°. 6, p. 453–462, 2000.

[222] R Core Team. (2013) R : A language and environment for statistical computing. [En ligne]. Disponible : http://www.R-project.org/

[223] D. Bates, M. Mächler, B. Bolker et S. Walker, “Fitting Linear Mixed-Effects Models Using lme4,” *Journal of Statistical Software*, vol. 67, n°. 1, p. 1–48, 2015.

[224] A. P. Filippin, L. M. Filho, V. Fadel et M. A. Mauro, “Thermal intermittent drying of apples and its effects on energy consumption,” *Drying Technology*, vol. 36, n°. 14, p. 1662–1677, 2018.

[225] H. Zhao, Z. Yang et Z. Tao, “Drying Kinetics of Continuous and Intermittent Heat Pump Drying of Green Soybean Seeds,” *International Journal of Food Engineering*, vol. 13, n°. 11, 2017.

[226] L. Spreutels, B. Haut, R. Legros, F. Bertrand et J. Chaouki, “Experimental investigation of solid particles flow in a conical spouted bed using radioactive particle tracking,” *AIChE Journal*, vol. 62, n°. 1, p. 26–37, 2016.

[227] S. K. Chou, K. J. Chua, A. S. Mujumdar, M. N. A. Hawlader et J. C. Ho, “On the Intermittent Drying of an Agricultural Product,” *Food and Bioproducts Processing*, vol. 78, n°. 4, p. 193–203, 2000.

[228] R. P. Ramachandran, M. Akbarzadeh, J. Paliwal et S. Cenkowski, “Computational Fluid Dynamics in Drying Process Modelling—a Technical Review,” *Food and Bioprocess Technology*, vol. 11, n°. 2, p. 271–292, 2018.

[229] A. M. Castro, E. Y. Mayorga et F. L. Moreno, “Mathematical modelling of convective drying of fruits : A review,” *Journal of Food Engineering*, vol. 223, p. 152–167, 2018.

[230] A. Aubin, R. Ansart, M. Hemati, T. Lasuye et M. Branly, “Modeling and simulation of drying operations in PVC powder production line : Experimental and theoretical study of drying kinetics on particle scale,” *Powder Technology*, vol. 255, p. 120–133, 2014.

[231] D. Levi-Hevroni, A. Levy et I. Borde, “Mathematical Modeling of Drying of Liquid/Solid Slurries in Steady State One-Dimensional Flow,” *Drying Technology*, vol. 13, n°. 5-7, p. 1187–1201, 1995.

[232] P. K. Agarwal, W. E. Genetti et Y. Y. Lee, “Coupled drying and devolatilization of wet coal in fluidized beds,” *Chemical Engineering Science*, vol. 41, n°. 9, p. 2373–2383, 1986.

[233] M. Assar, M. Golmohammadi, M. Rajabi-Hamaneh et M. N. Hassankiadeh, “A Combined Experimental and Theoretical Approach to Study Temperature and Moisture Dynamic Characteristics of Intermittent Paddy Rice Drying,” *Chemical Engineering Communications*, vol. 203, n°. 9, p. 1242–1250, 2016.

[234] D. Or, P. Lehmann, E. Shahraeeni et N. Shokri, “Advances in soil evaporation physics - a review,” *Vadose Zone Journal*, vol. 12, n°. 4, 2013.

[235] D. K. Todd et L. W. Mays, *Groundwater hydrology.* John Wiley & Sons, 2005.

[236] C. W. Vertucci, “The kinetics of seed imbibition : controlling factors and relevance to seedling vigor,” *Seed moisture*, p. 93–115, 1989.

[237] J. Dumais et Y. Forterre, ““vegetable dynamicks” : the role of water in plant movements,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 44, n°. 1, p. 453–478, 2012.

[238] Y. Forterre, “Slow, fast and furious : understanding the physics of plant movements,” *Journal of Experimental Botany*, vol. 64, n°. 15, p. 4745–4760, 2013.

[239] A. W. Martinez, S. T. Phillips, G. M. Whitesides et E. Carrilho, “Diagnostics for the developing world : Microfluidic paper-based analytical devices,” *Analytical Chemistry*, vol. 82, n°. 1, p. 3–10, 2010.

[240] M. M. Gong et D. Sinton, “Turning the page : advancing paper-based microfluidics for broad diagnostic application,” *Chemical reviews*, vol. 117, n°. 12, p. 8447–8480, 2017.

[241] N. R. Morrow et G. Mason, “Recovery of oil by spontaneous imbibition,” *Current Opinion in Colloid & Interface Science*, vol. 6, n°. 4, p. 321–337, 2001.

[242] M. Ji et Z. Wei, “A review of water management in polymer electrolyte membrane fuel cells,” *Energies*, vol. 2, n°. 4, p. 1057–1106, 2009.

[243] X. Liu, F. Peng, G. Lou et Z. Wen, “Liquid water transport characteristics of porous diffusion media in polymer electrolyte membrane fuel cells : A review,” *Journal of Power Sources*, vol. 299, p. 85–96, 2015.

[244] K. Singh, M. Jung, M. Brinkmann et R. Seemann, “Capillary-dominated fluid displacement in porous media,” *Annual Review of Fluid Mechanics*, vol. 51, n°. 1, p. 429–449, 2019.

[245] J. M. Bell et F. K. Cameron, “The Flow of Liquids through Capillary Spaces,” *The Journal of Physical Chemistry*, vol. 10, n°. 8, p. 658–674, 1905.

[246] R. Lucas, “Ueber das Zeitgesetz des kapillaren Aufstiegs von Flüssigkeiten,” *Kolloid-Zeitschrift*, vol. 23, n°. 1, p. 15–22, 1918.

