



HAL
open science

CONTRIBUTIONS A L'ETUDE DU CHANGEMENT DE PHASE LIQUIDE-VAPEUR EN MILIEUX POREUX. SIMULATIONS NUMERIQUES SUR RESEAUX DE PORES

Yves Le Bray

► **To cite this version:**

Yves Le Bray. CONTRIBUTIONS A L'ETUDE DU CHANGEMENT DE PHASE LIQUIDE-VAPEUR EN MILIEUX POREUX. SIMULATIONS NUMERIQUES SUR RESEAUX DE PORES. Dynamique des Fluides [physics.flu-dyn]. Institut National Polytechnique de Toulouse - INPT, 1997. Français. NNT: . tel-00518234

HAL Id: tel-00518234

<https://theses.hal.science/tel-00518234>

Submitted on 16 Sep 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse

préparée à

l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

en vue de l'obtention du titre de

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE TOULOUSE

Spécialité : **Mécanique des fluides**

par

Yves LE BRAY

Ingénieur E.N.S.E.E.I.H.T.

CONTRIBUTIONS A L'ETUDE DU CHANGEMENT DE PHASE LIQUIDE-VAPEUR EN MILIEUX POREUX. SIMULATIONS NUMERIQUES SUR RESEAUX DE PORES

soutenue le lundi 5 mai 1997 devant le jury composé de :

Président	M. L. MASBERNAT
Rapporteurs	M. J.F. DAÏAN M. R. LENORMAND
Examineurs	M. S. BORIES M. H. BOISSON M. D. GOBIN M. J.F. LE ROMANCER
Directeur de thèse	M. M. PRAT

Numéro d'ordre : 1290

... à Hervé

Ce mémoire porte sur les travaux de recherche effectués à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, au sein du Groupe d'Etude des Milieux Poreux, et je remercie monsieur Lucien Masbernat, directeur du laboratoire, de m'y avoir accueilli, puis de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie monsieur Roland Lenormand, de l'Institut Français du Pétrole, et monsieur Jean-François Daïan, du Laboratoire d'Etude des Transferts en Hydrologie et Environnement de Grenoble, pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, et pour les remarques, si différentes, qu'ils ont formulé à cette occasion.

Je remercie messieurs Henri Boisson et Serge Bories, de l'IMFT, Dominique Gobin du laboratoire Fluides Automatique et Systèmes Thermiques d'Orsay, et Jean-François Le Romancer de l'IFP pour leur participation active au jury de cette thèse.

Que Marc Prat trouve ici l'expression de ma gratitude pour m'avoir proposé ce sujet de thèse, et pour la liberté qu'il m'a laissée dans la conduite de cette étude, notamment lorsque j'ai choisi de m'intéresser à l'évaporateur capillaire plutôt que d'approfondir certains aspects concernant le séchage lent. Je le remercie pour la qualité de son encadrement, la part qu'il a prise à l'élaboration de ce document, et pour l'enrichissement qu'il m'a apporté.

Les thésards et les chercheurs du groupe, et du laboratoire, par les discussions fructueuses que j'ai pu avoir avec eux, mais aussi le personnel des services communs, mesdames Domène, Mouneix, Rambouil, Denis Bourrel, le service informatique, madame Tison et monsieur Alquier, par leur célérité et le temps qu'ils m'ont consacré, ont également contribué à ce travail et je les en remercie.

J'ai une pensée particulière pour messieurs Hieu Ha-Minh de l'IMFT, et James Luneau de l'Ecole Nationale Supérieure de l'Aéronautique et de l'Espace. Tous deux m'ont fait confiance lorsque j'ai souhaité poursuivre mes études en DEA de mécanique des fluides. Monsieur Luneau, par son encadrement, par les relations parfois conflictuelles mais toujours constructives que nous avons eues, m'a donné le goût pour approfondir dans cette voie. Je leur en sais gré.

Ce document a bénéficié de la relecture attentive d'Hélène la moqueuse et de Sandra la perplexe. Loin d'avoir obtenu pour l'une mon mépris et pour l'autre des explications, elles ont conforté la place qu'il y a pour elles dans mon cœur.

Il règne à l'IMFT une ambiance sympathique, et propice au travail. Certaines personnes m'ont été plus proches que d'autres pour avoir partagé mon travail, ou pour avoir partagé mon bureau : Sandra, François, Jean-Michel, Franck qui ont eu à subir mes raisonnements plus fréquemment que les autres. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma gratitude et de ma perplexité pour ne s'être presque jamais plaints.

Le soutien de ma famille, en particulier celui de mes parents, et l'amitié de Sandra, de David, de Jean-Louis et de Sépanta ont été pour moi des atouts majeurs, et les plus précieux, au cours de cette période.

Toulouse, le 19 mai 1997

RESUME

Nous présentons une étude des phénomènes de changement de phase liquide-vapeur en milieu capillaro-poreux à partir de simulations numériques sur réseaux de pores et de liaisons. Deux situations sont investiguées. Dans la première, le changement de phase, piloté par le transfert de masse en phase gazeuse, s'effectue sous les conditions de saturation. Le cas étudié correspond en fait au problème classique du séchage d'un milieu capillaro-poreux initialement complètement saturé. La seconde situation correspond à un cas où le changement de phase s'effectue à la température de saturation. Ce deuxième cas est motivé par une application particulière, l'étude des transferts couplés de chaleur et de masse au sein de la mèche d'un évaporateur capillaire.

Le simulateur-réseau tridimensionnel mis au point pour l'étude du séchage permet d'apporter un éclairage nouveau sur ce problème, principalement à partir de l'analyse de l'évolution de la structuration des phases à l'intérieur du matériau en cours de séchage. Cette analyse est effectuée dans le cadre de la théorie de la percolation d'invasion. Le cas où les effets de la gravité ne sont plus négligeables est également étudié numériquement et analysé à l'aide de la théorie de la percolation en gradient. L'effet de la viscosité de la phase liquide est analysé théoriquement à partir de la percolation en gradient. Des comparaisons avec des résultats expérimentaux sont effectuées.

Pour l'étude du cas où le changement de phase s'effectue aux conditions de température de saturation, un simulateur-réseau bidimensionnel a été mis au point. Ce simulateur permet l'analyse des transferts couplés de chaleur et de masse avec changement de phase. L'étude est principalement consacrée à l'analyse de l'effet de l'hétérogénéité de la microstructure sur le développement de la phase vapeur et sur la structure du front de changement de phase en régime stationnaire. Cette partie conduit à la proposition d'un design amélioré de la mèche de l'évaporateur en termes de système à deux couches ayant des propriétés de transfert différentes.

ABSTRACT

We present a study of liquid-vapor phase change phenomena in capillary-porous materials, based on pores and throats numerical networks. Two cases are investigated. In the first one phase change, driven by mass transfer in the gas phase, takes place below the saturation conditions. Actually, this case corresponds to the classic problem of drying of a capillary-porous material initially fully saturated. The second situation corresponds to the case of a phase change occurring at the saturation temperature. This case is motivated by a specific application : the study of coupled heat and mass transfers within the wick of a capillary evaporator.

The tridimensionnal numerical network build for the study of drying is used for analysing the phase distribution evolution within the material during drying. The analysis is conducted within the framework of the invasion percolation theory. The case when gravitational effects are not negligible is also numerically studied, and analyzed by means of the gradient percolation theory. Viscous effects of the liquid phase are theoretically analysed using the gradient percolation theory. Comparisons with experimental results are conducted.

For studying the case of a phase change at saturation conditions, a two-dimensionnal numerical network was built. This simulator permits the analysis of coupled heat and mass transfers considering phase change. The study is mainly devoted to the analysis of the effects of the microstructure heterogeneities on the structure of the phase change front. This part of the study leads to the proposal of an improved design of the wick of the evaporator, as a two-layers system, each layer having different transport properties.

INTRODUCTION **1**

I. APPROCHE DISCRETE - PERCOLATION **5**

I.1 TRANSFERTS EN MILIEUX POREUX : APPROCHE CONTINUE - APPROCHE DISCRETE	5
I.2 ELEMENTS DE PERCOLATION	6
I.2-1 PERCOLATION	6
I.2-2 DEFINITION, SEUIL DE PERCOLATION	7
I.2-3 QUANTITES DE LA PERCOLATION	8
I.2-4 LOIS D'ECHELLE UNIVERSELLES POUR LES QUANTITES DE LA PERCOLATION	10
I.3 MILIEU POREUX - APPLICATION DE LA PERCOLATION AU DRAINAGE EN MILIEU POREUX	11
I.3-1 MILIEU POREUX ET RESEAU	11
I.3-2 DEPLACEMENT D'UN FLUIDE PAR UN AUTRE (PRESSION CAPILLAIRE)	13
I.3-3 DRAINAGE	15
I.3-4 DRAINAGE QUASI-STATIQUE - PERCOLATION D'INVASION	18
I.3-5 ALGORITHME DE PERCOLATION D'INVASION	20
I.3-6 PERCOLATION D'INVASION - PERCOLATION CLASSIQUE	21
I.4 DRAINAGE QUASI-STATIQUE EN PRESENCE DES FORCES DE GRAVITE. PERCOLATION D'INVASION EN GRADIENT	22
I.4-1 INTRODUCTION	22
I.4-2 PERCOLATION D'INVASION EN GRADIENT	23
I.4-3 PERCOLATION EN GRADIENTS : PRINCIPAUX RESULTATS	25
I.4-4 APPLICATION DES RESULTATS DE LA PERCOLATION EN GRADIENT AU CAS DU DRAINAGE	28
I.4-5 ALGORITHME DE PERCOLATION D'INVASION EN PRESENCE DES FORCES DE GRAVITE	30

PARTIE I
II. INTRODUCTION **31**

III. SECHAGE PAR EVAPORATION D'UN SYSTEME DE TUBES CAPILLAIRES **39**

III.1 INTRODUCTION	39
III.2 PRESENTATION DU SYSTEME DE TUBES CAPILLAIRES - TUBE EN U	40

III.2-1 DESCRIPTION GEOMETRIQUE	40
III.2-2 EQUATIONS REGISSANT LE SYSTEME ET CONDITIONS AUX LIMITES	41
III.2-2-a Interface tube en U - monde extérieur	41
III.2-2-b Transport de vapeur en phase gazeuse	41
III.2-2-c Flux dans la phase liquide	42
III.2-2-d Condition de saut à l'interface gaz-liquide	43
III.2-2-e Système d'équations résultant	43
III.2-2-f Forme adimensionnelle des équations	44
III.3 COMPORTEMENT DU SYSTEME EN FONCTION DU NOMBRE CAPILLAIRE ET DU NOMBRE DE BOND - COURBES DE SECHAGE	46
III.3-1 INTRODUCTION	46
III.3-2 $CA < 1, B = 0$	48
III.3-3 $CA > 1, B = 0$	48
III.3-4 $CA < 1, B > 0$	49
III.3-5 $CA > 1, B > 0$	50
III.3-6 COURBES DE SECHAGE, CINETIQUE - DISCUSSION	51
III.4 CONCLUSION	56
<u>IV. SIMULATION NUMERIQUE DU SECHAGE LENT SUR RESEAU DE PORES ET DE LIAISONS TRIDIMENSIONNEL</u>	<u>57</u>
IV.1 PRESENTATION DU MODELE	57
IV.1-1 CARACTERISATION GEOMETRIQUE	57
IV.1-2 POROSITE - PERMEABILITE	59
IV.1-3 MODELISATION DES PHENOMENES DE TRANSPORT	60
IV.1-3-a Evaporation aux interfaces liquide-gaz	60
IV.1-3-b Interface réseau-monde extérieur	60
IV.1-3-c Transport de vapeur dans la phase gazeuse	61
IV.1-3-d Transport en phase liquide	61
IV.1-4 ALGORITHMES DE RESOLUTION	62
IV.1-4-a Algorithme de détection des amas liquides	62
IV.1-4-b Algorithme de vidange dans le cas du drainage	63
IV.1-4-c Algorithme de vidange dans le cas du séchage	63
IV.1-5 TEMPS DE CALCUL	64
IV.2 RESULTATS	65
IV.2-1 NATURE DES RESULTATS OBTENUS	66

IV.2-2 CAS SANS GRAVITE ($B=0$)	74
IV.2-2-a Comportement global	74
IV.2-2-b Évolution des saturations aux étapes-clés	80
IV.2-2-c Profils de saturations	83
IV.2-2-d Profils de concentrations instantanés	85
IV.2-2-e Histogramme de tailles d'amas (comparaison séchage-drainage)	87
IV.2-2-f Dynamique des amas en séchage	91
IV.2-2-g Courbe de séchage	102
IV.2-2-h Essai de synthèse	105
IV.2-2-i Cas $B = 0$. Comparaison avec l'expérience	108
IV.2-3 CAS AVEC GRAVITE STABILISANTE ($B>0$)	115
IV.2-3-a Introduction	115
IV.2-3-b Comportement global	117
IV.2-3-c Profils de saturation	122
IV.2-3-d Structure de la zone de transition	125
IV.2-3-e Remarques sur la structure de la phase liquide	132
IV.2-3-f Front d'évaporation	136
IV.2-3-g Courbe de séchage	138
IV.2-4 CAS AVEC GRAVITE DESTABILISANTE ($B<0$)	140
IV.2-4-a Comportement global	140
IV.2-4-b Profils de saturation par tranche	147
IV.2-4-c Cinétique d'évaporation	149
IV.3 CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES	151
IV.3-1 EFFETS DE VISCOSITE	151
IV.3-2 TABLEAU DES PHASES	158
IV.4 RETOUR SUR LE MODÈLE MACROSCOPIQUE	162
IV.5 DISCUSSIONS ET ESSAI DE SYNTHÈSE	171

PARTIE II

V. EVAPORATEUR CAPILLAIRE **175**
V.1 INTRODUCTION **175**
V.2 PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT D'UNE BOUCLE DIPHASIQUE A POMPAGE CAPILLAIRE **176**

V.3 PRESENTATION DU MODELE	180
V.3-1 CARACTERISATION GEOMETRIQUE	180
V.3-1-a Géométrie de l'espace poreux	180
V.3-1-b Porosité - perméabilité	182
V.3-1-c Géométrie de la mèche	182
V.3-2 MODELISATION DES TRANSFERTS SIMULTANES DE CHALEUR ET DE MASSE PAR CHANGEMENT DE PHASE DANS UN MODELE RESEAU	183
V.3-2-a Remarques	183
V.3-2-b Hypothèses	183
V.3-2-c Bilan massique	184
V.3-2-d Bilan d'énergie	185
V.3-2-e Conditions aux limites	187
V.3-2-f Détermination du terme source	189
V.3-3 ALGORITHME DE CALCUL	189
V.3-3-a Détermination du terme source	190
V.3-3-b Choix d'une liaison à vidanger	191
V.3-3-c Sensibilité de la position stationnaire au critère de sélection de la liaison à vidanger	192
V.3-3-d Stabilité de l'interface	194
V.3-3-e Procédure de calcul	195
V.4 RESULTATS	197
V.4-1 CAS D'UNE MECHE HOMOGENE ET UNIFORME	198
V.4-2 CAS D'UNE MECHE HOMOGENE NON UNIFORME	200
V.4-2-a Description phénoménologique du processus de désamorçage	201
V.4-2-b Influence de l'hétérogénéité microscopique sur le processus de désamorçage	216
V.4-2-c Influence de la conductivité thermique effective sur le processus de désamorçage	216
V.4-2-d Instabilité de l'interface gaz-liquide dans un état proche du désamorçage de la mèche par invasion par la phase gazeuse	219
V.5 CRITIQUES - DISCUSSION	222
V.6 CONCLUSIONS	227
<u>CONCLUSION</u>	<u>229</u>
<u>BIBLIOGRAPHIE</u>	<u>235</u>

INTRODUCTION

INTRODUCTION

Les situations industrielles ou naturelles où interviennent des phénomènes de changement de phase liquide-vapeur en milieu poreux sont très nombreuses. Pour simplifier, on peut les classer en deux catégories suivant que le changement de phase résulte d'un transfert de masse, ou est la conséquence d'un transfert de chaleur.

Dans la première catégorie, on peut citer par exemple le cas de la nucléation et de la croissance de bulles de gaz générées par déplétion d'un liquide sursaturé, EL YOUSFI, 1992, DOMINGUEZ, 1997, qui intervient notamment lors de la mise en production de gisements d'hydrocarbure. Toujours dans le contexte pétrolier, les techniques de récupération secondaire par vaporisation interne, MOREL et al. (1990), LE ROMANCER et al., 1994, représentent un autre exemple où le changement de phase du liquide (ici un hydrocarbure léger), provoqué par la mise en contact de ce liquide avec un gaz avec lequel il n'est pas en équilibre thermodynamique, est dû au transfert de masse.

Dans la seconde catégorie, où le changement de phase a pour origine un transfert de chaleur, on peut citer la géothermie, SCHUBERT et STRAUSS, 1989, les systèmes de contrôle thermique comme les caloducs, FAGHRI, 1995, les boucles diphasiques à pompage capillaire, LE BRAY, 1997, le cas des accidents majeurs en génie nucléaire provoquant l'ébullition du sodium liquide au sein d'un lit de particules très chaudes résultant de la fusion du coeur du réacteur, STUBOS et BUCHLIN, 1991, ou encore les techniques d'injection de vapeur en génie pétrolier, PRATS, 1982.

En plus de ces deux catégories, on peut bien entendu évoquer une catégorie supplémentaire où le changement de phase résulte de l'action combinée des transferts de chaleur et de masse. L'évaporation de l'eau du sol et le vaste domaine du séchage des matériaux poreux, MOYNE et ROQUES, 1986, sont deux principaux exemples pour cette catégorie.

Concernant maintenant la modélisation de ces phénomènes on peut à nouveau, pour simplifier, distinguer deux approches : l'approche conventionnelle et l'approche discrète.

L'approche conventionnelle s'appuie sur le concept de Volume Élémentaire Représentatif et sur une représentation du milieu poreux comme un milieu continu fictif. Dans cette approche classique, voir par exemple WHITAKER, 1977, pour le cas du séchage, la physique se trouve "cachée" à l'intérieur de coefficients de transport macroscopique, comme par exemple des perméabilités relatives. Qui plus est, les expressions de ces perméabilités relatives (en fonction de la saturation locale) sont souvent directement importées de la littérature sur les déplacements polyphasiques isothermes. En conséquence il n'est pas évident a priori que ceci soit tout à fait correct, compte tenu des différences fondamentales qui existent entre des écoulements résultant d'un changement de phase et ceux purement mécaniques observés dans les déplacements de fluides non miscibles. Par ailleurs, différents auteurs s'accordent pour constater que si les modèles macroscopiques permettent souvent de décrire qualitativement les phénomènes observés, ils échouent souvent en termes quantitatifs.

Compte tenu de ces éléments, il est logique et tentant de développer une approche alternative permettant, dans un premier temps, de mieux comprendre les phénomènes, tout en espérant qu'à terme cette approche conduise à une amélioration des modèles macroscopiques, ou plus simplement aide à mieux cerner leur domaine de validité. Lorsqu'il n'y a pas lieu de mettre en doute la validité des modèles macroscopiques, une telle approche peut également servir à caractériser les propriétés des transports macroscopiques, voir par exemple DAIAN et SALIBA, 1991.

Cette approche alternative est appelée l'approche discrète, SAHIMI, 1995. Elle est basée sur une représentation de l'espace des pores en termes de réseau de pores et consiste à modéliser les phénomènes directement à l'échelle de réseaux pouvant contenir plusieurs milliers de pores.

Cette approche a permis, par exemple, d'améliorer considérablement la compréhension du drainage en milieu poreux, LENORMAND et al., 1988. Il est donc tentant de l'étendre aux cas des phénomènes de changement de phase.

En dépit de son intérêt, l'utilisation de l'approche réseau pour l'étude des phénomènes de changement de phase en milieu poreux est très récente. En dehors des travaux menés à

l'IMFT, PRAT, 1993, PRAT, 1995, LAURINDO et PRAT, 1996., LAURINDO, 1996, DOMINGUEZ, 1997, et dont notre thèse fait partie, on ne peut guère citer que les travaux de YORTSOS et de ses collaborateurs concernant la croissance de bulles générées par déplétion, voir par exemple LI et YORTSOS, 1995, ou par transfert de chaleur, voir par exemple SATIK et YORTSOS, 1995.

Dans ce contexte, notre contribution se situe donc dans la continuité des travaux menés à l'IMFT sur l'approche discrète appliquée au problème de changement de phase en milieu poreux. Elle a pour objectif principal la réalisation d'outils de simulation ainsi que leur exploitation pour mieux comprendre la physique des phénomènes mis en jeu. Elle est organisée autour de deux outils numériques :

Le premier est un simulateur 3D de l'évaporation en milieu capillaro-poreux lorsque celle-ci est entièrement contrôlée par le transfert de masse (transfert de chaleur négligeable). Le développement de ce simulateur s'inscrit logiquement à la suite des travaux sur le même sujet effectués précédemment par PRAT, 1995, LAURINDO et PRAT, 1996, LAURINDO, 1996, en géométrie bidimensionnelle.