[247] E. W. Washburn, “The Dynamics of Capillary Flow,” *Physical Review*, vol. 17, n°. 3, p. 273–283, 1921.

[248] N. Fries et M. Dreyer, "An analytic solution of capillary rise restrained by gravity," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 320, n°. 1, p. 259–263, 2008.

[249] K. Li et R. N. Horne, "Generalized scaling approach for spontaneous imbibition : an analytical model," *SPE Reservoir Evaluation & Engineering*, vol. 9, n°. 03, p. 251–258, 2006.

[250] K. Li, D. Zhang, H. Bian, C. Meng et Y. Yang, "Criteria for Applying the Lucas-Washburn Law," *Scientific Reports*, vol. 5, n°. 1, p. 14085, 2015.

[251] J. Szekely, A. W. Neumann et Y. K. Chuang, "The rate of capillary penetration and the applicability of the washburn equation," *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 35, n°. 2, p. 273–278, 1971.

[252] J. Cai, X. Hu, D. C. Standnes et L. You, "An analytical model for spontaneous imbibition in fractal porous media including gravity," *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, vol. 414, p. 228–233, 2012.

[253] M. Stange, M. E. Dreyer et H. J. Rath, "Capillary driven flow in circular cylindrical tubes," *Physics of Fluids*, vol. 15, n°. 9, p. 2587–2601, 2003.

[254] B. Lavi, A. Marmur et J. Bachmann, "Porous media characterization by the two-liquid method : effect of dynamic contact angle and inertia," *Langmuir*, vol. 24, n°. 5, p. 1918–1923, 2008.

[255] P. Wu, A. D. Nikolov et D. T. Wasan, "Capillary rise : validity of the dynamic contact angle models," *Langmuir*, vol. 33, n°. 32, p. 7862–7872, 2017.

[256] S. Suo, M. Liu et Y. Gan, "Modelling Imbibition Processes in Heterogeneous Porous Media," *Transport in Porous Media*, vol. 126, n°. 3, p. 615–631, 2018.

[257] D. R. Schuchard et J. C. Berg, "Liquid transport in composite cellulose—superabsorbent fiber networks," *Wood and Fiber Science*, vol. 23, n°. 3, p. 342–357, 1991.

[258] R. Masoodi et K. M. Pillai, "Darcy's law-based model for wicking in paper-like swelling porous media," *AIChE Journal*, vol. 56, n°. 9, p. 2257–2267, 2010.

[259] N. S. Achour, M. Hamdaoui et S. B. Nasrallah, "Wicking and Evaporation of Liquids in Knitted Fabrics : Analytic Solution of Capillary Rise Restrained by Gravity and Evaporation," *International Journal of Mechanical and Mechatronics Engineering*, vol. 9, n°. 7, p. 1387–1392, 2015.

[260] L. A. N. Amaral, A.-L. Barabási, S. V. Buldyrev, S. Havlin et H. E. Stanley, "New exponent characterizing the effect of evaporation on imbibition experiments," *Physical Review Letters*, vol. 72, n°. 5, p. 641–644, 1994.

[261] D. A. Lockington, J.-Y. Parlange et M. Lenkopane, “Capillary absorption in porous sheets and surfaces subject to evaporation,” *Transport in Porous Media*, vol. 68, n°. 1, p. 29–36, 2007.

[262] C. K. Camplisson, K. M. Schilling, W. L. Pedrotti, H. A. Stone et A. W. Martinez, “Two-ply channels for faster wicking in paper-based microfluidic devices,” *Lab on a Chip*, vol. 15, n°. 23, p. 4461–4466, 2015.

[263] S. Jahanshahi-Anbuhi, A. Henry, V. Leung, C. Sicard, K. Pennings, R. Pelton, J. D. Brennan et C. D. M. Filipe, “Paper-based microfluidics with an erodible polymeric bridge giving controlled release and timed flow shutoff,” *Lab on a Chip*, vol. 14, n°. 1, p. 229–236, 2014.

[264] L. Mekhitarian, B. Sobac, S. Dehaeck, B. Haut et P. Colinet, “Evaporation dynamics of completely wetting drops on geometrically textured surfaces,” *EPL (Europhysics Letters)*, vol. 120, n°. 1, p. 16001, 2017.

[265] R. Lenormand, E. Touboul et C. Zarcone, “Numerical models and experiments on immiscible displacements in porous media,” *Journal of fluid mechanics*, vol. 189, p. 165–187, 1988.

[266] R. Lenormand, “Liquids in porous media,” *Journal of Physics : Condensed Matter*, vol. 2, n°. S, p. SA79, 1990.

[267] Y. Méheust, G. Løvoll, K. J. Måløy et J. Schmittbuhl, “Interface scaling in a two-dimensional porous medium under combined viscous, gravity, and capillary effects,” *Physical Review E*, vol. 66, n°. 5, p. 051603, 2002.

[268] D. Or, “Scaling of capillary, gravity and viscous forces affecting flow morphology in unsaturated porous media,” *Advances in water resources*, vol. 31, n°. 9, p. 1129–1136, 2008.

[269] A. Yiotis, I. N. Tsimpanogiannis et A. K. Stubos, “Fractal characteristics and scaling of the drying front in porous media : a pore network study,” *Drying Technology*, vol. 28, n°. 8, p. 981–990, 2010.

[270] R. Masoodi, K. M. Pillai et P. P. Varanasi, “Darcy’s law-based models for liquid absorption in polymer wicks,” *AIChE Journal*, vol. 53, n°. 11, p. 2769–2782, 2007.

[271] K. M. Pillai et S. G. Advani, “Wicking across a Fiber-Bank,” *Journal of Colloid and Interface Science*, vol. 183, n°. 1, p. 100–110, 1996.

[272] R. Masoodi et K. Pillai, “A general formula for capillary suction-pressure in porous media,” *Journal of Porous Media*, vol. 15, n°. 8, p. 775–783, 2012.

[273] J. Cai, B. Yu, M. Zou et L. Luo, “Fractal Characterization of Spontaneous Co-current Imbibition in Porous Media,” *Energy & Fuels*, vol. 24, n°. 3, p. 1860–1867, 2010.

[274] W. H. Green et G. A. Ampt, “Studies on Soil Phyics.” *The Journal of Agricultural Science*, vol. 4, n°. 1, p. 1–24, 1911.

[275] I. Langmuir, “The evaporation of small spheres,” *Physical review*, vol. 12, n°. 5, p. 368–370, 1918.

[276] B. Sobac, Z. Larbi, P. Colinet et B. Haut, “Mathematical modeling of the drying of a spherical colloidal drop,” *Colloids and Surfaces A : Physicochemical and Engineering Aspects*, vol. 576, p. 110–122, 2019.

[277] K. M. Schilling, A. L. Lepore, J. A. Kurian et A. W. Martinez, “Fully enclosed microfluidic paper-based analytical devices,” *Analytical chemistry*, vol. 84, n°. 3, p. 1579–1585, 2012.

[278] S. Veran-Tissoires, S. Geoffroy, M. Marcoux et M. Prat, “Evaporation and Wicking,” dans *Wicking in Porous Materials : Traditional and Modern Modeling Approaches*. CRC Press, 2012, p. 201–236.

[279] A. G. Yiotis, A. G. Boudouvis, A. K. Stubos, I. N. Tsimpanogiannis et Y. C. Yortsos, “Effect of liquid films on the drying of porous media,” *AIChE Journal*, vol. 50, n°. 11, p. 2721–2737, 2004.

[280] B. Camassel, N. Sghaier, M. Prat et S. B. Nasrallah, “Evaporation in a capillary tube of square cross-section : application to ion transport,” *Chemical engineering science*, vol. 60, n°. 3, p. 815–826, 2005.

[281] F. A. L. Dullien, *Porous Media : Fluid Transport and Pore Structure*. Academic Press, 1979.

[282] J. Comiti et M. Renaud, “A new model for determining mean structure parameters of fixed beds from pressure drop measurements : Application to beds packed with parallelepipedal particles,” *Chemical Engineering Science*, vol. 44, n°. 7, p. 1539–1545, 1989.

[283] J. Kozeny, “Uber kapillare leitung der wasser in boden,” *Royal Academy of Science, Vienna, Proc. Class I*, vol. 136, p. 271–306, 1927.

[284] P. C. Carman, “Fluid Flow Through Granular Beds,” *Transactions - Institution of Chemical Engineers*, vol. 15, p. 150–166, 1937.

[285] J. B. Laurindo et M. Prat, “Numerical and experimental network study of evaporation in capillary porous media. Phase distributions,” *Chemical Engineering Science*, vol. 51, n°. 23, p. 5171–5185, 1996.

[286] M. Lapuerta, J. P. Hernández et J. R. Agudelo, “An equation for the estimation of alcohol-air diffusion coefficients for modelling evaporation losses in fuel systems,” *Applied Thermal Engineering*, vol. 73, n°. 1, p. 539–548, 2014.

[287] "DDBST - DDBST GmbH," http ://www.ddbst.com/.

[288] "Material Property Search - Knovel," https ://app.knovel.com/web/data-search.v.

[289] D. R. Lide, *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 89th Edition.* CRC Press, 2008.

[290] L. L. Handy, "Determination of Effective Capillary Pressures for Porous Media from Imbibition Data," *Petroleum Transactions, AIME*, vol. 219, p. 75–80, 1960.

[291] M. E. Chimienti, S. N. Illiano et H. L. Najurieta, "Influence of Temperature and Interfacial Tension on Spontaneous Imbibition Process." dans *Latin American and Caribbean Petroleum Engineering Conference.* Society of Petroleum Engineers, 1999.

[292] J. M. Schembre, G. Q. Tang et A. R. Kovscek, "Wettability alteration and oil recovery by water imbibition at elevated temperatures," *Journal of Petroleum Science and Engineering*, vol. 52, n°. 1, p. 131–148, 2006.

[293] M. Prat, "On the influence of pore shape, contact angle and film flows on drying of capillary porous media," *International journal of heat and mass transfer*, vol. 50, n°. 7-8, p. 1455–1468, 2007.

[294] P. Khomwachirakul, S. Devahastin, T. Swasdisevi et S. Soponronnarit, "Simulation of flow and drying characteristics of high-moisture particles in an impinging stream dryer via CFD-DEM," *Drying Technology*, vol. 34, n°. 4, p. 403–419, 2016.

[295] L. Fries, S. Antonyuk, S. Heinrich et S. Palzer, "DEM–CFD modeling of a fluidized bed spray granulator," *Chemical Engineering Science*, vol. 66, n°. 11, p. 2340–2355, 2011.

[296] B. Blais, "Développement d'un modèle euler-lagrange robuste pour la simulation des écoulements solide-liquide dans les opérations de mélange." Thèse de doctorat, Dép. de génie chimique, École Polytechnique de Montréal, Montréal, QC, 2016. [En ligne]. Disponible : http://publications.polymtl.ca/2219/

[297] H. R. Norouzi, R. Zarghami, R. Sotudeh-Gharebagh et N. Mostoufi, *Coupled CFD-DEM Modeling : Formulation, Implementation and Application to Multiphase Flows.* John Wiley & Sons, 2016.

[298] L. Zhou, L. Zhang, L. Bai, W. Shi, W. Li, C. Wang et R. Agarwal, "Experimental study and transient CFD/DEM simulation in a fluidized bed based on different drag models," *RSC Advances*, vol. 7, n°. 21, p. 12 764–12 774, 2017.