Le second outil numérique permet de calculer les transferts couplés de chaleur et de masse au sein d'un réseau modèle en géométrie bidimensionnelle. Ici le changement de phase est provoqué par le transfert de chaleur (le liquide atteint sa température de saturation). Le développement de ce deuxième outil a été motivé par une application : l'étude des transferts couplés de chaleur et de masse au sein de la mèche poreuse d'un évaporateur capillaire de boucle diphasique.

En conséquence, notre mémoire est organisé de la manière suivante. Après cette introduction, un premier chapitre présente l'approche discrète ainsi que les éléments des théories de la percolation, de la percolation d'invasion, de la percolation d'invasion en gradients qui nous seront utiles dans la suite. Les chapitres II, III et IV qui suivent forment une première grande partie consacrée au problème de l'évaporation, vu ici comme un changement de phase liquide-vapeur provoqué uniquement par le transfert de masse. Après une courte introduction (chapitre II), nous continuons par l'analyse d'un système élémentaire constitué de tubes capillaires interconnectés (chapitre III). Ce chapitre doit être vu comme une partie

préliminaire permettant d'introduire simplement la plupart des phénomènes physiques qui vont nous intéresser (ou être négligés !) dans le chapitre suivant. Ce dernier chapitre de la partie I de notre thèse est dédié à la présentation de l'outil de simulation 3D mis au point, à l'exploitation de ce simulateur, et à une analyse des résultats dans le cadre des théories de la percolation d'invasion et de la percolation d'invasion en gradients. On procède également, dans ce chapitre, à une comparaison avec des résultats expérimentaux tirés de la littérature.

Le chapitre V, qui traite un cas de changement de phase provoqué par le transfert de chaleur, forme la deuxième grande partie de notre thèse. Le simulateur bidimensionnel de type réseau, permettant de calculer les transferts couplés de chaleur et de masse, est présenté. Ce simulateur est exploité pour analyser les solutions stationnaires de fonctionnement d'un évaporateur capillaire. L'exploitation de ce simulateur conduit également à un design amélioré de la mèche de l'évaporateur en termes de mèche hétérogène bi-couche.

Enfin, nous concluons ce mémoire en présentant les principaux résultats obtenus, une discussion critique de la démarche retenue et les perspectives qui nous paraissent se présenter à l'issue de ce travail.

I. Approche discrète - Percolation

I.1 Transferts en milieux poreux : approche continue - approche discrète

Ainsi que nous l'avons précisé en introduction, les modèles continus de transferts de chaleur et de masse en milieux poreux constituent l'approche classique utilisée par l'ingénieur pour décrire les phénomènes au sein de matériaux de géométrie complexe et irrégulière, possédant plusieurs échelles caractéristiques.

Les propriétés macroscopiques du milieu poreux sont définies comme des moyennes des propriétés microscopiques correspondantes (WHITAKER, 1967). Les modèles continus s'appuient généralement sur l'existence d'un Volume Élémentaire Représentatif (V.E.R.). Ce V.E.R. doit être de taille suffisamment petite devant celle du milieu considéré, et aussi de taille suffisamment grande devant l'échelle des pores pour qu'une prise de moyenne sur ce volume puisse avoir un sens.

Toutefois, dans certaines circonstances, comme par exemple le drainage à faible nombre capillaire, il a déjà été montré que les modèles continus ne sont pas appropriés (LENORMAND, 1988). En effet, l'interface liquide-gaz au sein du matériau peut avoir une forme très complexe, dont la structure est fractale, et ainsi la définition d'un V.E.R. devient impossible. Par ailleurs, un certain nombre de phénomènes observés lors du séchage lent de matériaux poreux, tels que l'apparition d'une « peau de léopard » ou « dry patches » à la surface du milieu, ne peuvent être expliqués à l'aide de modèles continus (sauf dans le cas où le milieu poreux est hétérogène à grande échelle, situation que nous ne considérons pas dans le cadre de ce travail).

L'approche discrète, dans laquelle l'existence d'un V.E.R. est inutile, permet par contre de comprendre l'existence de ces phénomènes. D'une manière générale, dans ces conditions (i.e. lorsque les approches du continu sont douteuses et inopérantes), des méthodes issues de la physique statistique se sont avérées très fécondes, voir SAHIMI (1995) pour une revue des principaux résultats. Parmi ces méthodes, la théorie de la percolation s'est affirmée comme

étant le cadre convenable pour analyser les situations de drainage quasi-statique, i.e. dominées par les effets capillaires. Il se trouve que le processus de changement de phase que nous allons examiner au chapitre III conduit à des distributions de phases présentant de nombreuses similarités avec celles obtenues en drainage quasi-statique. Dans ces conditions, il est naturel de s'appuyer à nouveau ici sur la théorie de la percolation, ou du moins sur les variantes que sont la théorie de la percolation d'invasion, et la théorie de la percolation d'invasion sous gradient.

En conséquence, ce chapitre est organisée de la manière suivante. Nous commençons par rappeler quelques éléments de la théorie de la percolation ordinaire. Ensuite, la percolation d'invasion est présentée à partir de l'étude du drainage en milieu poreux. Enfin nous terminons ce chapitre en présentant les éléments de la théorie de la percolation d'invasion sous gradient qui nous seront utiles pour analyser les cas où les forces de gravité jouent un rôle significatif.

1.2 Eléments de percolation

I.2-1 Percolation

Le mot percolation apparaît dans les revues mathématiques dans un article de BROADBENT et HAMMERSLEY, 1957. Ils considèrent l'invasion d'un milieu aléatoire par un fluide. Ce milieu envahi peut être un milieu poreux, mais la théorie de la percolation a de nombreuses autres applications à la physique, SAHIMI, 1995. D'une manière générale, l'invasion d'un milieu par un fluide peut mettre en oeuvre des éléments aléatoires. Mais ce caractère aléatoire peut avoir deux origines distinctes. Dans un cas, les propriétés intrinsèques du fluide l'imposent : c'est un processus de diffusion classique. Dans l'autre cas, il est prescrit par le milieu envahi lui-même. C'est ce que BROADBENT et HAMMERSLEY ont appelé un processus de percolation.

Depuis, de nombreux articles et ouvrages ont paru sur ce sujet. Un ouvrage de référence est celui de STAUFFER et AHARONY, 1992. Pour les applications à la physique des milieux poreux, on pourra se référer à l'article de de GENNES et GUYON, 1978, à celui de GUYON et al., 1984, ou encore à l'ouvrage de GOUYET, 1992, ainsi qu'à ceux de SAHIMI, 1994, 1995.

I.2-2 Définition, seuil de percolation

Nous nous contenterons de parler de percolation sur des systèmes discrets, et plus particulièrement sur des réseaux composés de noeuds, ou sites, reliés entre eux par des liaisons. La percolation classique s'intéresse à deux problèmes similaires. Dans la percolation de liaisons, les liaisons du réseau peuvent être occupées (i.e., conductrices, ouvertes au passage d'un fluide, etc.), aléatoirement et sans corrélation avec l'occupation d'autres liaisons, avec une probabilité p . Ou bien, elles sont vacantes (i.e., non-conductrices, etc.), avec une probabilité $(1-p)$. Deux noeuds sont dits connectés s'il existe au moins un chemin ininterrompu de liaisons occupées entre eux. Dans une application aux milieux poreux, les noeuds représentent les pores, et les liaisons, les liaisons capillaires. Un groupe de noeuds connectés entouré de liaisons vacantes est appelé un amas. Si le réseau est de très grande extension, et la probabilité d'occupation p suffisamment petite, tout amas de noeuds connecté est de faible extension. Si par contre la probabilité d'occupation p est proche de 1, le réseau est entièrement occupé, sauf quelques petits trous. Pour une valeur de p bien définie, il y a une transition dans la structure topologique du réseau; cette valeur s'appelle le seuil de percolation de liens p_{cb} . C'est la valeur en dessous de laquelle il n'existe pas d'amas infini, et au-dessus de laquelle cet amas existe (l'amas infini est l'amas assurant la connexion entre les bords du réseau).

De manière similaire, il est possible de s'intéresser à la percolation de sites. Dans ce cas, les noeuds du réseau sont occupés avec une probabilité p , et les noeuds vacants avec une probabilité $(1-p)$. Deux noeuds plus proches voisins sont dits connectés s'ils sont occupés tous les deux, et deux noeuds sont connectés s'il existe un chemin de noeuds plus proches voisins connectés entre eux. On définit un amas comme étant un groupe de noeuds connectés, entouré par des noeuds vacants. Comme précédemment, il existe un seuil de percolation de sites p_{cs} , au-delà duquel il existe un amas infini, c'est-à-dire dont l'extension est celle du domaine. La figure I-1 représente un réseau de percolation carré.

La valeur du seuil de percolation, aussi bien en percolation de sites qu'en percolation de liaisons, dépend de la structure du réseau. Le tableau I-1 indique les valeurs des seuils de percolation pour les réseaux les plus courants. Elle indique également la dimension de ces réseaux, et leur connectivité (nombre de noeuds plus proches voisins, ou encore nombre de liaisons rattachées à un noeud).

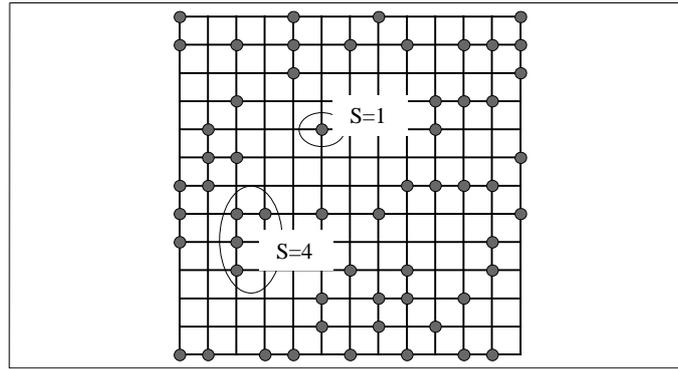


Figure I-1 Représentation d'un réseau carré 13x13 de percolation de sites. Les noeuds du réseau sont occupés avec une probabilité $p=0,35$. Deux amas de taille finie, respectivement 1 et 4 ont été entourés. D'après GOUYET, 1992.

Réseau	Dimension	Connectivité	P_{cs}	P_{cb}
Nid d'abeille	2	3	0,6962	0,6527
Carré	2	4	0,5927	1 / 2
Triangulaire	2	6	1 / 2	0,3473
Diamant	3	4	0,4299	0,3886
Cubique simple	3	6	0,3116	0,2488
Cubique base centrée (BCC)	3	8	0,2464	0,1803
Cubique face centrée (FCC)	3	12	0,198	0,119

Tableau I-2 Valeur des seuils de percolation pour les réseaux les plus courants, d'après STAUFFER et AHARONY, 1992.

I.2-3 Quantités de la percolation

En plus des seuils de percolation, plusieurs autres quantités caractérisent la connectivité des amas de percolation, et donc les processus de transport au sein du milieu. Nous en présentons ici quelques unes.

- La probabilité de percolation $P(p)$, qui, lorsque la fraction de sites occupés est p , est la probabilité pour qu'un site donné appartienne à l'amas infini de sites occupés lorsqu'il existe. Lorsque $p < p_c$, $P(p) = 0$.
- La longueur de corrélation $\xi(p)$, représente la taille caractéristique des amas pour $p < p_c$. Plus précisément, c'est la distance moyenne entre deux sites occupés appartenant à un même amas de taille finie. Pour $p > p_c$, c'est la longueur caractéristique à partir de laquelle le milieu peut être considéré comme macroscopiquement homogène. Pour $p > p_c$, $\xi(p)$ est donc la longueur qui

caractérise le Volume Élémentaire Représentatif (V.E.R.) des modèles macroscopiques, si $\xi \ll L$ (où L représente la taille du réseau).

- Le nombre moyen d'amas de taille s (par site) $n_s(p)$. Au cours de simulations numériques, il est intéressant de dénombrer les amas d'une taille donnée. Par exemple, lors du déplacement d'un fluide A par un fluide B non-miscible, il est intéressant de connaître le nombre et la taille des îlots de fluide A, c'est-à-dire les amas de fluide A entièrement entourés de fluide B, ou encore amas piégés. La propriété $n_s(p)$ sert en outre de base au calcul d'autres propriétés statistiques du réseau.
- La taille moyenne des amas $S(p)$. Il existe une probabilité n_s pour qu'un site quelconque appartienne à un amas de sites actifs de taille s . Si $p < p_c$, il existe une probabilité $\sum_s n_s \cdot s$ que ce site appartienne à un amas fini quelconque. La probabilité qu'a un amas quelconque d'être de taille s est égale à $w_s = n_s \cdot s / \sum_s n_s \cdot s$. La quantité w_s indique la fréquence d'apparition des amas de taille s . On peut donc définir une taille moyenne d'amas $S(p) = \sum_s w_s \cdot s$, ou encore

$$S(p) = \frac{\sum_s n_s \cdot s^2}{\sum_s n_s \cdot s} \text{ (figure I-2).}$$

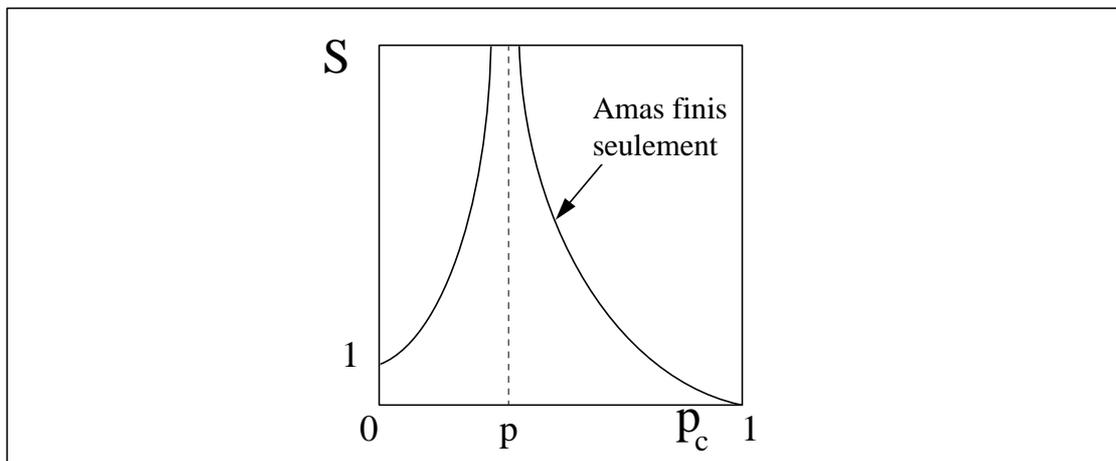


Figure I-2 Taille moyenne des amas finis de la percolation. L'exposant du comportement de $S(p)$ est le même au-dessus et au-dessous du seuil. D'après GOUYET, 1992.

Plusieurs autres quantités permettent de décrire les propriétés statistiques des réseaux de percolation. Nous ne les citerons pas ici, mais pour plus de détails on pourra se référer à STAUFFER et AHARONY, 1992.

I.2-4 Lois d'échelle universelles pour les quantités de la percolation

Tout comme le comportement de certaines propriétés thermodynamiques au voisinage d'une température critique, le comportement des quantités de la percolation au voisinage du seuil de percolation ne dépendent pas de la structure du réseau, ni du fait qu'il s'agisse de percolation de sites ou de liaisons. La valeur des exposants critiques qui caractérisent cette universalité ne dépend que de la dimension euclidienne D du réseau. Près du seuil de percolation p_c , nous avons les lois d'échelle suivantes :

$$P(p) \sim (p - p_c)^b \quad (I-1)$$

$$\chi_p(p) \sim |p - p_c|^{-\nu} \quad (I-2)$$

$$n_s(s) \sim s^{-\tau} \quad (I-3)$$

$$S(p) \sim (p - p_c)^{-\beta} \quad (I-4)$$

$$S_{max} \sim L^{D_f} \quad (I-5)$$

où S_{max} est la taille du plus gros amas (de l'amas infini si $p > p_c$), et L la taille du réseau. Les quantités β , ν , τ , et γ sont les exposants critiques des lois d'échelle. La quantité D_f est la dimension fractale de l'amas principal. Ils traduisent le comportement du réseau au voisinage du seuil de percolation. Une conséquence de l'universalité de ces grandeurs est la possibilité de travailler avec des réseaux réguliers, plus faciles à générer et à traiter que des réseaux reproduisant la complexité géométrique d'un milieu poreux réel.

Remarque importante : ces lois sont valables pour des réseaux d'extension infinie. Lorsque l'extension du réseau est plus petite, des corrections doivent y être apportées (effets de taille finie).

Les exposants critiques sont dépendants entre eux. La connaissance de deux d'entre eux permet de déterminer la valeur des autres (STAUFFER et AHARONY, 1992). La dimension

fractale de l'amas infini au seuil de percolation est bien connue, et la relation $\tau = \frac{D + D_f}{D_f}$, où

D est la dimension euclidienne du réseau, permet de relier la valeur de τ à celle de D_f ($D_f = 1,89$ en 2D et $D_f = 2,49$ en 3D).

Nous reproduisons dans le tableau I-2 les valeurs des exposants critiques que nous avons présenté.

Exposant	Dimension du réseau	
	d = 2	d = 3
β	5 / 36	0,42
γ	43 / 18	1,8
ν	4 / 3	0,88
D_f	$\sim 1,89$	$\sim 2,50$

Tableau I-2 Valeurs des exposants critiques et de la dimension fractale en deux et trois dimensions, d'après STAUFFER et AHARONY, 1992. La valeur des exposants critiques en deux dimensions est analytique; les autres valeurs sont numériques.

I.3 Milieu poreux - Application de la percolation au drainage en milieu poreux

I.3-1 Milieu poreux et réseau

A l'échelle microscopique, un milieu poreux peut être vu comme un ensemble de canaux aléatoirement multiconnectés. L'ensemble des cavités formées par ces canaux forme l'espace des pores (figure I-3).

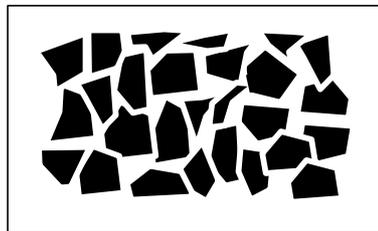


Figure I-3 Représentation schématique de l'espace des pores d'un milieu poreux bidimensionnel (phase solide en noir).

Dans ces conditions, il est assez naturel de modéliser un milieu poreux par un réseau. Par ailleurs, l'utilisation d'éléments de la théorie de la percolation est bien adaptée à cette modélisation, car elle est intimement liée à la notion de réseau. Les noeuds du réseau représentent les pores du milieu poreux, et les sites du réseau de percolation. Les liaisons, quant à elles, représentent les liaisons capillaires du milieu poreux, et les liaisons du réseau de percolation (figure I-4).

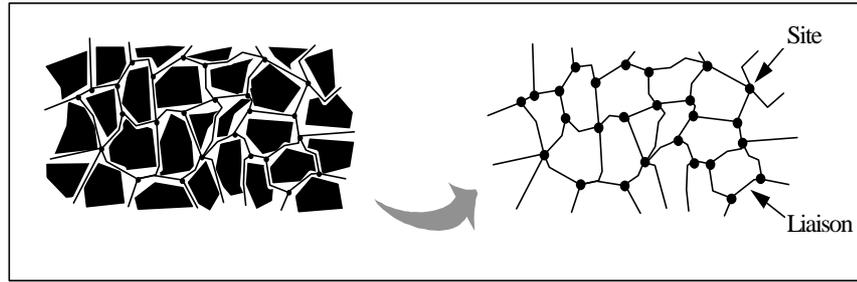


Figure I-4 Représentation de l'espace des pores par un réseau de sites et de liaisons.

Pour ne pas accroître la complexité de cette modélisation géométrique, le réseau considéré est souvent régulier; la répartition dans l'espace des pores et des liaisons est alors périodique dans plusieurs directions. En ce qui nous concerne, les réseaux considérés dans ce travail seront soit carrés, soit cubiques simples (figure I-5). La connectivité, i.e. le nombre de noeuds plus proches voisins qu'à un noeud, sera donc constante et égale à quatre dans le cas bidimensionnel (réseau carré), et à six dans le cas tridimensionnel (réseau cubique simple).

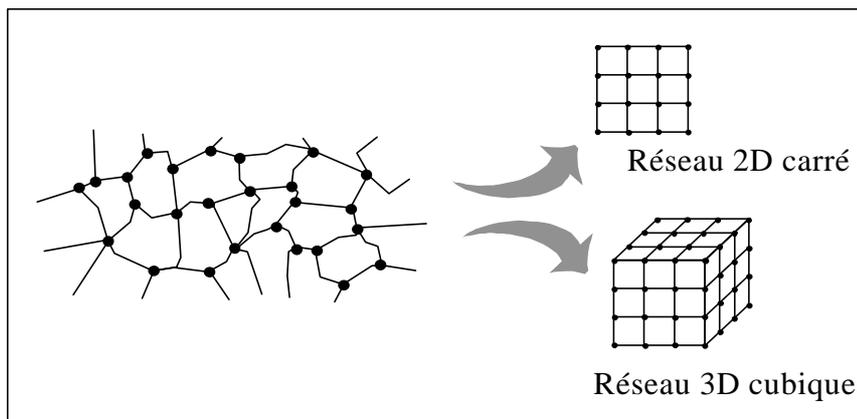


Figure I-5 Modélisation de l'espace des pores par des réseaux réguliers

Il convient maintenant d'émettre les remarques suivantes :

- les pores et de liaisons capillaires ne sont pas toujours faciles à distinguer dans les milieux réels;
- les milieux réels sont désordonnés, la connectivité du réseau n'est pas uniforme, et a une influence sur les phénomènes de transfert de masse en son sein;
- les milieux réels sont tridimensionnels; la modélisation par un réseau bidimensionnel peut masquer ou à l'inverse induire un certain nombre de phénomènes.