[299] X. Ku, T. Li et T. Løvås, "Influence of drag force correlations on periodic fluidization behavior in Eulerian–Lagrangian simulation of a bubbling fluidized bed," *Chemical Engineering Science*, vol. 95, p. 94–106, 2013.

[300] X. Guan, X. Li, N. Yang et M. Liu, "CFD simulation of gas-liquid flow in stirred tanks : Effect of drag models," *Chemical Engineering Journal*, vol. 386, p. 121554, 2020.

[301] R. Di Felice, “The voidage function for fluid-particle interaction systems,” *International Journal of Multiphase Flow*, vol. 20, n°. 1, p. 153–159, 1994.

[302] V. Agrawal, Y. Shinde, M. T. Shah, R. P. Utikar, V. K. Pareek et J. B. Joshi, “Effect of drag models on CFD–DEM predictions of bubbling fluidized beds with Geldart D particles,” *Advanced Powder Technology*, vol. 29, n°. 11, p. 2658–2669, 2018.

[303] B. Blais, M. Lassaigne, C. Goniva, L. Fradette et F. Bertrand, “Development of an unresolved CFD–DEM model for the flow of viscous suspensions and its application to solid–liquid mixing,” *Journal of Computational Physics*, vol. 318, p. 201–221, 2016.

[304] B. Blais, O. Bertrand, L. Fradette et F. Bertrand, “CFD-DEM simulations of early turbulent solid–liquid mixing : Prediction of suspension curve and just-suspended speed,” *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 123, p. 388–406, 2017.

[305] R. I. Issa, “Solution of the implicitly discretised fluid flow equations by operator-splitting,” *Journal of Computational Physics*, vol. 62, n°. 1, p. 40–65, 1986.

[306] B. Blais et F. Bertrand, “On the use of the method of manufactured solutions for the verification of CFD codes for the volume-averaged Navier–Stokes equations,” *Computers & Fluids*, vol. 114, p. 121–129, 2015.

[307] B. Blais, M. Lassaigne, C. Goniva, L. Fradette et F. Bertrand, “A semi-implicit immersed boundary method and its application to viscous mixing,” *Computers & Chemical Engineering*, vol. 85, p. 136–146, 2016.

[308] B. Delacroix, J. Rastoueix, L. Fradette, F. Bertrand et B. Blais, “CFD-DEM simulations of solid-liquid flow in stirred tanks using a non-inertial frame of reference,” *Chemical Engineering Science*, vol. 230, p. 116137, 2021.

[309] B. Blais et F. Bertrand, “CFD-DEM investigation of viscous solid–liquid mixing : Impact of particle properties and mixer characteristics,” *Chemical Engineering Research and Design*, vol. 118, p. 270–285, 2017.

[310] OpenFOAM. Open field operation and manipulation. [En ligne]. Disponible : https://openfoam.org

[311] J. Horabik et M. Molenda, “Parameters and contact models for DEM simulations of agricultural granular materials : A review,” *Biosystems Engineering*, vol. 147, p. 206–225, 2016.

[312] D. Góral, F. Kluza et K. Kozłowicz, “Spouted bed and jet impingement fluidization in food industry,” dans *Heat Transfer-Models, Methods and Applications*. IntechOpen, 2017.

[313] S. Golshan, O. Yaman, M. Koksal, G. Kulah, R. Zarghami et N. Mostoufi, “A new correlation for minimum spouting velocity for conical spouted beds operating with high density particles,” *Experimental Thermal and Fluid Science*, vol. 96, p. 358–370, 2018.

[314] H. T. Bi, A. Macchi, J. Chaouki et R. Legros, “Minimum spouting velocity of conical spouted beds,” *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, vol. 75, n°. 2, p. 460–465, 1997.

[315] T. S. O’donovan et D. B. Murray, “Fluctuating fluid flow and heat transfer of an obliquely impinging air jet,” *International Journal of Heat and Mass Transfer*, vol. 51, n°. 25-26, p. 6169–6179, 2008.

[316] S.-H. Chuang et C.-Y. Wei, “Computations for a jet impinging obliquely on a flat surface,” *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 12, n°. 7, p. 637–653, 1991.

[317] B. Liu, K. Papadikis, S. Gu, B. Fidalgo, P. Longhurst, Z. Li et A. Kolios, “CFD modelling of particle shrinkage in a fluidized bed for biomass fast pyrolysis with quadrature method of moment,” *Fuel Processing Technology*, vol. 164, p. 51–68, 2017.

[318] Q.-F. Hou, Z.-Y. Zhou et A.-B. Yu, “Computational Study of the Effects of Material Properties on Heat Transfer in Gas Fluidization,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 51, n°. 35, p. 11 572–11 586, 2012.

[319] M. J. San José, M. Olazar, S. Alvarez, A. Morales et J. Bilbao, “Spout and Fountain Geometry in Conical Spouted Beds Consisting of Solids of Varying Density,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 44, n°. 1, p. 193–200, 2005.

[320] M. Olazar, M. J. San José, M. A. Izquierdo, S. Alvarez et J. Bilbao, “Fountain Geometry in Shallow Spouted Beds,” *Industrial & Engineering Chemistry Research*, vol. 43, n°. 4, p. 1163–1168, 2004.

[321] C. Goniva, C. Kloss, A. Hager et S. Pirker, “An Open Source CFD-DEM Perspective,” dans *Proceedings of OpenFOAM Workshop, Göteborg*, 2010, p. 22–24.

[322] H. Xu, W. Zhong, Z. Yuan et A. B. Yu, “CFD-DEM study on cohesive particles in a spouted bed,” *Powder Technology*, vol. 314, p. 377–386, 2017.