Malgré ces éléments, la modélisation géométrique du milieu poreux en réseau régulier de percolation s'est avérée très féconde, et est devenue classique. Elle se justifie en partie par

le caractère universel (indépendant du détail des structures) au voisinage du seuil de percolation.

I.3-2 Déplacement d'un fluide par un autre (pression capillaire)

Lorsqu'un fluide est déplacé par injection d'un second fluide, les phénomènes observés sont très différents selon les propriétés relatives de ces deux fluides.

Tout d'abord, ceux-ci peuvent être miscibles (eau et alcool), ou non miscibles (eau et huile). De plus, dans l'ensemble [fluides non miscibles]-paroi, l'un des fluides est mouillant (il a tendance à avancer le long de la paroi), et l'autre est non mouillant (dans le couple air-eau, l'eau est mouillante). La mouillabilité se caractérise par l'angle de contact θ que fait l'interface avec la paroi (figure I-6). L'un des fluides est parfaitement mouillant lorsque $\theta = 0$.

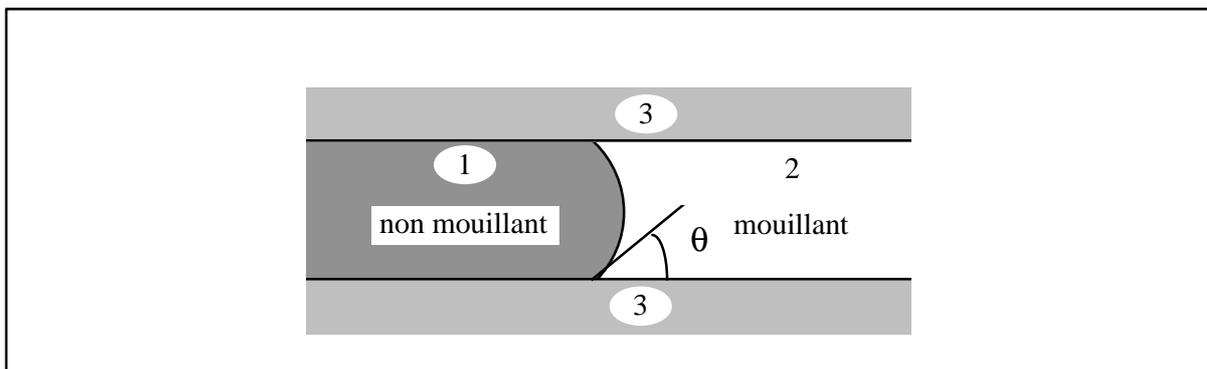


Figure I-6 Interface à l'équilibre entre deux fluides (1 et 2) dans une liaison capillaire (3). L'angle q dépend des trois constituants (1, 2 et 3). La courbure de l'interface induit une différence de pression entre les deux fluides.

Une caractéristique importante de l'interface entre deux fluides est l'existence d'une tension interfaciale σ , qui induit une différence de pression P_c de part et d'autre de l'interface lorsque ces fluides sont en présence dans un canal. Cette différence de pression s'appelle pression capillaire, et a pour expression :

$$P_c = \sigma \cdot \cos q \cdot \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right) \quad (I-6)$$

où r_1 et r_2 sont les rayons de courbure principaux de l'interface au point considéré.

Dans le cas d'une conduite cylindrique de section circulaire, de rayon r , la pression capillaire de part et d'autre de l'interface s'exprime :

$$P_c = \frac{2 \cdot \sigma \cdot \cos q}{r} \quad (I-7)$$

La pression capillaire tend à ce que le fluide mouillant progresse dans le canal en repoussant le fluide non mouillant; il est cependant possible que l'inverse se produise en imposant une différence de pression de part et d'autre de la conduite contrecarrant la pression capillaire.

Soit une liaison capillaire reliant deux pores i et j , où règnent des pressions P_i et P_j (figure I-7)

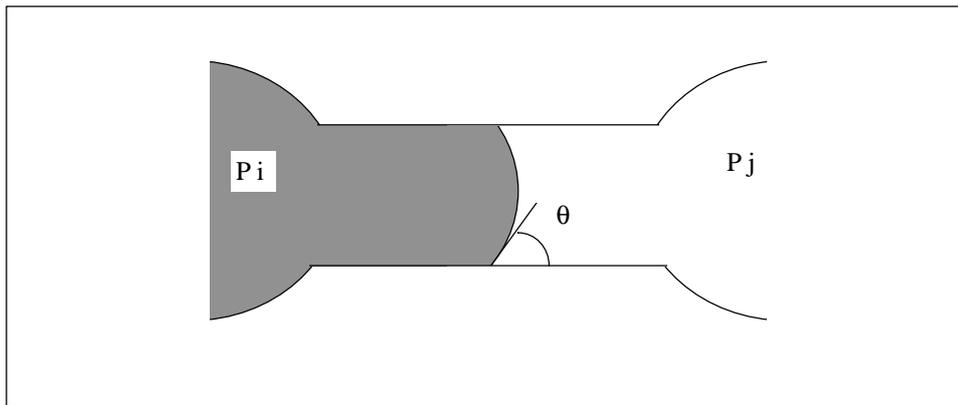


Figure I-7 Représentation schématique d'une liaison joignant deux pores i et j d'un milieu poreux.

Si $(P_i - P_j) > P_c$, le fluide non mouillant déplace le fluide mouillant;

si $(P_i - P_j) < P_c$, le fluide mouillant déplace le fluide non mouillant.

D'autre part, l'injection peut être très lente, et dans ce cas les forces capillaires dominent le processus. Si l'injection est très rapide, ce sont les forces de viscosité qui la contrôlent.

En ce qui nous concerne, nous sommes essentiellement intéressés par le cas des déplacements très lents dominés par les effets capillaires. Dans ce cas, les trois paramètres essentiels sont :

- les conditions extérieures imposées, comme pression ou débit constant;
- l'incompressibilité du fluide initialement en place (piégeage);
- le sens du déplacement :
 - i - le drainage, où c'est le fluide non mouillant qui déplace le fluide mouillant;
 - ii - l'imbibition, où c'est le contraire.

L'imbibition est plus complexe que le drainage, notamment à cause d'effets dus à l'existence d'un film mince (liquide mouillant) agissant en précurseur en avant du front principal. Dans la suite de ce travail nous sommes essentiellement intéressés par le cas du drainage qui est décrit plus en détail dans le paragraphe suivant.

I.3-3 Drainage

L'étude fondamentale du drainage de matériaux capillaro-poreux a été effectuée par LENORMAND sur des réseaux carrés gravés bidimensionnels (LENORMAND, 1981), puis au moyen de simulations numériques (LENORMAND et al., 1988).

La structure géométrique du réseau est la suivante :

- Le réseau est régulier, carré, donc de connectivité égale à quatre; les pores sont situés aux noeuds du réseau, et les liaisons relient les noeuds deux à deux;
- Les liaisons ont une largeur tirée aléatoirement suivant une loi de distribution log-normale; la largeur maximale est strictement inférieure à la distance entre deux noeuds, et la largeur minimale est non-nulle;
- Un pore est formé par l'intersection de quatre liaisons;
- Les cavités ont une épaisseur dans la troisième dimension, dont l'ordre de grandeur est comparable à celui de la largeur des liaisons (figure I-8).

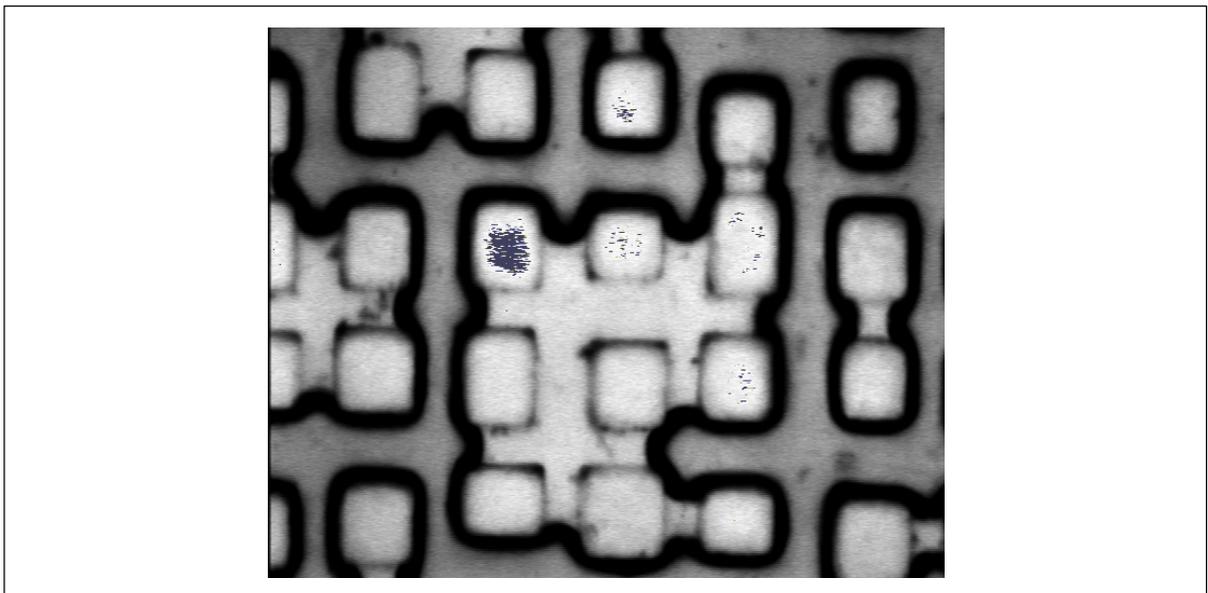


Figure I-8 Vue en gros plan d'un micromodèle en cours de drainage. On peut distinguer la matrice solide, des amas de liquide piégés (en clair), et la phase gazeuse (en foncé).

Deux fluides non miscibles sont utilisés. L'expérience consiste à étudier le déplacement du fluide mouillant, saturant initialement le réseau, et mis en mouvement par l'injection du fluide non mouillant (figure I-9).

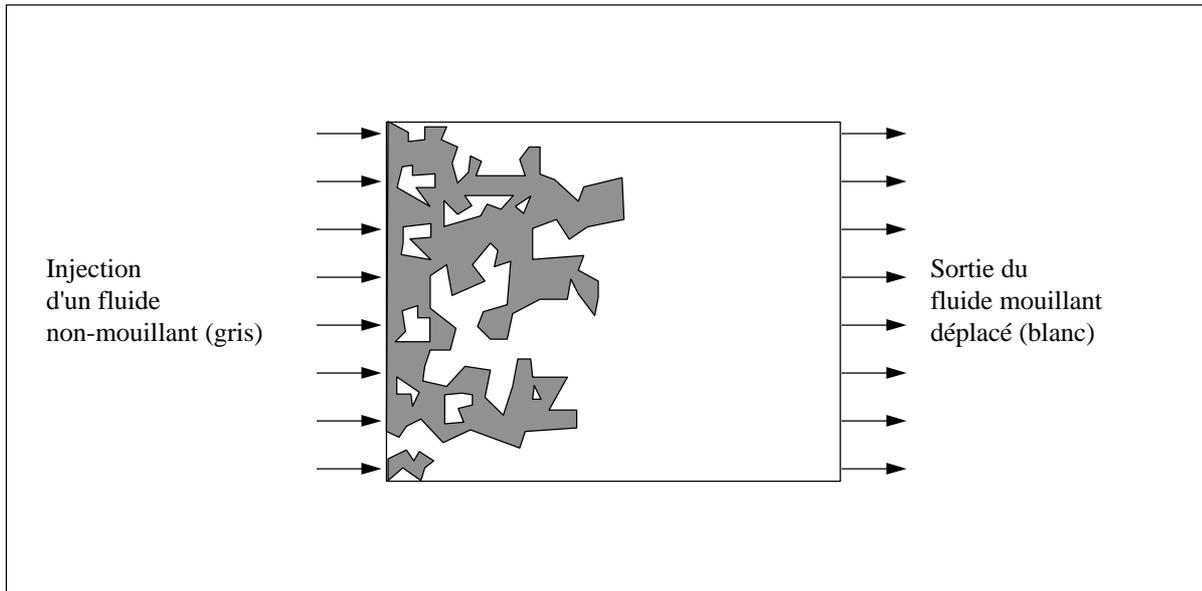


Figure I-9 Schéma d'une expérience de drainage

Le réseau est placé horizontalement, si bien que les forces de gravité sont négligeables, et le processus n'est contrôlé que par les deux grandeurs adimensionnelles suivantes :

- Le nombre capillaire qui caractérise le poids relatif des forces capillaires et des forces de viscosité :

$$Ca = \frac{\text{forces visqueuses}}{\text{forces capillaires}} = \frac{\mathbf{m}_1 \cdot \mathbf{v}}{\mathbf{s} \cdot \cos \mathbf{q}} \quad (I-8)$$

- Le rapport de mobilité :

$$M = \frac{\mathbf{m}_2}{\mathbf{m}_1} \quad (I-9)$$

où v est la vitesse de déplacement d'un fluide par l'autre, μ_1 est la viscosité du fluide mouillant et μ_2 celle du fluide non mouillant, et σ la tension interfaciale.

La distribution des phases est très différente suivant les valeurs du nombre capillaire et du rapport de mobilité. Les résultats sont regroupés dans un diagramme de phase, LENORMAND, 1989 (figure I-10).

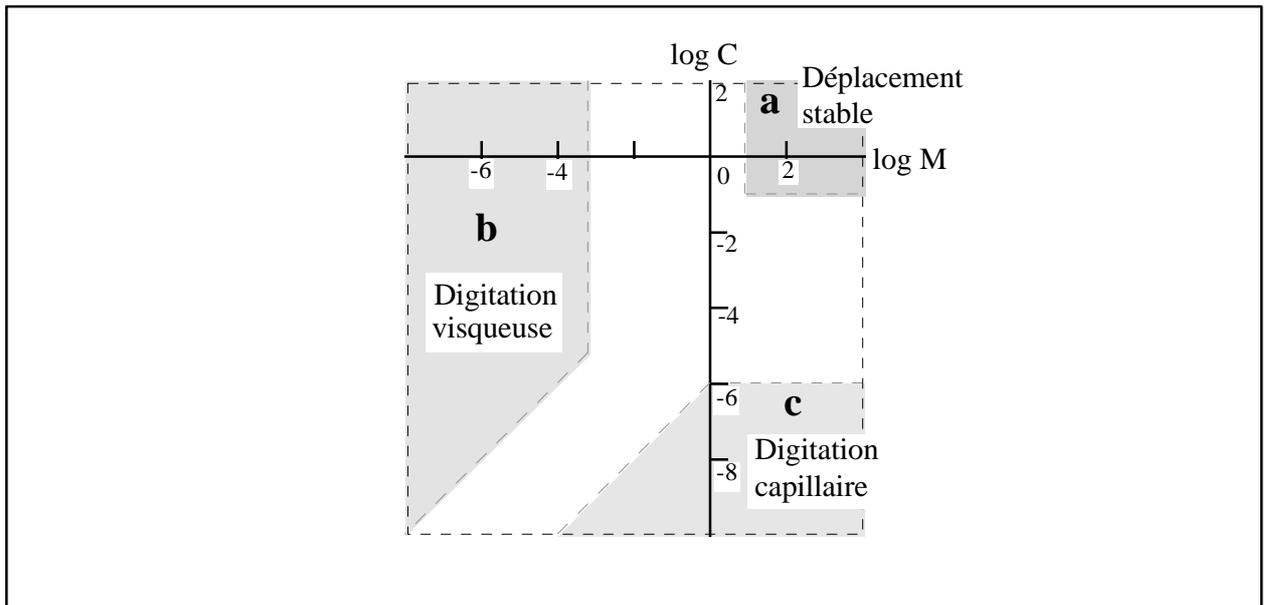


Figure I-10 Diagramme de phase du drainage d'un fluide non mouillant dans un milieu poreux. On distingue trois régimes asymptotiques distincts. La digitation visqueuse est modélisée par ce que l'on appelle l'Agrégation Limitée par la Diffusion (en Anglais DLA). Le déplacement stable est modélisé par l'anti-DLA. Enfin, la digitation capillaire est liée au modèle de la percolation (d'après LENORMAND et al., 1988).

Trois régimes asymptotiques peuvent être distingués. Les régimes contrôlés par les forces visqueuses associés aux modèles DLA, Agrégation limitée par la diffusion (figures I-10 b et I-11-b), et anti-DLA (figures I-10 a et I-11-a), suivant que le fluide injecté est respectivement moins ou plus visqueux que le fluide présent initialement. Enfin le régime contrôlé par les forces capillaires s'associe au modèle statistique de percolation d'invasion (figures I-10 c et I-11-c).

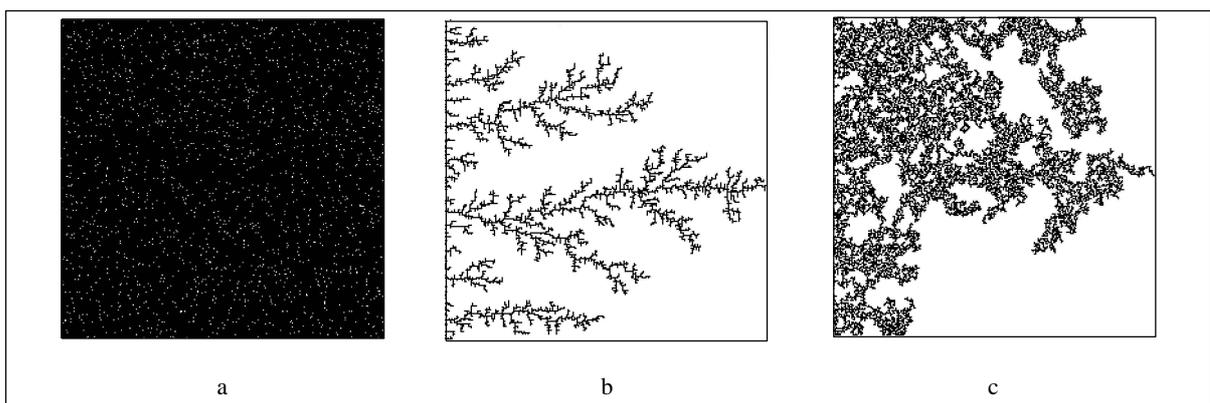


Figure I-11 Aspect de la topologie des phases lors du déplacement d'un fluide par un autre, dans les trois régimes asymptotiques décrits par LENORMAND. Les réseaux sont de taille 250x250, et le fluide envahissant pénètre par le côté gauche (en noir). a) Déplacement stable (anti-DLA), b) Agrégation Limitée par la Diffusion (DLA), c) Digitation capillaire. (Les images de cette figure ont été générées à l'aide des logiciels inclus dans l'ouvrage *Fractals in Science*, édité par BUNDE et HAVLIN, 1994).

I.3-4 Drainage quasi-statique - Percolation d'invasion

Intéressons-nous au drainage lent d'un matériau poreux. Par "lent", nous entendons que la vitesse de déplacement du fluide est faible, ce qui donne un nombre capillaire petit. Dans ce cas, nous nous trouvons dans la zone de digitation capillaire du diagramme des phases, et le processus peut être modélisé comme un processus de percolation d'invasion, LENORMAND, 1988.

La percolation d'invasion a été présentée successivement par LENORMAND et BORIES, 1980, et par WILKINSON et WILLEMSSEN, 1983, pour décrire l'invasion progressive d'un fluide 1 dans un milieu initialement saturé par un fluide 2, les deux fluides étant non miscibles, et le processus dominé par la capillarité (forces de viscosité et de gravité négligeables).

A chaque liaison du réseau de percolation est initialement affectée une valeur aléatoire, tirée par exemple dans une distribution uniforme sur l'intervalle $[0,1]$. Les frontières du réseau comprennent une zone d'invasion par laquelle pénètre la phase 1, et une zone de sortie, sur le côté opposé, par laquelle s'échappe la phase 2, refoulée par la phase 1. Initialement, tous les noeuds et les sites du réseau de percolation sont occupés par la phase 2. Puis, une liaison voisine de la zone d'invasion, ainsi que le site adjoignant, vont être déclarés envahis par la phase 1. Une étape quelconque du processus de percolation d'invasion est déduite de l'étape précédente par l'invasion d'une liaison, et du site adjoignant, par la phase 1. La liaison envahie doit pour cela être connectée à la zone de sortie, et voisine soit de la zone d'invasion, soit de la région du réseau précédemment envahie par la phase 1. Le critère d'invasion est, par exemple, de choisir parmi toutes les liaisons envahissables celle dont la valeur initialement affectée est la plus forte.