[323] C. Hu, K. Luo, S. Wang, L. Junjie et J. Fan, “The effects of collisional parameters on the hydrodynamics and heat transfer in spouted bed : A CFD-DEM study,” *Powder Technology*, vol. 353, p. 132–144, 2019.

[324] TIBCO Software Inc. (2018) Statistica (data analysis software system), version 13. [En ligne]. Disponible : https://www.statista.com

[325] C.-G. Hounsa, E. V. Brandt, J. Thevelein, S. Hohmann et B. A. Prior, “Role of trehalose in survival of Saccharomyces cerevisiae under osmotic stress,” *Microbiology*, vol. 144, n°. 3, p. 671–680, 1998.

[326] A. A. Câmara Júnior, T. D. Nguyen, A. Jossier, A. Endrizzi, R. Saurel, H. Simonin et F. Husson, “Improving total glutathione and trehalose contents in Saccharomyces cerevisiae cells to enhance their resistance to fluidized bed drying,” *Process Biochemistry*, vol. 69, p. 45–51, 2018.

[327] P. K. Panigrahi, *Transport phenomena in microfluidic systems.* John Wiley & Sons, 2016.

[328] J. M. Lafferty, *Foundations of vacuum science and technology.* Wiley New York, 1998.

[329] J. Thiery, S. Rodts, D. A. Weitz et P. Coussot, “Drying regimes in homogeneous porous media from macro- to nanoscale,” *Physical Review Fluids*, vol. 2, n°. 7, p. 074201, 2017.

ANNEXE A ARTICLE 1 : INFORMATIONS COMPLÉMENTAIRES AU CHAPITRE 4, NON INCLUSES DANS L'ARTICLE

A.1 Description détaillée du dispositif et du traitement des données

Une représentation schématique du séchoir tunnel utilisé pour les expériences de séchage, dont la section transversale est de 110.25 cm^2, est donnée à la Figure A.1. Quelques grammes ($\approx$ 4 g) de grains de levure sphériques sont placés sur le porte-échantillon situé au sein du séchoir dans lequel de l'air est introduit. L'humidité de l'air est mesurée et enregistrée à l'aide d'une sonde d'humidité placée en amont des grains de levure. La vitesse de l'air est controlée à l'aide d'un débitmètre tandis qu'une résistance chauffante dont le réglage est assuré par un thermocouple situé juste avant les grains contrôle la température de l'air de séchage. Afin de réaliser les expériences de séchage dans des conditions stables, le séchoir est mis en marche à température et vitesse d'air souhaitées et mis en régime avant d'y placer les grains de levure.

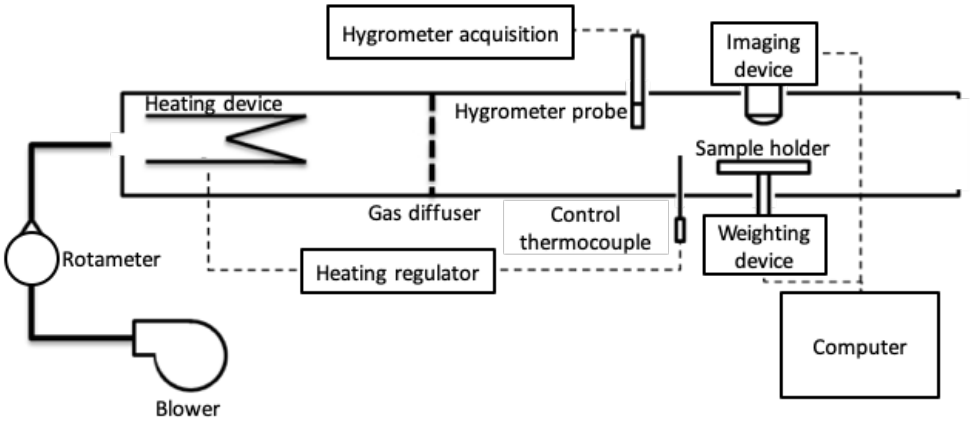


Figure A.1 Représentation du dispositif expérimental – adapté de [43]

Deux dispositifs d'imagerie ont été utilisés : un stéréomicroscope et une caméra infrarouge. Le stéréomicroscope est utilisé pour déterminer l'évolution de la taille des grains de levure au cours du séchage. La FigureA.2 présente deux photos obtenues à l'aide du stéréomicroscope : celle d'un grain de levure d'environ 3 mm de diamètre sans matériel de support solide (groupe 1) et celle d'un grain contenant de la farine de blé et ayant initialement 40% en poids d'eau (groupe 3). Les images acquises avec le stéréomicroscope ont été traitées pour en extraire l'évolution de la dimension des grains. Pour ce faire l'image est transformée en image binaire en la décomposant en trois canaux : rouge, vert et bleu (RVB) et en sélectionnant un de ces canaux et un niveau de seuil (seuil en niveau de rouge, vert ou bleu pour séparer le grain

du fond de l'image). Le bruit autour du grain est également éliminé avant de calculer la surface du grain. L'évolution temporelle de la température de surface des grains est estimée à l'aide de la caméra infrarouge. Sur chaque image comprenant plusieurs grains de levure, la température de surface moyenne de ces grains est obtenue en soustrayant l'arrière plan pour ne considérer que le produit.