On remarque que tout amas de phase 2 déconnecté de la zone de sortie ne peut plus être envahi par la phase 1; on l'appelle amas piégé. On constate également que les sites et les liaisons occupés par la phase 1 sont tous connectés, et constituent un seul amas, en tenant compte de la connexion par la zone d'invasion. Il convient de distinguer deux étapes importantes :

- **La percée (breakthrough)**. C'est le moment où la phase 1 (non-mouillante) atteint pour la première fois la face de sortie. Ceci est équivalent à la transition de percolation puisque c'est le moment où se forme pour la première fois un amas infini en fluide non-mouillant (figure I-12);

- **Le point terminal.** C'est le second seuil de percolation, relatif cette fois à la phase non-mouillante (phase 2). Il correspond au moment où cette phase est déconnectée de la face de sortie pour la première fois.

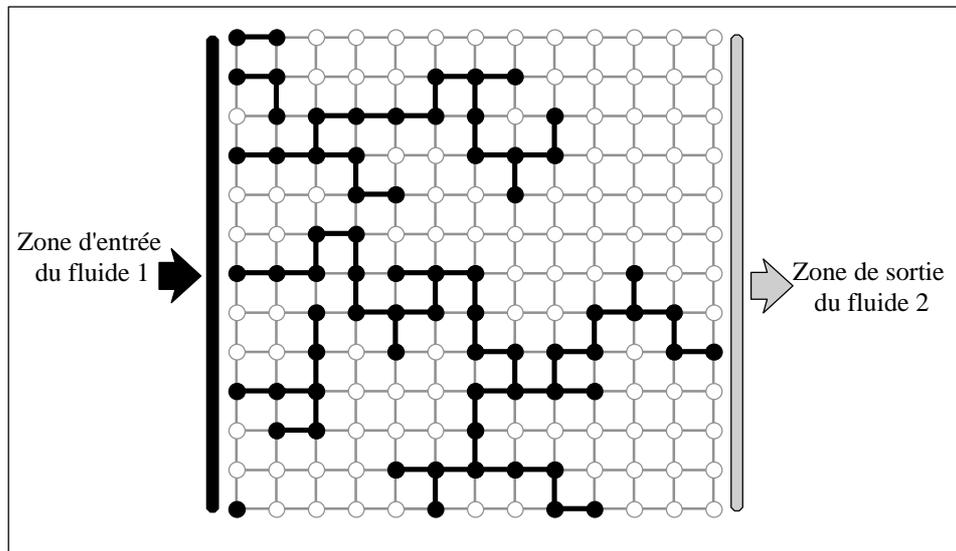


Figure I-12 Représentation d'un réseau bidimensionnel carré de dimension 13x13 au seuil de percolation, au cours d'un processus de percolation d'invasion.

L'introduction de la percolation d'invasion a été motivée par la volonté de décrire le déplacement lent d'un fluide par un autre au sein d'un milieu poreux, et l'analogie avec le drainage d'un matériau capillaro-poreux, modélisé par un réseau de pores et de liaisons capillaires, est évidente.

La valeur aléatoire initialement affectée aux liaisons du réseau de percolation sera proportionnelle, ou inversement proportionnelle à la pression maximale qu'est capable de supporter le ménisque de la liaison lorsque le fluide envahissant tente de repousser le fluide mouillant. Il convient de choisir une loi de distribution de tailles de liaisons telle que la taille de la plus grande liaison soit inférieure à la plus petite taille des pores, afin qu'il n'existe aucune ambiguïté entre la définition d'un site et d'un pore (figure I-13). Le critère d'invasion décrit plus haut se transpose alors : **la liaison connectée à la face de sortie qui a la pression capillaire seuil la plus faible est envahie.**

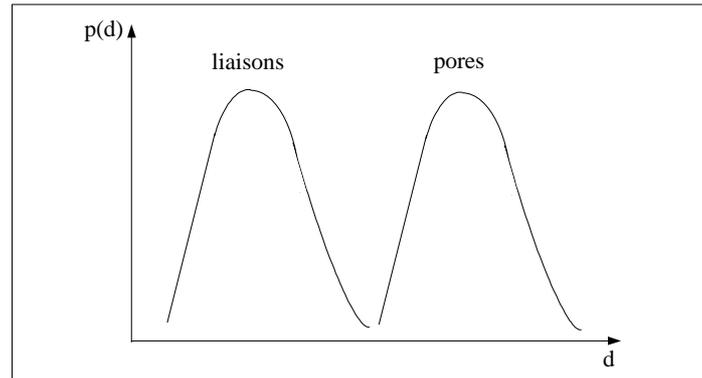


Figure I-13 Répartition des tailles de liaisons et de pores.

Le cas que nous venons de décrire correspond au cas d'une phase mouillante incompressible (les amas isolés ne peuvent être envahis du fait de l'incompressibilité).

La notion d'amas piégé, ou encore déconnectés des amas connectés à la face de sortie, peut être discutée. Dans le cas où la mouillabilité est forte, on constate la présence de films de liquide mouillant tapissant les parois solides (LENORMAND et al., 1983). Un amas déconnecté au sens de la percolation peut alors être relié à d'autres amas par ces films, au sein desquels peut avoir lieu un écoulement. La présence et l'influence de ces films est discutée dans LAURINDO (1996). Nous ne tiendrons pas compte de leur présence éventuelle dans la suite de ce document.

I.3-5 Algorithme de percolation d'invasion

Dans sa version originale, WILKINSON et WILLEMSSEN (1983), l'algorithme a été décrit pour un réseau de sites. Nous donnons ici la version correspondant à un contrôle du processus d'invasion par les liens, comme cela est le cas en drainage.

- On considère un réseau de sites et de liens;
- Le réseau est initialement complètement saturé en fluide mouillant. Le fluide non mouillant peut rentrer par l'une des faces et le fluide mouillant peut s'échapper par la face opposée (figure I-9);
- Un nombre aléatoire p , choisi généralement entre 0 et 1 est assigné à chaque lien du réseau. Ce nombre correspond à la taille r_l de chaque lien (par exemple pour une distribution uniforme : $p = (r_{l(\max)} - r_l) / (r_{l(\max)} - r_{l(\min)})$, où $r_{l(\max)}$ représente le rayon du plus grand canal dans le réseau et $r_{l(\min)}$ le rayon du plus petit canal dans le réseau).

L'invasion est ensuite simulée de la façon suivante :

- 1/ les liens appartenant à l'interface (fluide mouillant-fluide non mouillant) sont identifiés;
- 2/ PIÉGEAGE : les liens sélectionnés en 1/ mais appartenant à un amas de fluide mouillant complètement entouré par le fluide non mouillant ne peuvent être envahis et sont éliminés de la liste des liens envahissables (en d'autres termes, un lien de fluide mouillant à l'interface fluide mouillant-fluide non mouillant ne peut être envahi que s'il est connecté à la face de sortie par un chemin de liens occupés par du fluide mouillant);
- 3/ le lien, parmi ceux identifiés à l'issue de 2/, ayant le plus petit nombre p (soit encore la plus faible pression capillaire seuil) est envahi ainsi que le pore auquel il donne accès;
- 4/ la procédure est répétée jusqu'à ce que le fluide non mouillant atteigne la face de sortie.

I.3-6 Percolation d'invasion - percolation classique

Une différence évidente entre la percolation d'invasion et la percolation classique réside dans le fait qu'il existe un amas unique de croissance de fluide envahissant, alors que dans le cas de la percolation ordinaire, l'apparition des sites actifs se fait aléatoirement dans le réseau, formant des amas isolés.

Toutefois, la structure de l'amas infini de fluide envahissant au seuil de percolation d'invasion est analogue à celle de l'amas infini de percolation ordinaire au seuil de percolation (WILKINSON et WILLEMSSEN, 1983). En particulier, si l'on ne tient pas compte du piégeage des amas isolés, sa dimension fractale reste la même et égale à 1,89 pour un réseau bidimensionnel. Si l'on tient compte du piégeage, la dimension fractale devient égale à 1,82. Ce résultat a été confirmé expérimentalement par LENORMAND et al. (1985), à partir d'expériences de drainage sur micromodèles. Enfin, dans le cas tridimensionnel, les effets de piégeage sont beaucoup moins importants que dans le problème à deux dimensions, pour des raisons de structure du réseau¹; la dimension fractale de l'amas de percolation est égale à 2,5 avec ou sans piégeage.

¹ Dans le cas d'un réseau bidimensionnel carré, la connectivité est de quatre, et il existe deux liaisons pour chaque pore; dans le cas d'un réseau tridimensionnel cubique, la connectivité est de six, et il existe trois liaisons pour chaque pore.

Un résultat intéressant concerne la saturation en fluide non mouillant à la percée, i.e. lorsque le seuil de percolation est atteint. Lorsque la taille du réseau est L , le nombre de sites M appartenant à l'amas de percolation évolue comme :

$$M(L) \sim L^{D_f} \quad (I-10)$$

où D_f est la dimension fractale de l'amas.

La saturation en fluide non mouillant évolue donc comme :

$$S_{nm} \sim \frac{L^{D_f}}{L^D} = L^{D_f-D} \quad (I-11)$$

où D est la dimension de l'espace euclidien.

On peut alors écrire :

- dans le cas 2D sans piégeage

$$S_{nm} \sim L^{-0,11} \quad (I-12)$$

- dans le cas 2D avec piégeage

$$S_{nm} \sim L^{-0,18} \quad (I-13)$$

- dans le cas 3D

$$S_{nm} \sim L^{-0,5} \quad (I-14)$$

La saturation en fluide non mouillant devient donc faible lorsque s'accroît la taille du réseau.

1.4 Drainage quasi-statique en présence des forces de gravité. Percolation d'invasion en gradient

I.4-1 Introduction

Comme l'a montré LENORMAND, LENORMAND (1981), LENORMAND et al. (1988), la percolation d'invasion décrit correctement le drainage dans la limite où les effets capillaires dominant complètement le processus. Il est clair cependant que dans de nombreuses situations, d'autres forces comme les forces de viscosité ou de gravité, sont généralement présentes. Dans les problèmes qui nous occupent dans cette thèse, les forces de capillarité restent toutefois dominantes, mais les autres forces peuvent ne pas être négligeables. Dans ce qui suit, nous n'examinons que le cas des forces de gravité, les considérations sur les effets visqueux étant renvoyées au Chapitre III.

La prise en compte des effets de gravité dans le cadre de la théorie de la percolation d'invasion a été tout d'abord étudiée par WILKINSON (1984). Ses résultats ont été ensuite confirmés à partir de la théorie de la percolation en gradient, SAPOVAL et al. (1985), initialement introduite dans le contexte complètement différent de l'étude des fronts de diffusion sur des réseaux. Sur le plan expérimental, les travaux de CLEMENT et al. (1987), de BIROVIJEV et al. (1991), CHAOUCHE et al. (1994), ont confirmé les prédictions théoriques pour le drainage. Dans ces conditions, la suite de ce paragraphe est organisée comme suit. Nous commençons par expliquer pourquoi le drainage quasi-statique en présence des forces de gravité peut s'étudier comme un problème de percolation en gradient. Nous présentons ensuite les principaux résultats obtenus concernant la structure du front d'invasion et les profils de saturation. Enfin, nous montrons comment l'algorithme de percolation d'invasion peut être modifié pour prendre en compte les effets gravitationnels.

I.4-2 Percolation d'invasion en gradient

Considérons l'expérience de drainage quasi-statique en présence de forces de gravité schématisée sur la figure I-14. Ici encore, le milieu poreux est représenté par un réseau dont les liaisons sont de tailles variables réparties aléatoirement suivant une loi de distribution donnée. Dans la limite d'un drainage lent, on suppose le déplacement quasi-statique. En d'autres termes, la répartition de la pression est hydrostatique dans chaque phase à tout instant.

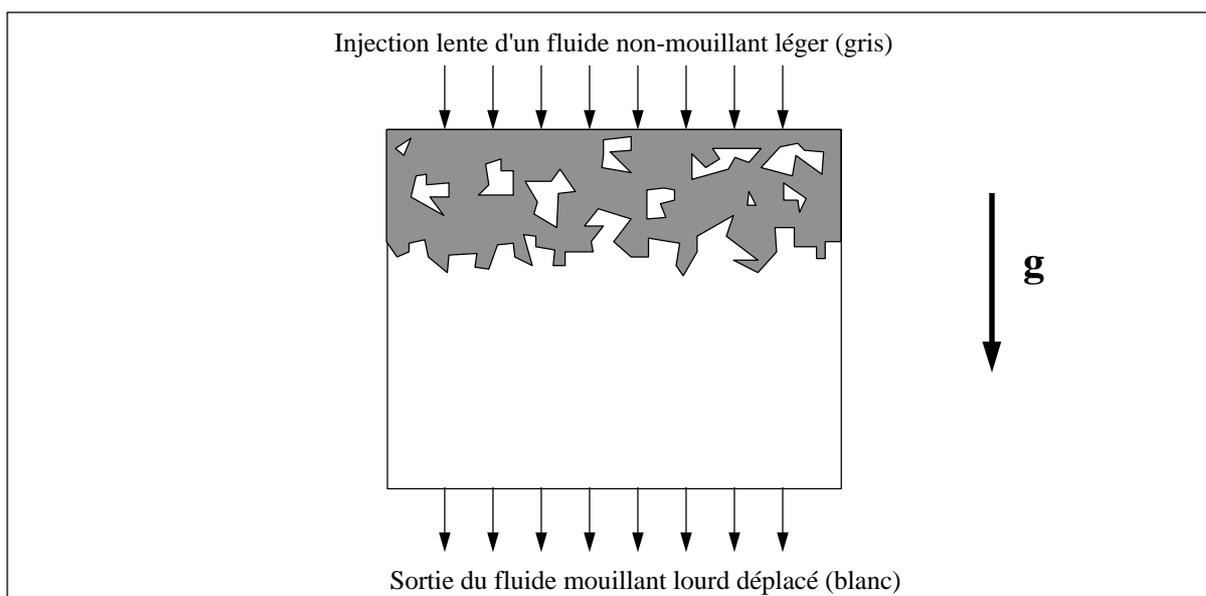


Figure I-14 Schéma d'une expérience de drainage lent en présence de forces de gravité

Soit P_0 la pression sur la face d'injection dans le fluide non mouillant, supposée constante tout au long de l'expérience. La pression dans le fluide non-mouillant est alors donnée par :

$$P_{nm}(z) = P_0 + \mathbf{r}_{nm}gz \quad (I-15)$$

Considérons la situation juste avant l'envahissement d'une liaison et notons P_1 la pression dans le fluide mouillant en $z = L$. La pression dans le fluide mouillant est alors donnée par :

$$P_m = P_1 - \mathbf{r}_m g(L - z) \quad (I-16)$$

d'où :

$$P_c(z) = P_{nm}(z) - P_m(z) = -\Delta \mathbf{r}gz + P_0 - P_1 + \mathbf{r}_m gL \quad (I-17)$$

où $\Delta \mathbf{r} = \mathbf{r}_m - \mathbf{r}_{nm}$. Ceci montre que la pression capillaire est fonction de la cote z .

D'après la loi de Laplace, il s'ensuit que :

$$\frac{2\mathbf{s} \cos \mathbf{q}}{r} = -\Delta \mathbf{r}gz + A \quad (I-18)$$

où A est une constante à t fixé.

On en déduit :

$$r = \frac{2\mathbf{s} \cos \mathbf{q}}{A - \Delta \mathbf{r}gz} \quad (I-19)$$

ce qui peut encore s'écrire en introduisant le nombre de Bond $B = \frac{\Delta \mathbf{r}ga^2}{\mathbf{s} \cos \mathbf{q}}$, où a

représente le pas du réseau (B représente le rapport entre les forces de gravité et les forces de capillarité) :

$$\frac{r}{a} = \frac{2}{\frac{Aa}{\mathbf{s} \cos \mathbf{q}} - B\left(\frac{z}{a}\right)} \quad (I-20)$$

Si maintenant on interprète r en termes de fraction de liens accessibles (tous les liens dont le rayon est plus grand que r sont accessibles), on voit que cette fraction de liens accessibles varie avec la cote.

Considérons par exemple le cas d'une distribution uniforme. Dans ce cas, la probabilité d'occupation des liens s'écrit :

$$p = \frac{r_{\max} - r}{r_{\max} - r_{\min}} = \frac{\bar{r} - r}{I} + \frac{1}{2} \quad (I-21)$$

où λ représente la largeur de la distribution ($\lambda = r_{\max} - r_{\min}$) et \bar{r} la taille moyenne des pores (soit ici $\bar{r} = \frac{r_{\max} + r_{\min}}{2}$).

On en déduit :

$$\frac{dp}{dz} = -\frac{1}{I} \frac{dr}{dz} = -\frac{1}{I} \frac{2B}{\left(\frac{aA}{s \cos \mathbf{q}} - B \left(\frac{z}{a} \right) \right)^2} = -\frac{1}{2I} \frac{Br^2}{a^2} \quad (I-22)$$

On voit donc qu'on se trouve ici face à un problème où la probabilité d'occupation n'est pas constante mais décroît avec z . Il existe donc ici un gradient de probabilité d'occupation (non constant dans le cas qui nous occupe). C'est la caractéristique essentielle de la percolation d'invasion en gradient dont on peut maintenant énoncer les principaux résultats, GOUYET et al. (1990), GOUYET et al. (1988), GOUYET (1992). On ne considérera ici que le cas 3D qui est celui qui nous intéresse dans notre étude (le cas 2D, très différent, est discuté par exemple dans LAURINDO, 1996).

I.4-3 Percolation en gradients : principaux résultats

La figure I-15, montre une représentation schématique du front d'invasion. Les liens actifs représentés sur cette figure ont été obtenus en supposant un gradient de probabilité d'occupation constant ($\nabla p = \text{cste}$). La face d'injection est ici la face inférieure du réseau cubique considéré (dans le cas du drainage, la structure représentée correspond donc à l'amas de fluide non-mouillant envahissant le milieu poreux).

Trois grandes régions peuvent être distinguées :

- une région saturée du côté de la face d'injection contenant quelques amas isolés de liens non actifs,
- une région de saturation intermédiaire où la probabilité d'occupation varie entre deux seuils de percolation, $p=1-p'_c$ où p'_c correspond au seuil de percolation du réseau associé aux liaisons non actives (voir GOUYET et al., 1988, pour plus de détails) et $p=p_c$ qui est le seuil de percolation pour le réseau de liaisons actives ($p_c=0,149$ dans le cas de percolation de lien pour un réseau cubique simple). Dans cette région, on a coexistence de deux amas infinis, l'un en liaisons actives, l'autre en liaisons non actives,

- une région "critique" au voisinage du seuil de percolation p_c . On montre que la taille σ de la région critique varie comme :

$$s \propto |\nabla p|^{-\frac{v}{1+v}} \quad (I-23)$$

où v est l'exposant de la longueur de corrélation. Dans la région critique définie par $p_c - dp < p < p_c + dp$ avec $dp \propto s|\nabla p|$, le front est fractal de dimension fractale $D_f = 2,5$ (en 3D).

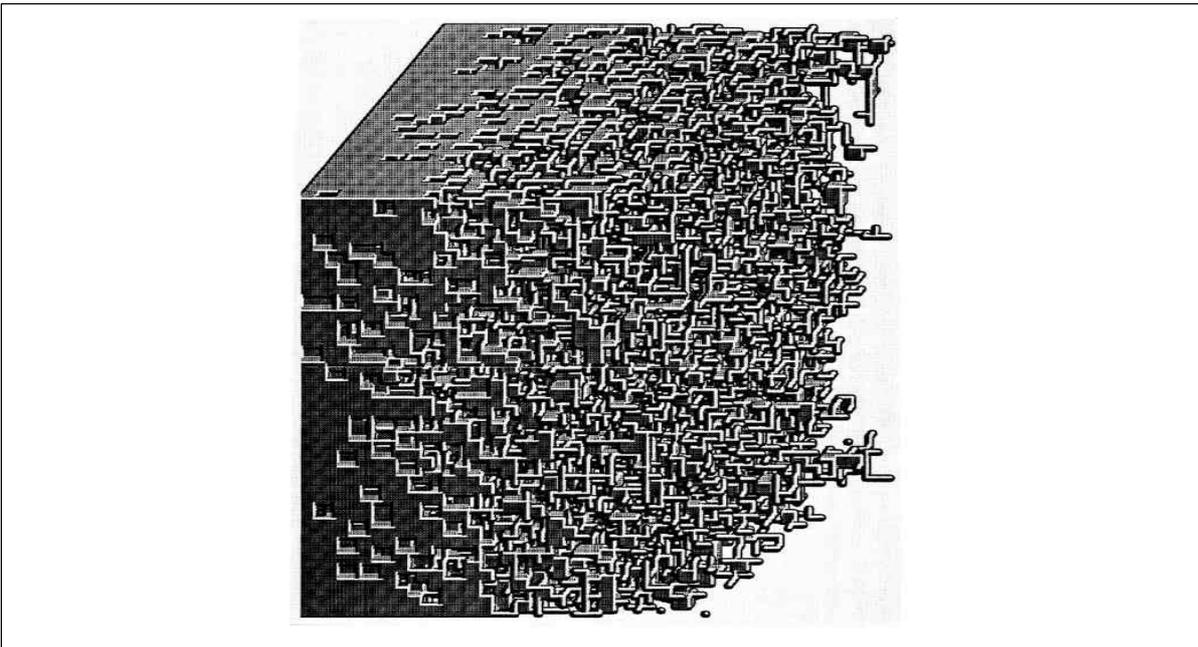


Figure I-15 Représentation schématique d'un front d'invasion en présence d'un gradient (d'après B. MANDELROT et M. ROSSO, in GOUYET et al., 1990)

Les différentes régions sont illustrées sur la figure I-16. Sur cette figure $p_f(z,t)$ représente la probabilité qu'une liaison à l'abscisse z fasse partie du front (le front étant défini comme la frontière de l'amas de liaison active, c'est-à-dire les liaisons actives voisines d'un site non actif connecté à la face de sortie et connectées par des liaisons actives à la face d'entrée).