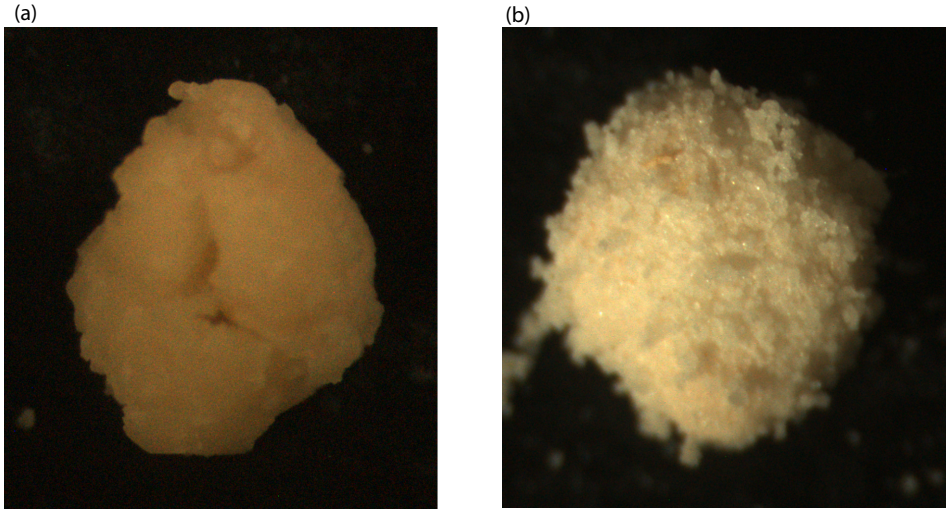


Figure A.2 (a) Photo d'un grain de levure du groupe 1 (sans matériel de support solide) et (b) d'un grain de levure du groupe 3 (avec 49% en poids de matériel de support solide).

A.2 Résultats supplémentaires

Le contenu en eau peut être exprimé de deux manières : en kg d'eau par kg de levure sèche ou en kg d'eau par kg de matière sèche (levure sèche et matériel de support solide sec). Dans le Chapitre 4, le contenu en eau a été exprimé uniquement en termes de kg d'eau par kg de levure sèche. La Figure A.3 présente l'évolution temporelle du contenu en eau tandis que la Figure A.4 présente l'évolution de la vitesse de séchage J des grains de levure en fonction de leur contenu en eau, ce dernier est exprimé cette fois-ci en kg d'eau par kg de matière sèche. Chaque expérience a été dupliquée et seule la moyenne des deux expériences est présentée dans le Chapitre 4. Il est à noter qu'une bonne reproductibilité entre les expériences a été observée. La Figure A.3 présente la moyenne des courbes avec les barres d'erreur pour les trois groupes de levures considérés. Une faible variabilité est observée, cette dernière est peut-être due à la légère fluctuation du contenu en eau des levures fraiches et de l'humidité de l'air de séchage entre les essais ou encore suite au mélange pas assez homogène entre la pâte fraiche de levure et la farine de blé.

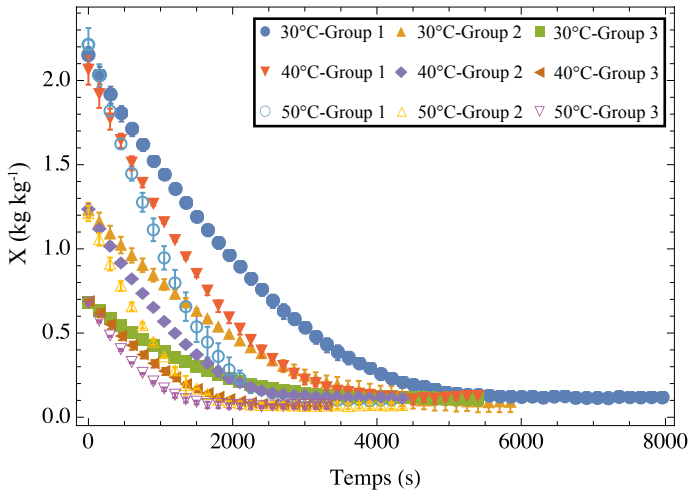


Figure A.3 Evolution temporelle du contenu en eau des grains de levures exprimé en kg d'eau par kg de matière sèche. Les barres d'erreur représentent l'écart-type.

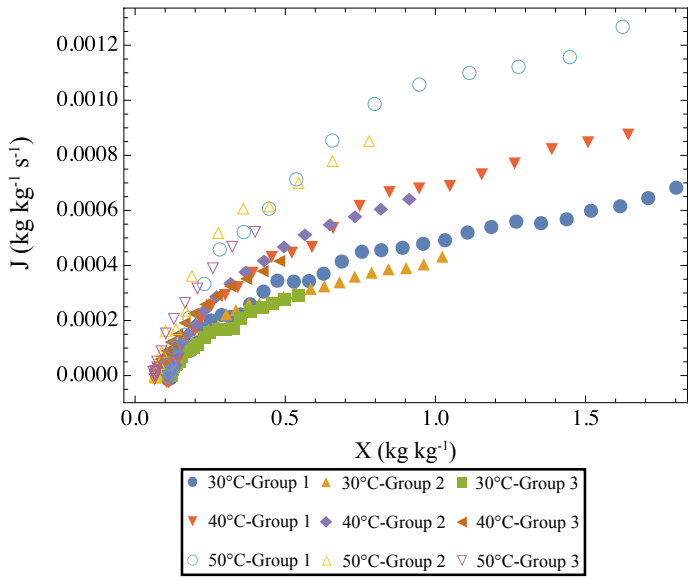


Figure A.4 Evolution de la vitesse de séchage J en fonction de X (kg d'eau par kg de matière sèche)

A.3 Améliorations potentielles et perspectives

Des approximations subsistent sur les résultats présentés au Chapitre 4. Plusieurs améliorations et analyses complémentaires pourraient donc être envisagées :

— Analyses microscopiques pour mieux appréhender l'influence de la farine de blé sur la cinétique de séchage. En effet, plusieurs hypothèses ont été posées sur la structure interne d'un grain de levure contenant de la farine de blé. Une analyse détaillée de l'agencement d'un grain de levure suite à l'ajout d'un matériel de support solide (étude tomographique, microscope électronique à balayage,...) serait pertinente.