Comme on peut le voir sur cette figure, p_f et p sont pratiquement confondues sur une large plage de probabilité d'occupation. Ceci indique que pratiquement toutes les liaisons envahies dans cette région sont des liaisons interfaciales (borné d'un côté par un site actif et de l'autre par un site non-actif).

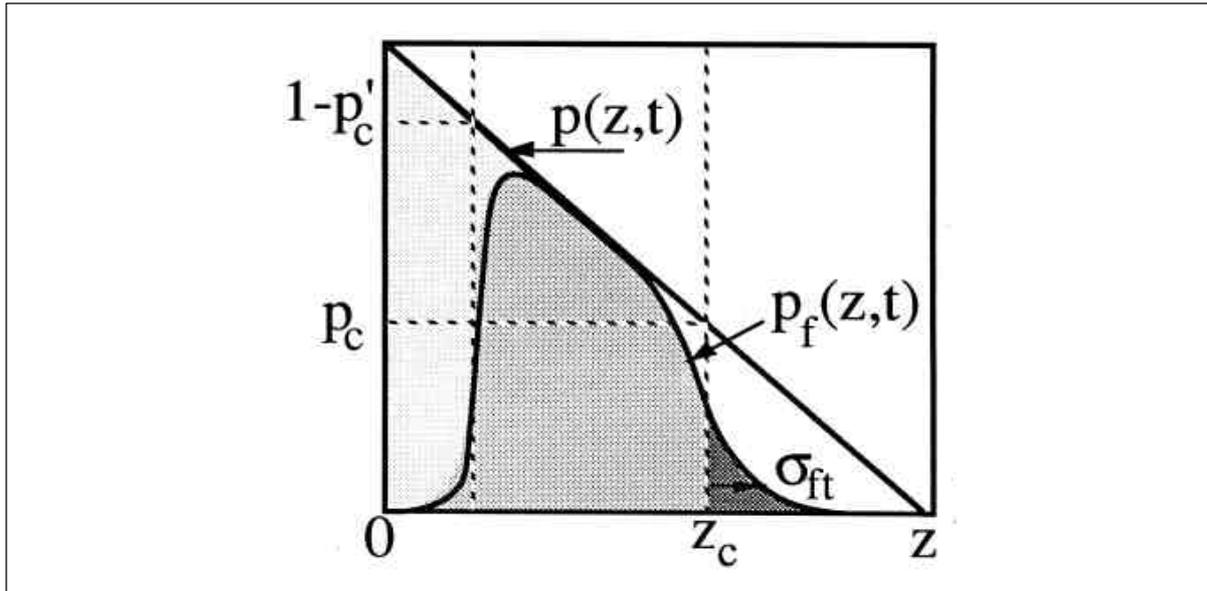


Figure I-16 Densité de distribution du front de percolation en gradient p_f (in Gouyet et al., 1990).

Un des résultats les plus intéressants du point de vue macroscopique concerne le comportement de la densité du front (p_f qui correspond à la saturation par tranche dans le cas des milieux poreux).

Pour $p(z) > p_c + \sigma$, p_f évolue comme la probabilité de percolation p_∞ , puisque dans cette région l'amas de percolation existe (on est au dessus de p_c), on a donc :

$$p_f(z) \propto (p(z) - p_c)^b \quad (I-24)$$

pour $p_c - \sigma < p(z) < p_c + \sigma$.

On montre, GOUYET et al. (1988), que dans cette zone :

$$p_f(z) \propto p(z) \mathbf{s}^{(D-E)} m((z_c - z)/\mathbf{s}) \quad (I-25)$$

avec en 3D, $D \cong 2,5$, $E=3$, z_c est la cote correspondant à $P=P_c$. m est une fonction de raccordement déterminée une fois pour toutes.

Pour $p < p_c$, cette courbe de raccordement est donnée par GOUYET et al. (1988) :

$$\log(m(u)) = -1,1u^2 + 0,48u + 0,1 \quad (I-26)$$

I.4-4 Application des résultats de la percolation en gradient au cas du drainage

Nous avons déjà vu au paragraphe I.4.2. pourquoi le problème du drainage quasi-statique en présence des forces de gravité pouvait s'analyser en termes de percolation d'invasion. Examinons maintenant comment s'appliquent les résultats du paragraphe précédent.

Commençons par remarquer que la zone où les fluides coexistent tout en formant des amas connexes est nécessairement d'extension finie. En reprenant le schéma du paragraphe I.4.2., figure I-14, il est très facile de se rendre compte que la zone d'extension de cette zone ne peut excéder une valeur donnée par la loi de JURIN :

$$H \leq \frac{2s \cos \mathbf{q}}{\Delta \mathbf{r} g} \left(\frac{1}{r_{\min}} - \frac{1}{r_{\max}} \right) \quad (I-27)$$

où r_{\min} et r_{\max} sont ici les tailles minimum et maximum des liaisons formant le réseau.

Soit :

$$\frac{H}{a} \leq B^{-1} \left(\frac{a}{r_{\min}} - \frac{a}{r_{\max}} \right) \quad (I-28)$$

où a est le pas du réseau.

En conséquence, la théorie de la percolation en gradient s'applique seulement à l'intérieur de cette zone.

On peut également remarquer que le gradient de probabilité d'occupation n'est pas constant dans le cas du drainage, comme le montre l'équation (I-22), contrairement à l'hypothèse généralement considérée dans les travaux classiques sur la percolation en gradient (c'est le cas pour les résultats présentés dans le paragraphe précédent).

Toutefois, localement au voisinage de $p=p_c$, on déduit de l'équation (I-22) :

$$\left. \frac{dp}{dz} \right|_{z=z_c} = - \frac{1}{l} \frac{Br_c^2}{2a^2} \quad (I-29)$$

où r_c est la taille correspondant à p_c .

Et on peut donc considérer ce gradient pour exploiter les résultats précédents.

Auparavant, considérons à nouveau les différentes zones qui se forment au cours du processus du drainage. On peut distinguer **quatre grandes zones** :

- une zone complètement saturée en fluide mouillant du côté de la face de sortie;
- une zone où le fluide non mouillant forme un amas connexe et où le fluide mouillant se trouve sous la forme d'amas isolés. Dans cette zone, la saturation du fluide non-mouillant n'évolue pas.

WILKINSON (1984), a montré que la taille des plus grands amas de liquide mouillant existant dans cette zone suivent la loi d'échelle suivante :

$$\frac{L_{\max}}{a} \propto B^{-\frac{n}{1+n}} \quad (I-30)$$

Par ailleurs, il a montré que la saturation S_m en fluide mouillant dans cette zone diminuait avec le nombre de Bond comme :

$$S_m^* - S_m \propto B^{\left(\frac{1+b}{1+n}\right)} \quad (I-31)$$

où S_m^* est la saturation au point terminal en absence de gravité (avec $b \approx 0,45$ et $n \approx 0,88$).

- Entre ces deux zones, on trouve donc la zone de hauteur H où les deux fluides forment chacun un amas infini. En termes de saturation en fluide non-mouillant, les résultats de la percolation en gradient laissent prévoir que dans la zone critique (où donc $p \cong p_c$), le profil de saturation est donné par (d'après l'équation (I-28) et l'équation (I-25)) :

$$S_{nm} \propto p(z) B^{-(n/1+n)(D-E)} m\left(\frac{(z_c-z)/s}{s}\right) \quad (I-32)$$

où ici $s \propto (\nabla p)^{-n/1+n}$,

$$\text{soit } s \propto B^{-n/1+n} \quad (I-33)$$

$$\text{pour } \left| \frac{z_c - z}{s} \right| \leq 1$$

tandis qu'on s'attend à un comportement du type (équation (I-24)) :

$$S_0 \propto (z_c - z)^b \text{ pour } z < z_c - s \quad (I-34)$$

c'est-à-dire dans la zone diphasique d'extension H loin de la **zone critique**.

Ces résultats ont été confirmés expérimentalement dans le cas du drainage avec gravité, notamment par CHAOUICHE et al. (1994).

I.4-5 Algorithme de percolation d'invasion en présence des forces de gravité

D'après l'équation (I-17), la pression capillaire à un instant t donné avant une invasion est donnée par :

$$p_c(z) = -\Delta r g z + A \quad (I-35)$$

où A est ici une constante.

Pour connaître la liaison qui va être envahie, il suffit de comparer la pression capillaire donnée par (I-35) à la pression capillaire seuil des canaux formant l'interface fluide mouillant/fluide non mouillant, soit :

$$Q(r_l, z) = p_{c\text{seuil}} - p_c(z) = \frac{2s \cos \theta}{r_l} + \Delta r g z + cte \quad (I-36)$$

où r_l désigne ici le rayon de la liaison.

La liaison qui va être envahie à chaque étape est donc celle qui est associée au plus petit potentiel Q.

PARTIE I

"SECHAGE LENT"

<i>Chapitre II - Introduction</i>	31
<i>Chapitre III - Séchage par évaporation d'un système de tubes capillaires</i>	39
<i>Chapitre IV - Simulations numériques du séchage lent sur réseaux de pores tridimensionnels</i>	57

II. Introduction

Les travaux présentés dans cette partie sont motivés par les deux applications suivantes :

- le séchage des milieux capillaro-poreux;
- la récupération secondaire des hydrocarbures légers par vaporisation.

Avant de présenter le modèle que nous avons développé et les principaux résultats que nous avons obtenus, nous présentons brièvement dans ce chapitre ces applications ainsi que les raisons qui, à partir des problèmes posés par l'étude de ces applications, ont conduit au travail présenté dans cette partie de thèse.

Le séchage

Du point de vue Génie des Procédés, le séchage est une opération qui vise à enlever un solvant (généralement de l'eau) d'un solide. Il est facile d'imaginer qu'il existe une très grande variété technique pour sécher un produit et qu'il existe aussi une très grande variété de produits à sécher. Il n'est donc pas surprenant qu'il n'existe pas de théorie générale du séchage. Le séchage pouvant être décrit comme un processus de transferts couplés de chaleur, de masse et de quantité de mouvement au sein d'un système multiphasique, il existe donc différentes techniques suivant la prédominance accordée à un des modes de transfert et suivant la nature des interactions entre le solvant et la matrice solide. De ce point de vue, les matériaux à sécher peuvent être classés tout d'abord en matériau poreux et non poreux. Un gel est un exemple de cette dernière catégorie. L'eau est chimiquement liée aux autres molécules constituant le gel et il n'y a pas d'espace des pores. Dans le cas des matériaux poreux, on distingue généralement les matériaux hygroscopiques dans lesquels une forte proportion du solvant se trouve fixée par des mécanismes d'adsorption (le bois en est un exemple typique) et matériaux non hygroscopiques dans lesquels le solvant se trouve essentiellement fixé par capillarité. Les empilements de billes de verre, les sables, sont des exemples classiques de matériaux

capillaro-poreux, très utilisés pour tester les modèles. Dans cette étude, nous nous intéressons uniquement à cette dernière catégorie (matériaux capillaro-poreux).

En termes de séchage, dans ce type de matériau on est généralement intéressé par :

- la **courbe de séchage** du matériau (courbe donnant, pour des conditions et un matériau donnés, l'évolution du taux de séchage en fonction de la saturation globale de l'échantillon);
- l'**évolution des saturations** au sein du matériau.

Bien entendu, bien d'autres aspects, liés par exemple à la qualité du produit, à son aspect, peuvent toutefois intervenir dans l'analyse du séchage, voir par exemple SCHERER (1990).

La courbe de séchage est utilisée pour le design des séchoirs. C'est une information globale qui souffre d'être spécifique aux conditions pour lesquelles elle a été obtenue.

De ce fait, il est logique de développer des modèles prédictifs de séchage de façon à pouvoir par exemple prédire les courbes de séchage, et les profils de saturation pour diverses conditions. Il est intéressant cependant d'observer une courbe de séchage typique de matériau capillaro-poreux, figure II-1.

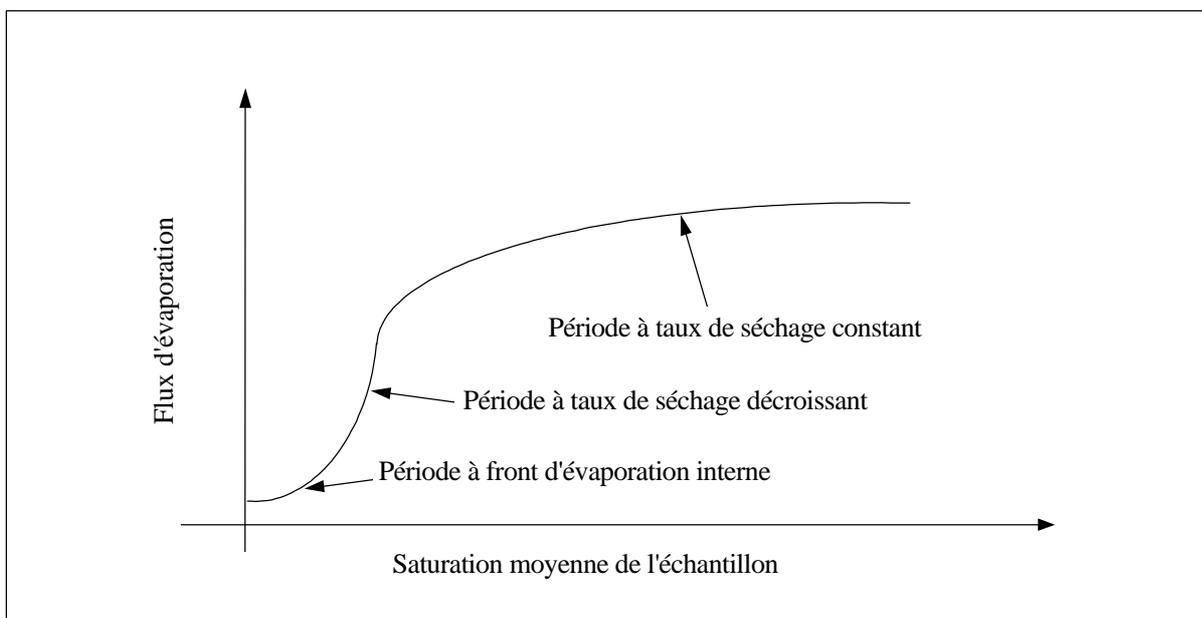


Figure II-1 Exemple de courbe de séchage

On distingue ainsi habituellement trois périodes (VAN BRAKEL, 1980) :

- la **période à taux de séchage constant** : durant cette période, le taux de séchage est relativement constant, alors que la saturation moyenne de l'échantillon varie de façon significative. Dans cette période, on considère que le processus est essentiellement contrôlé par le transfert externe (à travers la couche limite s'installant à la surface externe de l'échantillon). En dépit de nombreux travaux, la compréhension fine des mécanismes conduisant à l'installation de la période à taux constant reste un sujet de recherche. Nous présenterons sur ce point notre analyse;
- la **période à taux de séchage décroissant** : cette période est associée à l'assèchement progressif de la surface externe du matériau poreux. Les transferts internes contrôlent de plus en plus le processus;
- la **période à front d'évaporation interne** : cette période est caractérisée par l'installation d'une zone sèche et l'enfoncement progressif du front d'évaporation à l'intérieur du matériau.

Du point de vue de la modélisation, les modèles classiques du séchage des matériaux capillaro-poreux s'appuient sur l'approche du continu des matériaux poreux (CRAUSSE, 1983, WHITAKER, 1977, CHEN et PEI, 1989). Cette approche fait intervenir les concepts de perméabilité relative et de relation pression capillaire macroscopique-saturation. Dans le contexte de ces modèles, un problème récurrent est la formulation des conditions aux limites à l'interface milieu poreux/écoulement externe, MASMOUDI et PRAT (1991). Généralement, on introduit des coefficients de transfert de masse et de chaleur. Pour rendre compte correctement de la période à taux de séchage décroissant, il est généralement nécessaire de rendre ces coefficients fonction de la saturation de surface. En pratique, ceci signifie que ces coefficients sont utilisés comme paramètres ajustables car il n'existe en fait aucune théorie satisfaisante donnant leur évolution en fonction de la saturation. Ceci est évidemment une faiblesse importante des modèles macroscopiques.

Par ailleurs, différents auteurs, par exemple KAVIANY et MITTAL (1987), ont décrit l'existence de fortes hétérogénéités de saturation à la surface de l'échantillon au cours du séchage (i.e. coexistence de zones sèches et de zones encore très humides). Ce phénomène, dit de "dry patches" ou de "peau de léopard", ne peut être prédit par l'approche macroscopique classique, sauf à considérer des milieux macroscopiquement hétérogènes (ces "dry patches"

ont cependant été observés avec des milieux qui ne sont pas a priori macroscopiquement hétérogènes).

En conclusion sur ce bref aperçu sur le séchage des matériaux capillaro-poreux, on peut retenir les points suivants :

- les mécanismes sous-jacents à la période à taux de séchage constant sont mal compris;
- le phénomène de dry-patches doit être expliqué physiquement;
- il n'existe pas de modèle satisfaisant du transfert de chaleur et de masse à l'interface matériau/milieu externe.

Dans ces conditions, nous allons essayer de contribuer à une amélioration des connaissances sur ces différents points. Toutefois, bien que le séchage soit généralement un processus où transfert de chaleur et transfert de masse sont couplés, nous nous limiterons au cas plus simple où le processus est principalement contrôlé par le transfert de masse et où donc le transfert de chaleur sera négligé (on peut noter au passage qu'il existe souvent en séchage une phase dite isenthalpe où le transfert de chaleur peut être négligé, voir PUIGGALI et al., 1988, pour plus de détails).

La récupération secondaire d'hydrocarbures par vaporisation¹

En séchage, on est intéressé généralement par le solide sec obtenu après l'opération de séchage. Dans le cas de la récupération pétrolière, on est intéressé par le solvant, c'est-à-dire par les hydrocarbures présents dans les gisements, MOREL et al. (1990). Ainsi, la technique

¹ Le Robert (1996) définit la vaporisation comme étant le « passage d'une substance de l'état liquide à l'état gazeux (sous l'effet de la chaleur) », et l'évaporation comme étant la « transformation (d'un liquide) en vapeur par sa surface libre, à une température quelconque ». Par ailleurs, Diderot écrit dans l'article Expansibilité de son encyclopédie : « Mon dessein, en substituant dans tout cet article le mot de vaporisation à celui d'évaporation (...) était de ne pas confondre sous une seule dénomination deux phénomènes très différents. La vaporisation est le passage d'un corps de l'état de liquidité à celui d'expansibilité (...) c'est ce qui arrive à l'eau échauffée au-dessus du degré de l'eau bouillante. L'évaporation est la déperdition que fait un corps liquide, ou même solide, d'une partie de son volume, lorsqu'il est exposé à l'air libre ». La vaporisation apparaît donc comme étant contrôlée par le transfert de chaleur, à température de saturation, et l'évaporation comme étant contrôlée par la diffusion.

La récupération secondaire d'hydrocarbures que nous décrivons ici met donc en jeu un processus d'évaporation, qu'il est d'usage d'appeler vaporisation; nous respectons cet usage dans la présente section. De même dans le chapitre V, toujours pour respecter les usages, nous appelons évaporateur capillaire un dispositif au sein duquel se produit un processus de vaporisation.

de récupération secondaire par vaporisation a été conçue initialement pour les réservoirs fissurés. On peut distinguer pour ces réservoirs une porosité de fissure et une porosité de matrice ou de bloc, figure II-2. Dans la phase d'exploitation primaire, le pétrole provient essentiellement du réseau de fissures, où la perméabilité est élevée comparée à celle des blocs. Les fissures représentent cependant une faible partie de la porosité totale du gisement, estimée comme étant de l'ordre de 5 %, SAIDI (1987), p. 87.

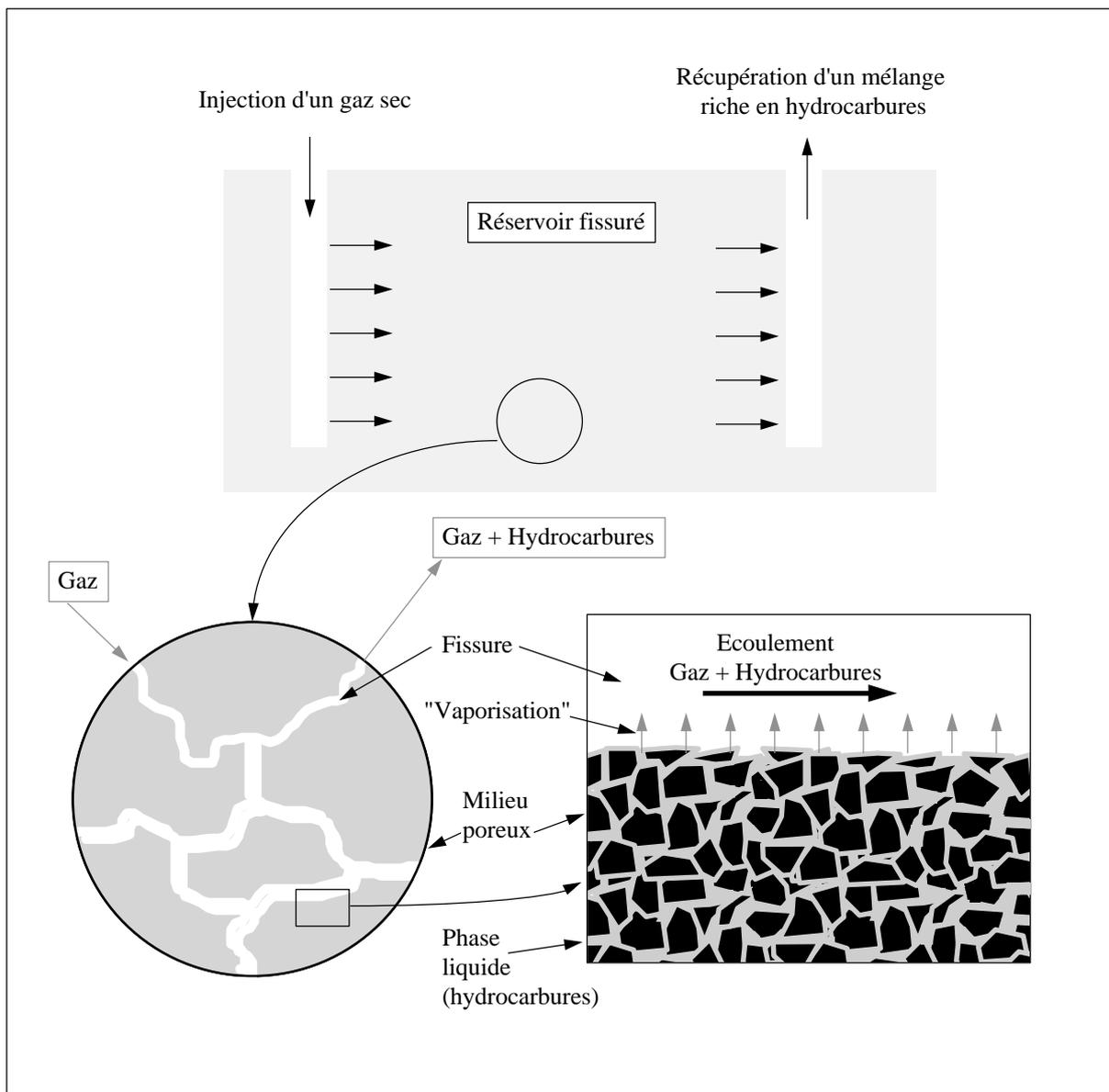


Figure II-2 Schéma du processus de récupération secondaire par vaporisation

Il reste donc en fait une grande quantité d'huile piégée dans les blocs en fin d'exploitation primaire. Le problème est alors de récupérer cette huile. Ceci est couramment effectué par injection d'eau ou de gaz suivie du drainage gravitationnel des blocs. Cependant,

pour les blocs de faible perméabilité et de petite taille, les forces capillaires sont suffisamment fortes pour empêcher le drainage par gravité. Une méthode alternative pour ce cas consiste à injecter dans le réservoir un gaz "sec" (libre en vapeurs d'hydrocarbures à récupérer). Les éléments les plus volatils (les plus légers) contenus dans les blocs se vaporisent et alimentent par diffusion le gaz circulant dans les fissures. Cette technique permet, en principe, de récupérer toutes les fractions légères et intermédiaires d'huile en place. Elle peut être également envisagée dans le cas des réservoirs hétérogènes où, après une première phase d'exploitation, l'huile se retrouve essentiellement dans les zones les moins perméables. En faisant circuler un gaz "sec" dans les zones perméables, on peut espérer récupérer par vaporisation l'huile des zones moins perméables. Dans la réalité du gisement, le problème de l'analyse et de la modélisation de tels processus de récupération par vaporisation est évidemment très complexe, notamment si on se souvient qu'une huile de gisement est constituée de dizaines de constituants différents, GRAVIER et al. (1986).

Toutefois, avant de s'intéresser au cas complexe de la vaporisation de mélange contenant de nombreux constituants, il est naturel ici encore de commencer par étudier la situation la plus simple possible. Dans le contexte de travaux menés à l'IFP, MOREL et al. (1990), LE ROMANCER et al. (1994), ce cas correspond à la vaporisation d'un mélange binaire d'hydrocarbure dans sa vapeur à pression et températures constantes. On peut montrer alors qu'il y a une analogie très directe entre ce problème et celui du séchage quasi-isotherme évoqué précédemment. En particulier, dans ces conditions, ni la composition de la phase liquide, ni les fractions molaires d'équilibre sur les interfaces liquide-gaz, n'évoluent au cours du processus (contrairement à des cas des mélanges ternaires par exemple).

Ici encore, l'approche "naturelle" des ingénieurs chargés de prédire les quantités d'huile récupérées et d'optimiser la récupération, est de s'appuyer sur des modèles du type "milieu continu équivalent", MOREL et al. (1990). Compte tenu de l'analogie très forte entre séchage lent (sans transfert de chaleur) et ce processus de récupération, on s'attend à des problèmes analogues à ceux rencontrés lors de la modélisation du séchage des matériaux capillaro-poreux.

La suite de cette première partie de la thèse est organisée de la manière suivante. Nous commençons par analyser le séchage d'un système de tubes interconnectés. Bien que très

simple, l'analyse de ce système permet d'anticiper sur de nombreuses caractéristiques du séchage d'un milieu capillaro-poreux. Ensuite, nous passons à l'analyse proprement dite du séchage d'un milieu capillaro-poreux modèle à partir de simulations numériques sur réseau tridimensionnel de pores et de liaisons.

(page blanche)

III. Séchage par évaporation d'un système de tubes capillaires

III.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les phénomènes qui interviennent lors du séchage par évaporation d'un milieu capillaro-poreux, au moyen de l'étude d'un système simple de tubes capillaires interconnectés (voir figure III-1, page suivante). En dépit de la géométrie simple de ce système, son étude s'avère être très intéressante. Elle présente et aide à comprendre la plupart des phénomènes auxquels on peut s'attendre au sein d'un matériau capillaro-poreux, du moins dans certaines conditions (effets thermiques négligeables). Les principales particularités du séchage sont mises en relief. Nous mettrons l'accent sur les influences respectives des forces de capillarité, de viscosité, et de gravité lors du séchage de ce système, placé dans une pièce à température et à pression ambiantes. L'évaporation d'un liquide présent dans un simple tube capillaire peut être bien plus complexe que ce que nous le supposons dans ce chapitre. Par exemple, nous négligeons tous les effets thermiques du processus, en le supposant isotherme. Dans d'autres circonstances, les gradients de température associés au processus d'évaporation peuvent provoquer des effets convectifs de type Marangoni, et modifier la cinétique du séchage. Même dans un cas d'évaporation isotherme, le gradient de densité de la phase gazeuse associé à la variation spatiale de la concentration en fluide évaporé peut induire un mouvement de convection naturelle dans le tube. Cependant, cet effet est négligeable en raison du faible diamètre des tubes considérés. Par ailleurs, la présence de films de fluide mouillant le long des parois des tubes, bien que non complètement négligeable, peut être ignorée pour des tubes suffisamment larges (diamètres d'environ 0,1 mm). Enfin, nous ne tiendrons pas compte des phénomènes d'adsorption de liquide à la paroi des tubes.

On peut noter au passage que des systèmes de tubes capillaires interconnectés ont été étudiés comme modèle pour le séchage par notamment OLIVER et CLARKE, 1971.

Beaucoup plus récemment, ENGOY et al., 1995, ont également considéré un système de deux tubes interconnectés comme aide à la compréhension des phénomènes de séchage. Les expériences qu'ils ont réalisées confirment le bien-fondé de la modélisation présentée dans ce chapitre.

III.2 Présentation du système de tubes capillaires - Tube en U

III.2-1 Description géométrique

Le système est composé de trois tubes capillaires, cylindriques de révolution. Les tubes 1 et 2 ont des diamètres différents, et celui du tube 1 est plus petit que celui du tube 2. Ces deux tubes ont leurs axes disposés parallèlement, et sont en contact avec l'atmosphère par une de leurs extrémités. Un tube, le troisième, les relie à leur autre extrémité; son diamètre est plus petit que celui des deux autres (figure III-1).

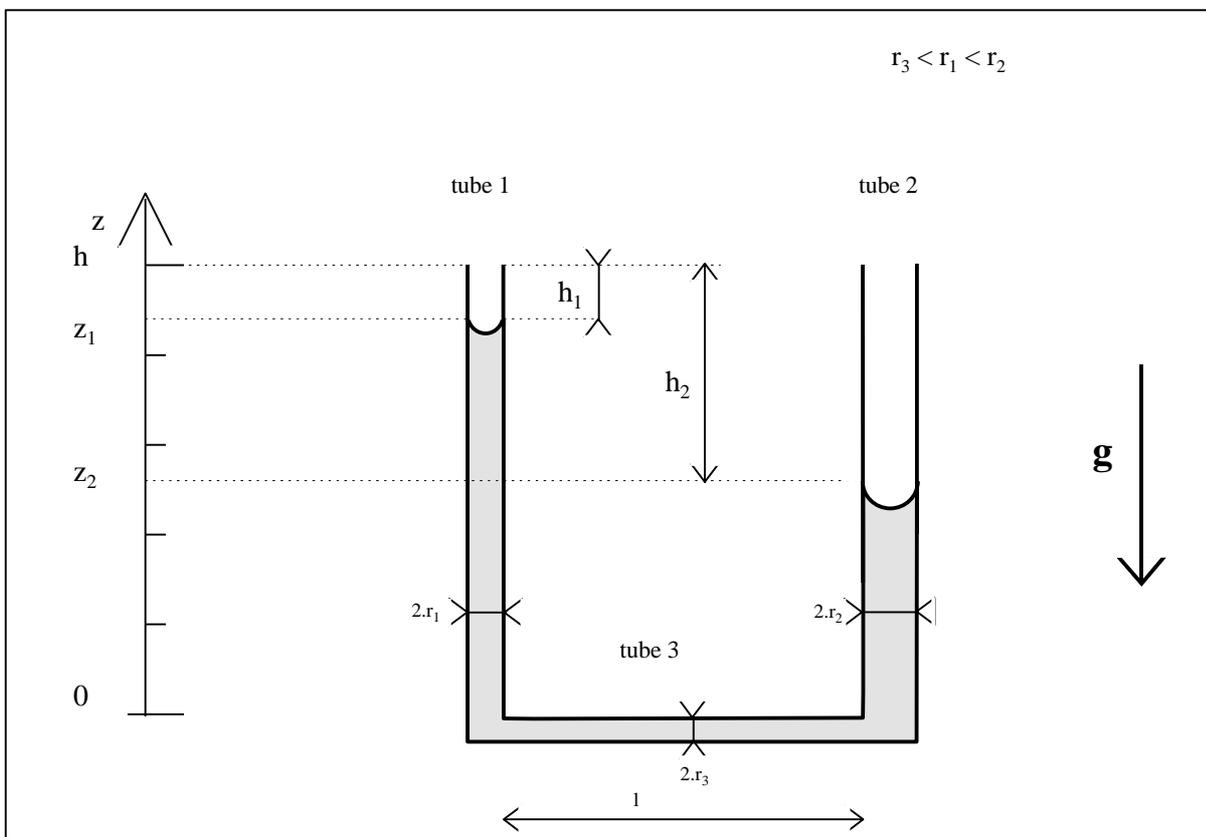


Figure III-1 Système de tubes capillaires étudié - Tube en U.

Le champ de pesanteur, lorsque celui est présent, est orienté suivant le même axe que les tubes 1 et 2, orienté des extrémités ouvertes vers le tube 3.

III.2-2 Equations régissant le système et conditions aux limites

III.2-2-a Interface tube en U - monde extérieur

Le tube en U est initialement saturé en eau. Son interface avec le monde extérieur est composée des extrémités supérieures des tubes 1 et 2 ($z = h$). On suppose que la densité de flux d'évaporation m_i peut s'exprimer au moyen d'un coefficient de transfert local de masse :

$$m_i = r k (w_i - w_\infty) \quad (III-1)$$

où ρ , k , w_i et w_∞ sont respectivement la masse volumique de l'air, le coefficient de transfert local de masse, et les fractions massiques de vapeur d'eau à l'interface et dans l'air ambiant.

III.2-2-b Transport de vapeur en phase gazeuse

En supposant un processus monodimensionnel, quasi-stationnaire et isotherme dans le tube, l'équation de transport de vapeur en phase gazeuse est l'équation de conservation

$$\frac{d}{dz} (m_v) = 0 \quad (III-2)$$

où m_v est la densité de flux de masse de vapeur, donnée par BIRD et al., 1960 :

$$m_v = w_v (m_v + m_a) - r D \frac{dw_v}{dz} \quad (III-3)$$

où D est la diffusivité moléculaire de la phase gazeuse, et m_a est la densité de flux de masse d'air. Sous l'hypothèse raisonnable que :

$$m_a \ll m_v \quad (III-4)$$

l'équation (III-3) s'écrit :

$$m_v = - \frac{r}{(1 - w_v)} D \frac{dw_v}{dz} \quad (III-5)$$

Nous supposons que le principe d'équilibre thermodynamique local est vérifié à l'interface gaz-liquide; la condition limite à cette interface est donnée par :

$$w_v = w_{ve}, \quad (III-6)$$

à $z = H - h_i(t), i = 1, 2$.

où w_{ve} est la fraction massique de vapeur d'eau d'équilibre, qui dépend du rayon de courbure de l'interface par le biais de l'équation de Kelvin :

$$\mathbf{w}_{ve} = \mathbf{w}_{ve0} \exp\left(-\frac{P_c}{r_l} \frac{M_v}{RT}\right) \quad (III-7)$$

Dans cette équation, ω_{ve0} est la fraction massique de vapeur d'eau d'équilibre pour une interface plate, et ne dépend que de la température. M_v , ρ_l , R et T sont respectivement la masse moléculaire de la vapeur, la masse volumique du liquide, la constante des gaz parfaits et la température.

La résolution des équations (III-1) à (III-7) permet d'exprimer la densité de flux de masse de vapeur sous la forme :

$$m_{vi} = \frac{\mathbf{r}(\mathbf{w}_{ve} - \mathbf{w}_{v\infty})}{\frac{h_i(t)}{D^*} + k^{-1}}, \quad i = 1,2 \quad (III-8)$$

$$\text{où } D^* = \frac{D}{1 - \mathbf{w}_{ve}} \quad (III-9)$$

III.2-2-c Flux dans la phase liquide

Nous supposons le rayon des tubes suffisamment petit, la pression capillaire s'exprime par la loi de Laplace :

$$P_c = \frac{2\sigma \cos\theta}{r_c} \quad (III-10)$$

où σ est la tension superficielle de l'eau, θ l'angle de mouillage, et r_c le rayon de courbure du ménisque.

Nous supposons que le ménisque a la forme d'une demie calotte sphérique lorsque celui-ci pénètre dans le tube (nous négligeons donc les effets dynamiques et gravitaires qui pourraient le déformer), et que :

$$r_{ic} = r_i, \text{ lorsque } h_i \neq 0 \quad (III-11)$$

Nous supposons que l'écoulement de liquide est régi par la loi de Poiseuille¹ dans un tube :

¹ L'écoulement de liquide est très lent; un temps caractéristique lié à l'écoulement est $t_v = \frac{r_3^2 \mathbf{r}_l}{\mathbf{m}} \sim 10^{-6} s$, alors

que celui lié au processus d'évaporation est $t_e = \frac{M_{ini}}{(\mathbf{p}r_1^2 + \mathbf{p}r_2^2)k(\mathbf{w}_{ve} - \mathbf{w}_{\infty})} \sim 10^2 s$, avec M_{ini} la masse de

liquide initiale dans les tubes. Le rapport de ces deux quantités est très petit; la réponse de la partie liquide du système à une évaporation à son interface est donc instantanée.

$$\Delta P = 8\mathbf{m} \frac{\nu}{r^2} l \quad (\text{III-12})$$

où ΔP est la différence de pression appliquée de part et d'autre du tube, μ la viscosité dynamique du liquide, ν sa viscosité, et r et l le rayon et la longueur du tube.

Nous ne considérerons dans un premier temps les effets visqueux que dans le tube 3 (i.e. le rayon du tube 3 est très inférieur aux rayons des deux autres tubes). Dans ces conditions, en tenant compte de la différence de pression hydrostatique dans les tubes 1 et 2, et des équations (III-10) et (III-11), la loi de Poiseuille (III-12) s'écrit :

$$2\mathbf{s} \cos \mathbf{q} \left(\frac{1}{rc_1} - \frac{1}{rc_2} \right) + \mathbf{r}_l g (h_1 - h_2) = 8\mathbf{m} \frac{u_3}{r_3^2} \quad (\text{III-13})$$

où encore :

$$u_3 = \frac{r_3^2}{8\mathbf{m}l} \left[2\mathbf{s} \cos \mathbf{q} \left(\frac{1}{rc_1} - \frac{1}{rc_2} \right) + \mathbf{r}_l g (h_1 - h_2) \right] \quad (\text{III-14})$$

avec u_3 la vitesse du liquide dans le tube 3, l la longueur de ce tube, g la constante de gravité, et $(h_1 - h_2)$ la différence d'altitude entre les ménisques dans les tubes 1 et 2.

III.2-2-d Condition de saut à l'interface gaz-liquide

Cette condition est donnée par WHITAKER, 1977 :

$$\mathbf{r}_v \left(\frac{m_{vi}}{\mathbf{r}_v} - w_i \right) = \mathbf{r}_l (u_{li} - w_i) , \quad i=1,2 \quad (\text{III-15})$$

qui s'écrit encore

$$-w_i = \frac{dh_i}{dt} = \left(\frac{m_{vi}}{\mathbf{r}_l} - u_{li} \right) \left(\frac{1}{1 - \mathbf{r}_v / \mathbf{r}_l} \right) \quad (\text{III-16})$$

où w_i représente la vitesse du ménisque dans le tube i .

La continuité des flux dans les tubes 1, 2 et 3 s'écrit :

$$u_{li} = \frac{r_i^2}{r_3^2} u_3 , \quad i=1,2 \quad (\text{III-17})$$

III.2-2-e Système d'équations résultant

La combinaison des équations (III-8), (III-14), (III-16) et (III-17) permet d'écrire le système suivant

$$\frac{dh_1}{dt} = \left(\frac{r}{r_\ell} \frac{(w_{ve} - w_{v\infty})}{\frac{h_1(t)}{D^*} + k^{-1}} - \frac{r_3^2}{8mL} \frac{r_3^2}{r_1^2} \left[2S \cos q \left(\frac{1}{r_{c1}} - \frac{1}{r_2} \right) + r_\ell g(h_1 - h_2) \right] \right) \left(\frac{1}{1 - r_v / r_\ell} \right) \quad (III-18)$$

$$\frac{dh_2}{dt} = \left(\frac{r}{r_\ell} \frac{(w_{ve} - w_{v\infty})}{\frac{h_2(t)}{D^*} + k^{-1}} + \frac{r_3^2}{8mL} \frac{r_3^2}{r_2^2} \left[2S \cos q \left(\frac{1}{r_{c1}} - \frac{1}{r_2} \right) + r_\ell g(h_1 - h_2) \right] \right) \left(\frac{1}{1 - r_v / r_\ell} \right) \quad (III-19)$$

en tenant compte de l'équation (III-11) pour le tube 2 ($r_{2c}=r_2$).