— Amélioration de l'identification des paramètres. Par exemple, le coefficient de transfert de masse externe k_e est estimé à l'aide d'une corrélation reliant le nombre de Sherwood aux nombres de Reynolds et de Schmidt (Eq. (4.13)). Néanmoins, les transferts externes étant limitants au début du séchage, il est possible d'estimer k_e en comparant les courbes de séchage expérimentales à la solution de J_e (Eq. (4.12)) pendant les premières minutes de séchage. Il est à noter que la corrélation et la comparaison donnent des valeurs de k_e du même ordre de grandeur (ainsi à 50°C pour le groupe 2, k_e est évalué à environ 0.022 m/s (Fig. 4.10) via la corrélation (Eq. (4.13)) tandis que la comparaison entre les courbes expérimentales et le modèle donne une valeur de k_e de 0.026 m/s.

— Evaluation de l'implémentation potentielle de la technique d'ajout d'un matériel de support solide propre à la consommation en industrie. C'est une technique rapide et peu coûteuse et les résultats obtenus dans le Chapitre 4 indiquent que la vitesse de séchage des grains de levure peut être améliorée en ajoutant, avant séchage, de la farine de blé. Cependant, il serait intéressant de quantifier la potentielle réduction de la consommation d'énergie si on applique cette technique à grande échelle.

ANNEXE B ARTICLE 3 : APPENDIX – COMPREHENSIVE ANALYSIS OF INTERMITTENT DRYING. A THEORETICAL APPROACH.

B.1 Additional figure – Cylindrical geometry

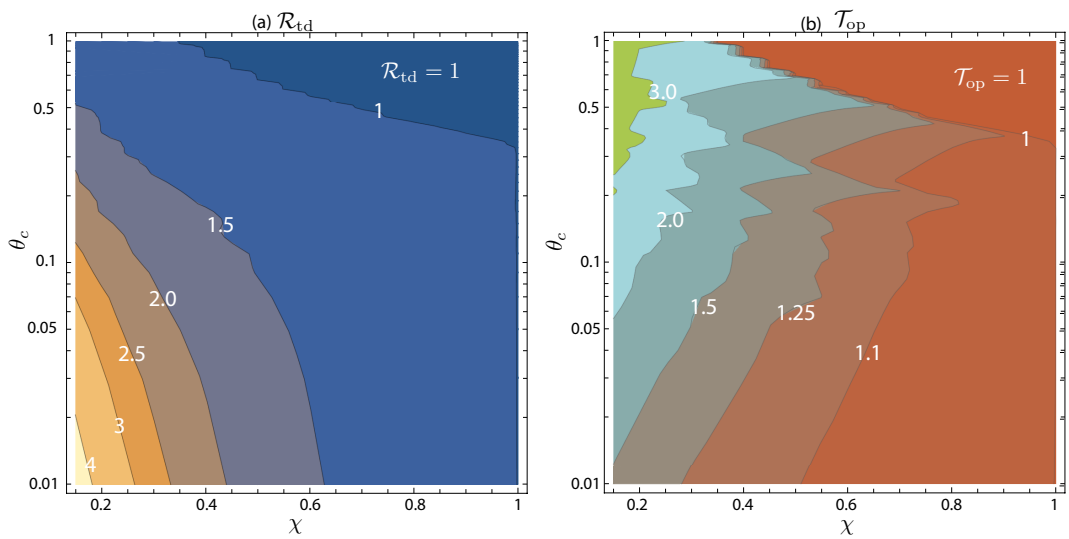


Figure B.1 Contour plots of (a) $\mathcal{R}_{\mathrm{td}}$ and (b) $\mathcal{T}_{\mathrm{op}}$ as functions of χ and θ_c for a cylindrical geometry.

B.2 Comparison model and experimental results from the literature

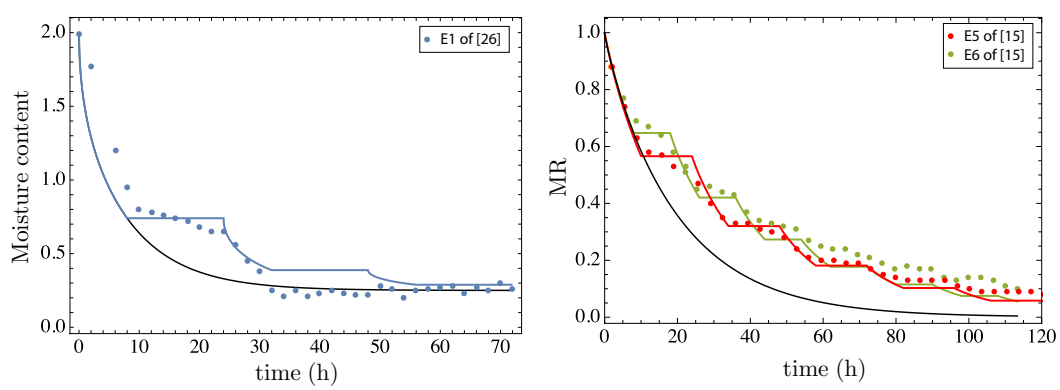


Figure B.2 Comparison selected experimental results (dots) with the continuous model (solid lines). (a) Evolution of the moisture content (kg/kg) of cylindrical banana as a function of the time (E1 experiment). (b) Evolution of the moisture ratio of spherical pears for two different intermittent dryings (E5 and E6 experiments). Black lines correspond to the equivalent stationary drying.