Ce système de deux équations couplées possède trois inconnues : h_1 , h_2 et r_{1c} . Il convient donc de le compléter par le système suivant

$$\begin{cases} r_{1c} = r_1 \text{ si } h_1 > 0 \\ r_{1c} < r_1 \text{ si } h_1 = 0 \end{cases} \quad (III-20)$$

Nous prendrons comme conditions initiales

$$\begin{cases} h_1 = 0 \\ h_2 = 0 \text{ à } t = 0 \end{cases} \quad (III-21)$$

Par la suite, nous tiendrons compte du fait que la masse volumique de la vapeur d'eau est très inférieure à celle de sa phase liquide, ce qui permettra d'éliminer les second facteurs des second membres des équations

$$r_v \ll r_l \quad (III-22)$$

Enfin, afin de caractériser la cinétique du séchage, nous calculerons, chaque fois que h_1 et h_2 seront connus, le taux d'évaporation (flux massique d'évaporation) e :

$$e = p r_1^2 m_{v1} + p r_2^2 m_{v2} \quad (III-23)$$

III.2-2-f *Forme adimensionnelle des équations*

Les nombres adimensionnels intéressants pour cette étude sont les suivants :

– **Le nombre capillaire Ca** qui mesure l'influence respective des forces de viscosité et de capillarité. Ici, nous pouvons le définir par :

$$Ca = \frac{m_{v1}(o) r_1^2}{r_l u_{3c} r_3^2} \quad (III-24)$$

où u_{3c} est la vitesse du liquide dans le tube 3 due aux forces de capillarité (à l'exclusion de la gravité) lorsque les ménisques ont atteint leur courbure maximale dans les tubes 1 et 2 (pressions capillaires maximales) :

$$u_{3c} = \frac{r_3^2}{4\mathbf{mL}} \left(\mathbf{s} \cos \mathbf{q} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \right) \quad (III-25)$$

Le nombre capillaire est défini ici par le rapport du flux d'évaporation dans le tube 1 seulement, et du flux de liquide dans le tube 3. Cette définition n'est pas innocente : la valeur $Ca = 1$ correspond au cas pour lequel la pression capillaire dans le tube 1 contrebalance exactement les forces visqueuses dans le tube 3.

– **Le nombre de Bond B** qui rend compte de la compétition entre les forces de capillarité, et celles de gravité

$$B = \frac{r_l g r_1^2}{2\mathbf{s} \cos \mathbf{q}} \quad (III-26)$$

– **Le nombre de Sherwood Sh** qui compare la capacité de transfert à l'interface système-monde extérieur à celle par diffusion moléculaire

$$Sh = \frac{k r_1}{D^*} \quad (III-27)$$

Enfin, nous adimensionnerons les longueurs par le rayon du tube 1, et le temps par un temps caractéristique lié à l'évaporation dans le tube 1 à l'instant initial.

$$\left\{ \begin{array}{l} R_2 = r_2 / r_1 \\ R_1 = r_1 / r_1 = 1 \\ R_{1c} = r_{1c} / r_1 \\ H_2 = h_2 / r_1 \\ H_1 = h_1 / r_1 \\ \mathbf{t} = \frac{tm_{v1}(0)}{r_1 \mathbf{r}_l} \end{array} \right. \quad (III-28)$$

Dans ces conditions, les équations sous forme adimensionnelle s'écrivent :

$$\frac{dH_1}{dt} = \frac{Sh^{-1}}{(H_1(\mathbf{t}) + Sh^{-1})} - Ca^{-1} \left[\frac{R_2 - R_{1c}}{R_2 - 1} R_{1c}^{-1} + B \frac{R_2}{R_2 - 1} (H_1(\mathbf{t}) - H_2(\mathbf{t})) \right] \quad (III-29)$$

$$\frac{dH_2}{dt} = \frac{Sh^{-1}}{(H_2(\mathbf{t}) + Sh^{-1})} + Ca^{-1} R_2^{-2} \left[\frac{R_2 - R_{1c}}{R_2 - 1} R_{1c}^{-1} + B \frac{R_2}{R_2 - 1} (H_1(\mathbf{t}) - H_2(\mathbf{t})) \right] \quad (III-30)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} R_{1c} = 1 \text{ si } H_1 > 0 \\ R_{1c} < 1 \text{ si } H_1 = 0 \end{array} \right. \quad (III-31)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H_1 = 0 \\ H_2 = 0 \text{ à } \mathbf{t} = 0 \end{array} \right. \quad (III-32)$$

et le taux d'évaporation a pour expression :

$$E = \frac{e}{\mathbf{p}(r_1^2 + r_2^2) m_{v1}(0)} = \frac{1}{1 + R_2^2} \frac{Sh^{-1}}{H_1 + Sh^{-1}} + \frac{R_2^2}{1 + R_2^2} \frac{Sh^{-1}}{H_2 + Sh^{-1}} \quad (III-33)$$

III.3 Comportement du système en fonction du nombre capillaire et du nombre de Bond - Courbes de séchage

III.3-1 Introduction

Dans cette section, nous discutons le fait que l'interface gaz-liquide dans le tube 1, de plus petit diamètre que le tube 2, s'abaisse ou non.

Nous présentons des courbes de séchage, qui s'utilisent habituellement pour caractériser le séchage de matériaux poreux. Elles représentent la saturation en liquide du système, initialement saturé, en fonction du flux d'évaporation adimensionnalisé par le flux d'évaporation à l'instant initial (cf. chapitre II).

Tout au début du processus, les interfaces gaz-liquide sont plates, et l'évaporation tend à les faire s'incurver, c'est-à-dire à diminuer leur rayon de courbure. Ceci a lieu jusqu'à ce que le rayon de courbure du tube 2 atteigne la valeur à partir de laquelle l'interface s'abaisse dans le tube (selon nos hypothèses lorsque le rayon de courbure est égal au rayon du tube). Nous nous intéressons alors au tube 1 et à la position de l'interface dans le tube. Suivant la compétition entre les forces de capillarité, de viscosité et de gravité, plusieurs situations peuvent avoir lieu.

Pour obtenir les courbes de séchage, nous avons dû fixer des grandeurs caractérisant le système. Si l'on considère des fluides réels, et en fixant une valeur au coefficient k , ainsi qu'aux paramètres géométriques, les nombres adimensionnels ont une certaine valeur. Pour modifier ces valeurs, il faut soit changer de fluide, soit modifier la géométrie du système. Les différents résultats sont alors difficilement comparables. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser deux valeurs différentes pour le nombre capillaire (0,5 et 100), et pour le nombre de Bond (0,001). Le nombre de Sherwood est lui toujours le même (0,1). Notre objet n'est pas l'étude systématique des influences respectives de l'ensemble des paramètres sur le système, mais la description qualitative de son comportement, en fonction des effets de la gravité, de la viscosité et de la capillarité.

Pour la géométrie du système, nous avons pris les valeurs adimensionnelles suivantes

$$R_2 = 2, R_3 = 0,03, H = 3000, L = 100.$$

Avec ces valeurs pour la géométrie et pour les nombres adimensionnels, les courbes présentées sont caractéristiques du comportement du système.

Enfin, pour la résolution numérique, nous avons utilisé une méthode de Runge-Kutta, à l'ordre quatre, avec un pas de temps variable, appliquée au système d'équations couplées (on peut cependant noter qu'il est possible de développer des solutions analytiques pour certains régimes, voir par exemple ENGOY et al., 1995).

III.3-2 $Ca < 1, B = 0$

Dans ce cas, le processus est entièrement contrôlé par la capillarité. Les effets visqueux sont négligeables, et les effets de gravité inexistant. L'interface gaz-liquide s'abaisse uniquement dans le tube 2. Dans le tube 1, l'interface reste positionnée à sa hauteur maximale, et le rayon de courbure du ménisque s'ajuste pour provoquer une pression capillaire à même de compenser exactement la perte de liquide due à l'évaporation. Dans ces conditions, le système d'équations s'écrit :

$$R_{1c} = \frac{R_2}{Ca(R_2 - 1) + 1} \quad (III-34)$$

$$\frac{dH_2}{dt} = \frac{Sh^{-1}}{(H_2(t) + Sh^{-1})} + R_2^{-2} \quad (III-35)$$

$$H_1 = 0 \quad (III-36)$$

et le taux d'évaporation :

$$E = \frac{1}{1 + R_2^2} + \frac{R_2^2}{1 + R_2^2} \frac{Sh^{-1}}{H_2 + Sh^{-1}} \quad (III-37)$$

L'équation (III-34) montre que, dans la limite d'un nombre capillaire très faible, l'équilibre hydrostatique est atteint, soit $R_{1c} = R_2$. Il est clair aussi que le flux dans la phase liquide n'a aucune influence sur la cinétique de séchage.

III.3-3 $Ca > 1, B = 0$

Dans ce cas, la pression capillaire de l'interface dans le tube 1 n'est pas suffisante pour compenser le flux d'évaporation; elle s'abaisse dans le tube. Le système d'équations à résoudre est :

$$\frac{dH_1}{dt} = \frac{Sh^{-1}}{(H_1(t) + Sh^{-1})} - Ca^{-1} \quad (III-38)$$

$$\frac{dH_2}{dt} = \frac{Sh^{-1}}{(H_2(t) + Sh^{-1})} + Ca^{-1} R_2^{-1} \quad (III-39)$$

$$R_{1c} = R_1 = l \quad (III-40)$$

Il apparaît clairement dans l'équation (III-38) que la vitesse d'abaissement de l'interface dans le tube 1 s'annule lorsque celle-ci atteint une valeur critique H_{1c} donnée par :

$$H_{1c} = \frac{Ca - 1}{Sh} \quad (III-41)$$

En d'autres termes, après une phase d'abaissement, l'interface se stabilise dans le tube 1. A ce point, la longueur de tube asséché au-dessus de l'interface est telle que, provoquant une résistance à la diffusion moléculaire de la vapeur dans l'air, le flux d'évaporation s'est abaissé à une valeur que la pression capillaire permet de compenser exactement. A ce stade, le taux d'évaporation s'exprime :

$$E = \frac{1}{1 + R_2^2} Ca^{-1} + \frac{R_2^2}{1 + R_2^2} \frac{Sh^{-1}}{H_2 + Sh^{-1}} \quad (III-42)$$

Lorsque le nombre capillaire est très grand, on peut déduire des équations (III-38) et (III-39) que $H_1(\tau) = H_2(\tau)$.

III.3-4 $Ca < 1$, $B > 0$

Au commencement, l'interface gaz-liquide dans le tube ne s'abaisse pas, sous l'action des forces de capillarité. Le système d'équations est couplé et s'écrit :

$$1 - Ca^{-1} \left[\frac{R_2 - R_{1c}}{R_2 - 1} R_{1c}^{-1} - B \frac{R_2}{R_2 - 1} H_2(t) \right] = 0 \quad (III-43)$$

$$\frac{dH_2}{dt} = \frac{Sh^{-1}}{(H_2(t) + Sh^{-1})} + Ca^{-1} R_2^{-2} \left[\frac{R_2 - R_{1c}}{R_2 - 1} R_{1c}^{-1} - B \frac{R_2}{R_2 - 1} H_2(t) \right] \quad (III-44)$$

$$H_1(t) = 0 \quad (III-45)$$

L'équation (III-43) permet de calculer le rayon de courbure de l'interface gaz-liquide, une fois connue la position de l'interface dans le tube 2 à l'aide de l'équation (III-44). Ce rayon de courbure diminue, et lorsque sa valeur atteint celle du rayon du tube, la pression capillaire n'est plus suffisante pour compenser l'effet conjugué de la viscosité et de la gravité, et l'interface commence alors à s'abaisser. La valeur de H_{2c} pour laquelle cet événement intervient est déduite des équations (III-43) et (III-44) et s'exprime :

$$H_{2c} = \frac{1 - Ca}{B} \frac{R_2 - 1}{R_2} \quad (\text{III-46})$$

Par la suite, le système d'équations à résoudre est le système complet, avec $R_{1c}=R_1=1$.

Au fur et à mesure que le flux d'évaporation aux interfaces s'amenuise, la différence de hauteur entre les deux interfaces tend vers sa limite supérieure, qui correspond à l'équilibre hydrostatique :

$$(H_2 - H_1)_{eqh} = \frac{1}{B} \frac{R_2 - 1}{R_2} \quad (\text{III-47})$$

III.3-5 $Ca > 1, B > 0$

Dans ce cas, sous les effets conjugués de la gravité et de la viscosité, les interfaces s'abaissent dans les deux tubes en même temps. Le système d'équations à résoudre est le système complet, avec $R_{1c}=R_1=1$.

Si le nombre de Bond est très petit, le comportement du système ressemble à celui du cas où le nombre de Bond est nul : l'interface s'abaisse rapidement dans le tube 1 jusqu'à une valeur proche de celle donnée par l'équation (III-41). Puis, l'interface est quasiment stabilisée, et sa descente se fait très lentement, et la différence de hauteur entre les deux interfaces va tendre vers la valeur donnée par l'équation (III-50).

Si le nombre de Bond est grand, et que le nombre capillaire reste limité, cette variation brusque de la vitesse de descente de l'interface dans le tube 1 n'existe pas, et la différence de hauteur entre les deux interfaces tend vers la même limite que précédemment. Dans le cas où le nombre capillaire est très petit, et que le nombre de Bond reste limité, on peut assister à un abaissement lent tout d'abord de l'interface dans le tube 1, puis plus rapide sous l'effet de la gravité.

III.3-6 Courbes de séchage, cinétique - Discussion

Comme nous l'avons dit précédemment, les courbes de séchage représentent le flux d'évaporation à l'interface du système en fonction de la saturation, adimensionnalisés respectivement par le flux initial, et par la saturation initiale.

La courbe se lit de haut en bas, et de droite à gauche, si l'on veut garder à l'esprit la progression temporelle.

Remarquons que le volume de liquide dans le tube 3 étant négligeable devant le volume total contenu dans le système, la saturation est presque égale au rapport des volumes dans les tubes 1 et 2, et du volume de liquide initial.

Ainsi, les courbes représentant les hauteurs des interfaces dans les tubes 1 et 2, en fonction du temps, donnent une bonne idée de la cinétique du séchage, car on peut les relier à la saturation du système. En effet, puisque R_2 est égal à deux, le tube 1 contient initialement 20% du volume total de liquide, et le tube 2 le reste. Notons que ces courbes ont toutes subi une adimensionnalisation en temps, telle que l'unité est le temps nécessaire pour vider complètement le tube 2, dans le cas sans gravité, et à faible nombre capillaire.

– $Ca < 1, B = 0$

Nous remarquons, sur la courbe de séchage (figure III-2-a) que la phase à séchage constant a pour valeur 0,2, qui est la valeur du flux évaporé par le tube 1. Cette phase s'achève pour une saturation égale à 0,2, lorsque le tube 2 est vide, et que le tube 1 commence à être vidangé.

Pour un nombre de Sherwood plus petit (bonne diffusion moléculaire devant le transfert à l'interface système-monde extérieur), la courbe aurait été très arrondie. Dans le cas contraire, elle aurait été constituée de lignes brisées verticales et horizontales. Mais dans tous les cas elle comprend le point (0,2 - 0,2).

Les hauteurs des interfaces dans les tubes 1 et 2 en fonction du temps sont représentées (figure III-2-b). En les reliant avec la courbe de séchage, il est facile de comprendre que le tube 2 est plus vidangé par succion du tube 1 que par évaporation à l'interface gaz-liquide qu'elle contient. Enfin, le temps de vidange total confirme que dès que l'interface s'abaisse dans le tube 1, la vitesse de séchage diminue considérablement.

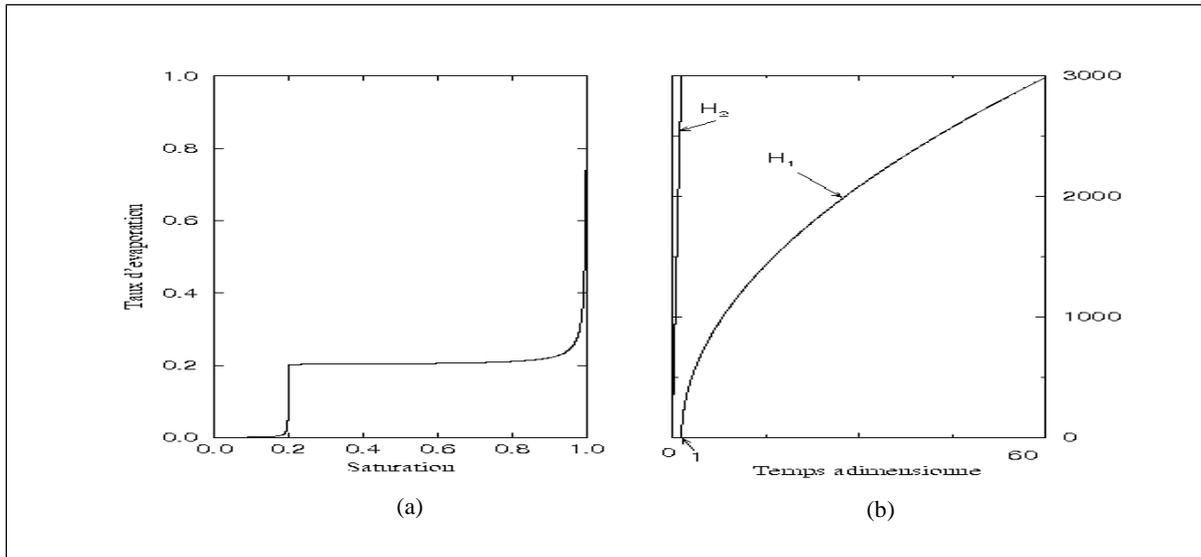


Figure III-2 $Ca < 1$, $B = 0$. a) Courbe de séchage. b) Variation temporelle de la position des interfaces dans les tubes 1 et 2.

– **$Ca > 1$, $B = 0$**

La courbe de séchage (figure III-3-a) est aplatie, tout comme les suivantes. Elle illustre le fait que, dès que les deux interfaces ont pénétré dans les tubes, le flux d'évaporation devient très petit. Sur la courbe des hauteurs (figure III-3-b), la valeur de H_1 tend bien comme prévu vers $H_{1c} = \frac{Ca-1}{Sh}$, égale à 999 dans le cas présent. Le point singulier correspond au point singulier de la courbe de séchage, à la valeur de 0,133 pour la saturation, lorsque le tube 2 est vide.

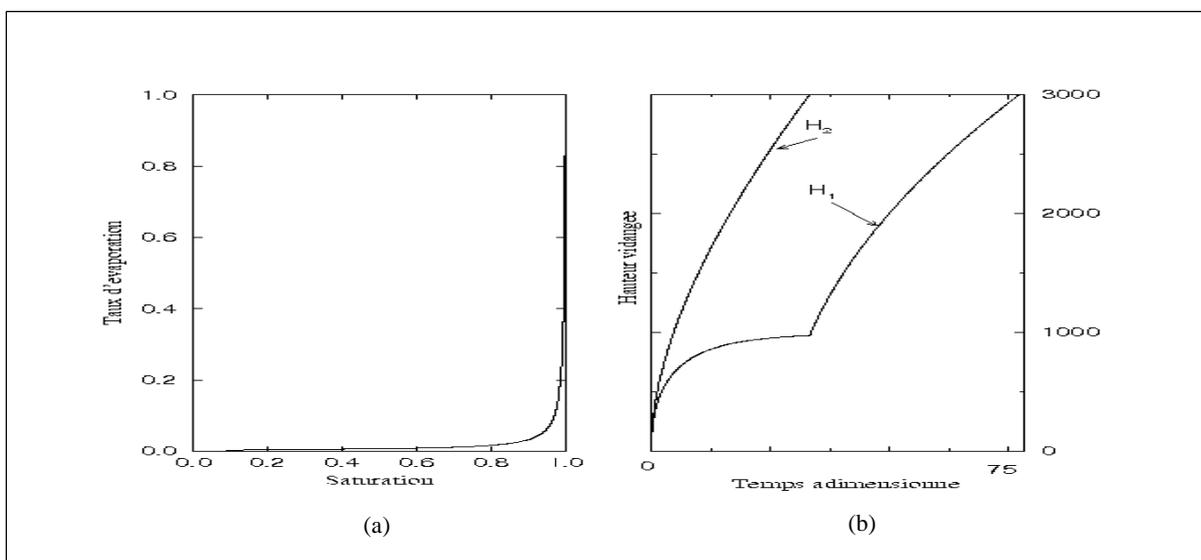


Figure III-3 $Ca > 1$, $B = 0$. a) Courbe de séchage. b) Variation temporelle de la position des interfaces dans les tubes 1 et 2.

-Ca < 1, B > 0

La courbe de séchage (figure III-4-a) est moins aplatie que précédemment. En fait, elle est identique à celle de la figure III-3-a dans sa première partie, jusqu'à atteindre un point singulier qui correspond au début de vidange du tube 1. Ce point se visualise bien sur la figure III-4-d qui représente les hauteurs d'interface dans les tubes aux instants initiaux. La figure III-4-c représente la différence de hauteur entre les deux interfaces. Sa valeur tend rapidement

vers $(H_2 - H_1)_{eqh} = \frac{1}{B} \frac{R_2 - 1}{R_2}$, dont la valeur est ici égale à 500.