ANNEXE C ARTICLE 4 : SUPPLEMENTARY MATERIAL – EVAPORATION VERSUS IMBIBITION IN A POROUS MEDIUM

C.1 Discussion of some assumptions

C.1.1 Validity of neglecting the Knudsen effect

In this section, the criterion to evaluate when neglecting the Knudsen effect is a valid assumption is established and applied to the situations considered in the manuscript. To neglect the dependence of the diffusion coefficient on the pore size, the pore size of a porous medium r_p has to be larger than the mean free path of gaseous molecules l. The mean free path of gaseous molecules l can be expressed as follow [327] :

$$l = \frac{K_b T_g}{\sqrt{2}\pi P a^2} \tag{C.1}$$

where K_b is the Boltzmann constant and a is the diameter of the molecule. By assuming that the molecules are closely-packed, a can be estimated from [328] :

$$a \cong 1.122 \left(\frac{\hat{M}}{\rho_\ell N_a} \right)^{\frac{1}{3}} \tag{C.2}$$

where N_a is the Avogadro's number. Hence, from the two above-mentioned equations, we can estimate the values of l for the four fluids considered in our study, and deduce the minimum r_p to consider to satisfy the present assumption. These values are reported in Table C.1 for $T_g = 25°\text{C}$ and $P = 1$ atm. Since $r_p \gg l$ with $r_p = \frac{2r}{3}\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}$ for a homogeneous porous medium composed by a close-pack of spherical particles of radius r, neglecting the Knudsen effect is valid when the particle radius is larger than 210 nm for water, 95 nm for ethanol, 51 nm for HFE–7000 and 40 nm for HFE–7300. These conditions are fulfilled in the results presented in the manuscript.

Table C.1 Values of l for the considered fluids at $T_g = 25°\text{C}$ and $P_g = 1$ atm.

Properties	**Water**	**Ethanol**	**HFE–7000**	**HFE–7300**
l (nm)	78	35	19	15

C.1.2 Validity of neglecting the Kelvin effect

The criterion to evaluate when the Kelvin effect can be neglected has already been discussed in [276, 329]. According to Kelvin's law, due to the curvature of the liquid–gas interface and the associated capillary pressure, the actual equilibrium partial pressure of vapor at the interface P_i is higher than the saturation pressure P_{sat} as follow [276] :

$$P_i = P_{\text{sat}} \exp\left(\frac{2\sigma}{c_\ell \hat{R} T_g R_c}\right) \tag{C.3}$$

where R_c is the radius of curvature.

The impact on the equilibrium partiel pressure of vapor being minor if $(P_i - P_{\text{sat}})/P_{\text{sat}} \ll 1$, the Kelvin effect is therefore negligible when :

$$R_c \gg \frac{2\sigma}{c_\ell \hat{R} T_g} \tag{C.4}$$

Eq. (C.4) yields a criterion to evaluate whether neglecting the Kelvin effect is an accurate assumption. This criterion depends on the nature of the liquid phase and on the temperature. At $T_g = 25°\text{C}$, the assumption of neglecting the Kelvin effect is valid for curvature radii significantly larger than 1.1 nm for water, 1 nm for ethanol, 1.4 nm for HFE–7000 and 2.6 nm for HFE–7300. Since $R_c \approx r_p = \frac{2r}{3}\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}$, the particle radius has to be significantly larger than 7 nm in order to neglect this surface tension effect for all the applied situations considered in this study. Hence, by fulfilling the criterion for neglecting the Knudsen effect (see Sec. A.1 for minimum r_p), our results reported in the manuscript directly satisfy the criterion for neglecting the Kelvin effect.

C.2 Additonal figure

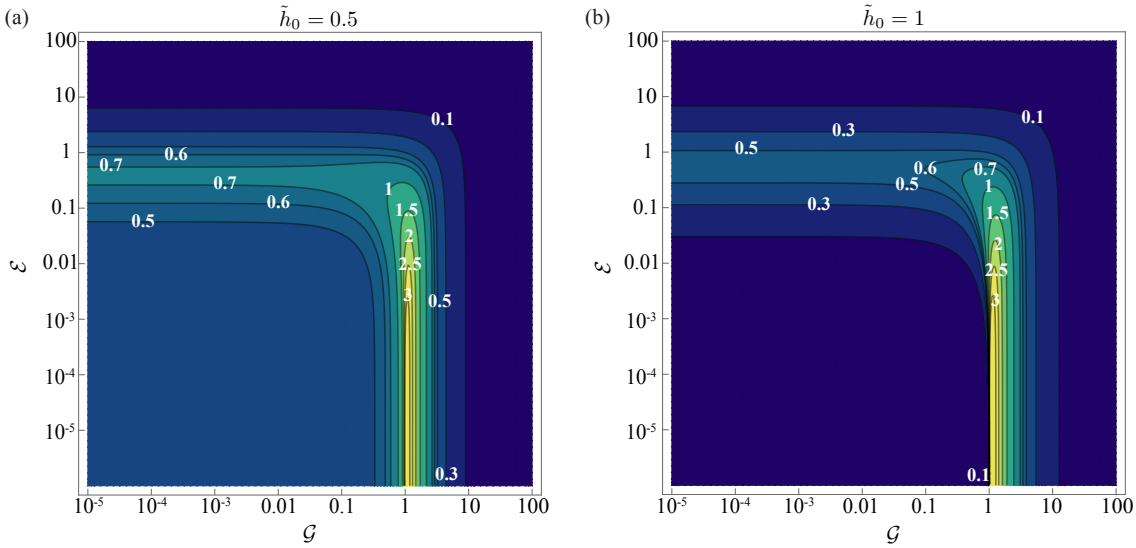


Figure C.1 Contour plots of the time to reach the stationary position of the interface $\tilde{t}_{99}$ as functions of $\mathcal{G}$ and $\mathcal{E}$. Note that (a) is given for $\tilde{h}_0 = 0.5$ and (b) for $\tilde{h}_0 = 1$.