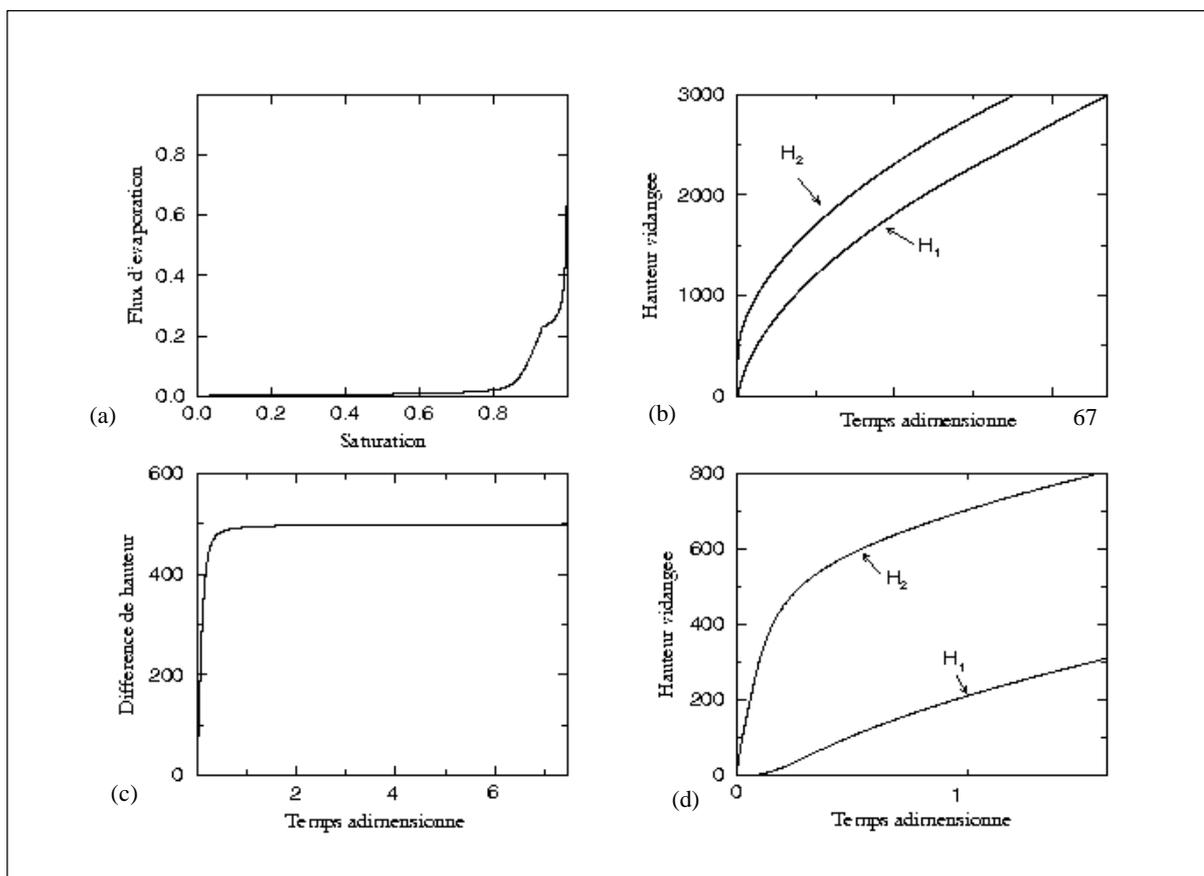


Figure III-4 $Ca < 1, B > 0$. a) Courbe de séchage. b) Variation temporelle de la position des interfaces dans les tubes 1 et 2. c) Variation temporelle de la position des interfaces dans les tubes 1 et 2 aux instants initiaux. d) Variation temporelle de la différence de hauteur entre les deux interfaces.

- Ca > 1, B > 0

La courbe de séchage (figure III-5-a) ressemble à celle du cas où, à même nombre capillaire, le nombre de Bond était nul. Le flux d'évaporation diminue toutefois légèrement plus vite en même temps que la saturation. La différence de hauteur des deux interfaces

n'atteint pas la valeur de l'équilibre hydrostatique, en raison des forces de viscosité qui ne permettent pas au tube 1 d'opérer une succion aussi importante que précédemment.

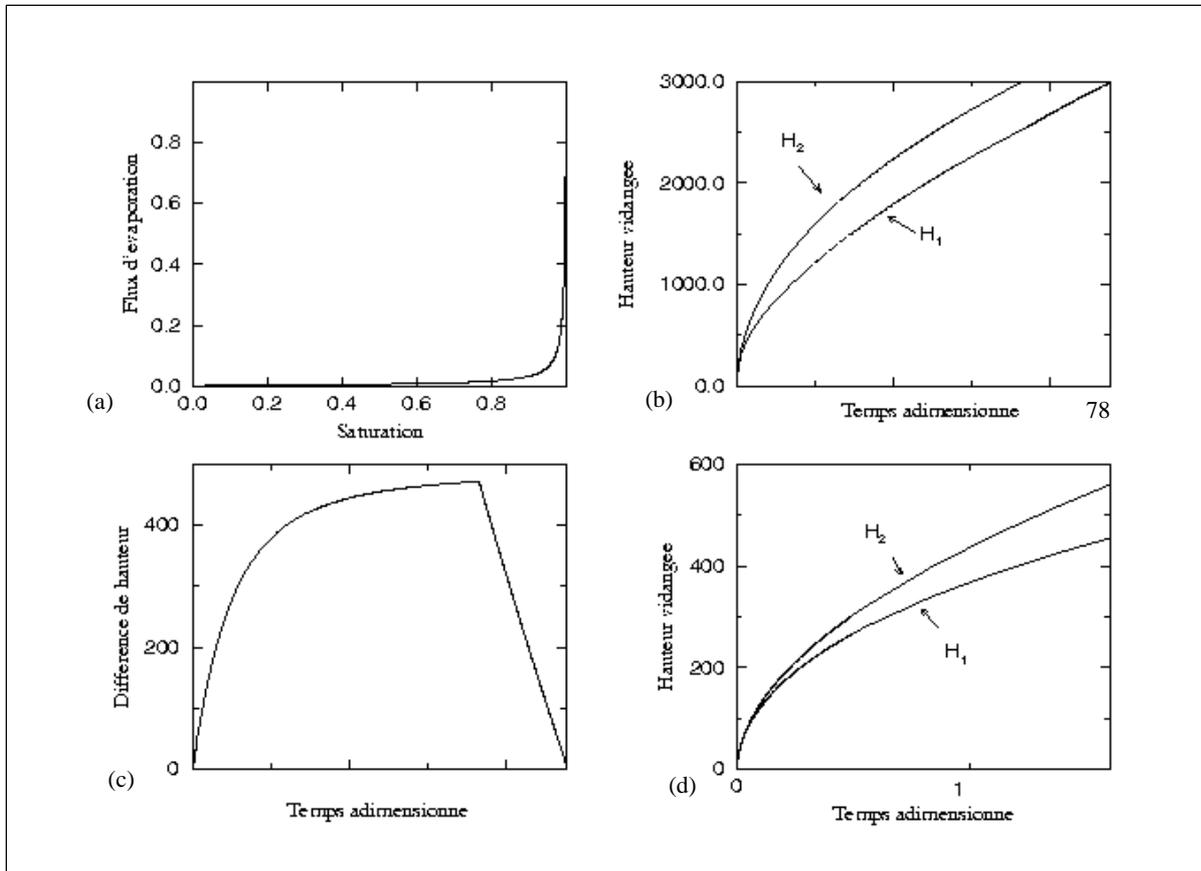


Figure III-5 $Ca > 1$, $B > 0$. a) Courbe de séchage. b) Variation temporelle de la position des interfaces dans les tubes 1 et 2. c) Variation temporelle de la position des interfaces dans les tubes 1 et 2 aux instants initiaux. d) Variation temporelle de la différence de hauteur entre les deux interfaces.

En bref, nous soulignerons les points suivants :

- à chaque fois qu'une interface s'abaisse dans un tube, sous l'effet de la gravité ou de la viscosité, le flux d'évaporation diminue fortement (sauf pour des nombres de Sherwood très petits) ;
- une phase à séchage constant, correspondant dans les courbes de séchage par une portion de courbe à flux constant, traduit le fait que l'évaporation a lieu sur des interfaces dont la position ne change pas.

Enfin l'ensemble des situations rencontrées et leurs principales caractéristiques sont résumées dans le tableau III-1.

Cas		Equations à résoudre	Commentaires
$Ca < 1$ $B = 0$		III-34 et III-35	<ul style="list-style-type: none"> – Pas de gravité ; – Effets visqueux négligeables ; – L'interface gaz-liquide dans le tube 1 reste à l'entrée du tube 1.
$Ca > 1$ $B = 0$	$H_1 < H_{1c}$ $H_1 = H_{1c}$	III-38 et III-39	<ul style="list-style-type: none"> – Pas de gravité ; – Effets visqueux significatifs ; L'interface gaz-liquide dans le tube 1 s'arrête de descendre.
$Ca < 1$ $B > 0$	$H_2 < H_{2c}$ $H_2 \geq H_{2c}$	III-43 et III-44 → III-29 et III-30, avec $R_{1c}=1$	<ul style="list-style-type: none"> – Effets visqueux négligeables ; – Effets gravitationnels significatifs.
$Ca > 1$ $B > 0$		III-29 et III-30, avec $R_{1c}=1$	<ul style="list-style-type: none"> – Effets visqueux significatifs ; – Effets gravitationnels significatifs.
$Ca \rightarrow \infty$ $B \rightarrow \infty$		III-38 et III-39, avec $Ca^{-1}=0$	<ul style="list-style-type: none"> – Effets visqueux ou gravitationnels très forts ; – Les interfaces s'abaissent dans les deux tubes à la même vitesse.

Tableau III-1 Tableau récapitulatif des différents cas envisagés

III.4 Conclusion

L'étude du séchage d'un simple système de deux tubes interconnectés conduit à une diversité de situations surprenante suivant le poids relatif des forces de capillarité, de viscosité ou de gravité. En absence d'effets de viscosité et/ou de gravité, on constate tout d'abord que le processus de séchage résulte en l'envahissement du tube le plus grand et au maintien de l'interface à l'entrée du tube le plus petit. Ce résultat se généralise à un ensemble de tubes interconnectés. Ainsi, lorsque les effets capillaires dominent, c'est le tube de plus grand diamètre qui est drainé en premier. Bien que le mécanisme physique soit complètement différent (transfert de masse contre déplacement mécanique), on retrouve ici la règle de percolation d'invasion utilisée pour simuler le drainage quasi-statique.

Un autre élément intéressant est le fait que le blocage des interfaces à l'entrée des pores de plus petits diamètres favorise l'existence d'une période à taux de séchage constant.

Les effets visqueux et les effets gravitationnels ont pour conséquence l'envahissement (après une phase d'installation) concomitant des deux tubes. On peut rendre compte que la hauteur des interfaces entre les deux tubes varie comme B^{-1} dans les cas dominés par la gravité et comme Ca^{-1} dans les cas dominés par la viscosité. On retrouvera des lois d'échelle similaires concernant les extensions de zones de transition diphasiques dans le cas du réseau tridimensionnel présenté dans le chapitre suivant.

Un autre élément intéressant concerne la nature des écoulements dans la phase liquide. Ceux-ci se font à contre-courant au sens où ils se font dans la direction opposée à la direction du déplacement des interfaces, figure III-6. Ceci est à l'origine de la "stabilité" des fronts se formant lorsque les effets visqueux sont importants.

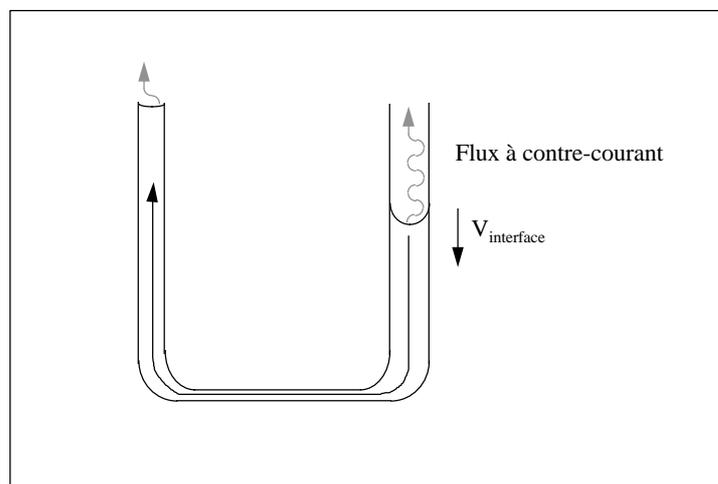


Figure III-6 Ecoulement à contre-courant.

IV. Simulation numérique du séchage lent sur réseau de pores et de liaisons tridimensionnel

Introduction

Ce chapitre est consacré d'une part à la présentation du simulateur 3D que nous avons mis au point (section IV-1), et d'autre part à l'exploitation de ce simulateur (section IV-2, résultats). Les résultats obtenus concernent essentiellement l'analyse de la structuration de la phase liquide au cours du séchage pour trois cas de base (cas sans gravité, cas avec gravité stabilisante, cas avec gravité déstabilisante). Typiquement il s'agit de comprendre comment s'opère la fragmentation de la phase liquide au cours du processus. Enfin il est à noter que par manque de temps et en raison du temps de calcul relativement long, l'exploitation du simulateur n'a été que partielle. En particulier, un certain nombre d'études à caractère statistique visant notamment à préciser la dépendance des résultats avec le nombre de Bond et/ou l'échelle du réseau n'ont pu être effectuées.

IV.1 Présentation du modèle

IV.1-1 Caractérisation géométrique

Nous considérons un milieu poreux construit de telle sorte que, en version bidimensionnelle, il ait la même structure géométrique que les micromodèles physiques bidimensionnels utilisés à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (LENORMAND, 1981, MASMOUDI, 1990, LAURINDO, 1996).

Le milieu poreux est représenté par un solide indéformable comprenant des pores, et des liaisons capillaires reliant ces pores entre eux. Les pores et les canaux entre pores sont situés respectivement sur les sites et sur les liaisons d'un réseau parallélépipédique rectangle. Les centres des pores sont situés aux noeuds d'une grille régulière $L \times M \times N$ (figure IV-1).

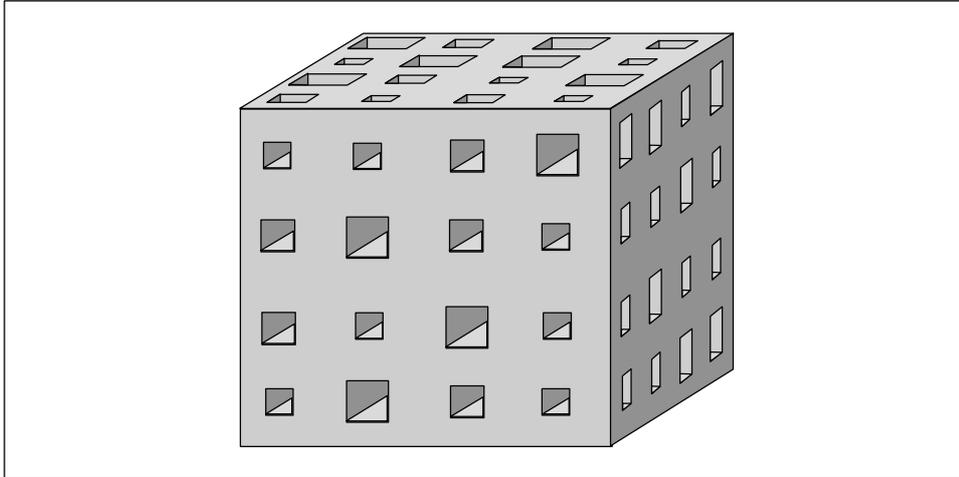


Figure IV-1 Représentation schématique de la matrice poreuse tridimensionnelle

On note AL la distance entre deux noeuds. Cette distance entre noeuds est répartie entre pores et liaisons à l'aide d'un coefficient d'occupation β . Le volume de chaque pore est fonction des largeurs des liaisons le connectant aux pores voisins (le pore est construit comme étant l'intersection des six liaisons le connectant, figure IV-2).

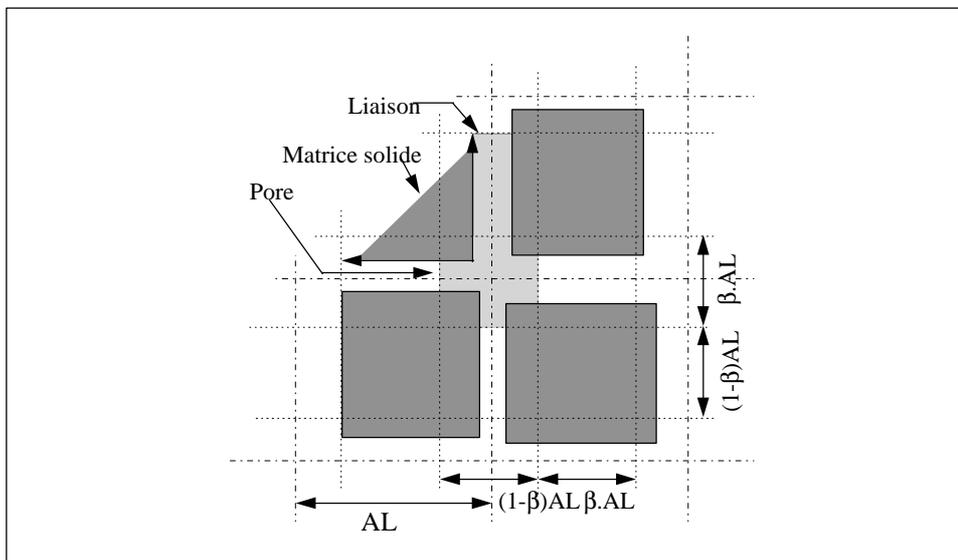


Figure IV-2 Répartition des volumes des cavités entre pores et liaisons

Chaque pore est inscrit dans un cube de côté $(1-\beta).AL$; le volume maximal d'un pore est donc de $[(1-\beta).AL]^3$. La longueur des liaisons est de $\beta.AL$, leur section est carrée. La largeur d'une liaison, notée d , est tirée aléatoirement suivant une loi de probabilité choisie (figure IV-3), mais sa largeur maximale est de $(1-\beta).AL$, soit une section maximale de $[(1-\beta).AL]^2$. Dans ce travail, nous ne considérerons qu'une loi de répartition uniforme.

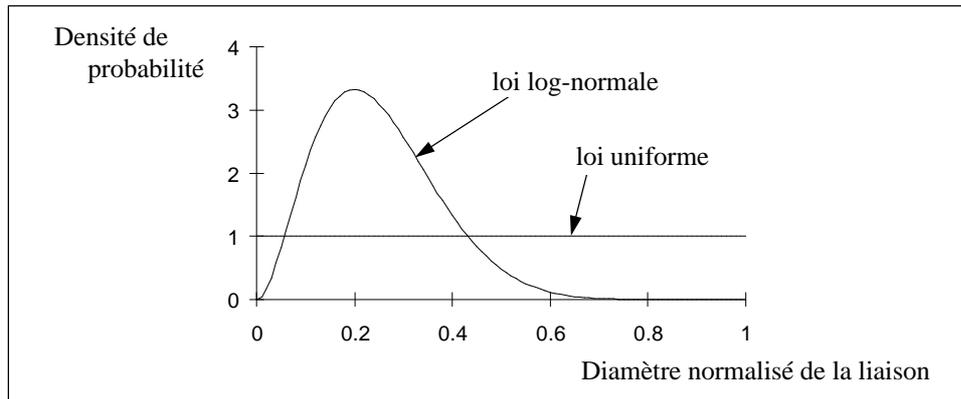


Figure IV-3 Exemples de lois de distribution de tailles de liaisons

IV.1-2 Porosité - Perméabilité

La porosité varie en fonction de la loi de distribution des largeurs de liaisons, et pour une loi fixée en fonction du coefficient d'occupation β , qui sert donc de paramètre pour fixer la porosité. La figure ci-dessous (figure IV-4) représente la valeur de la porosité ϵ en fonction de la valeur du coefficient d'occupation β , pour différentes lois de distribution.

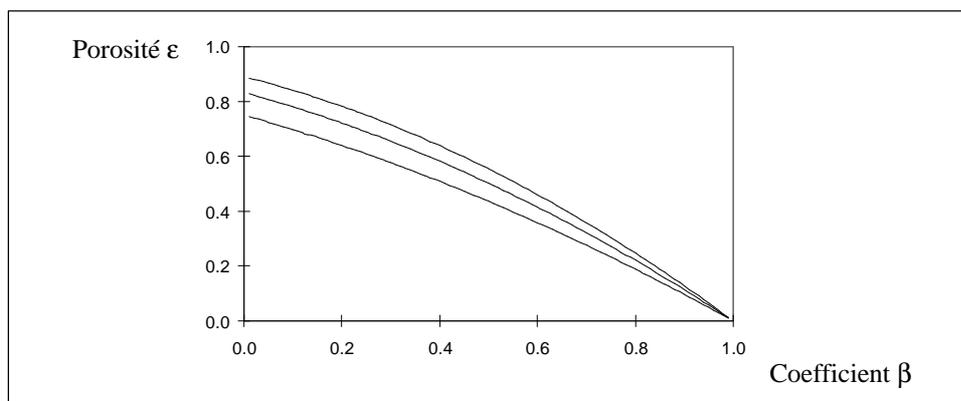


Figure IV-4 Evolution de la porosité ϵ en fonction du coefficient d'occupation β , pour différentes lois de distribution de tailles de liaisons.

Pour une loi de distribution de tailles de liaisons et un coefficient d'occupation donnés, la valeur de la porosité du modèle est fixée, et il en est de même de sa perméabilité. Toutefois, il est possible à une porosité donnée de faire varier, dans une certaine mesure, la perméabilité du domaine, en modifiant la loi de distribution de tailles de liaisons (figure IV-5)(cf.annexe A).

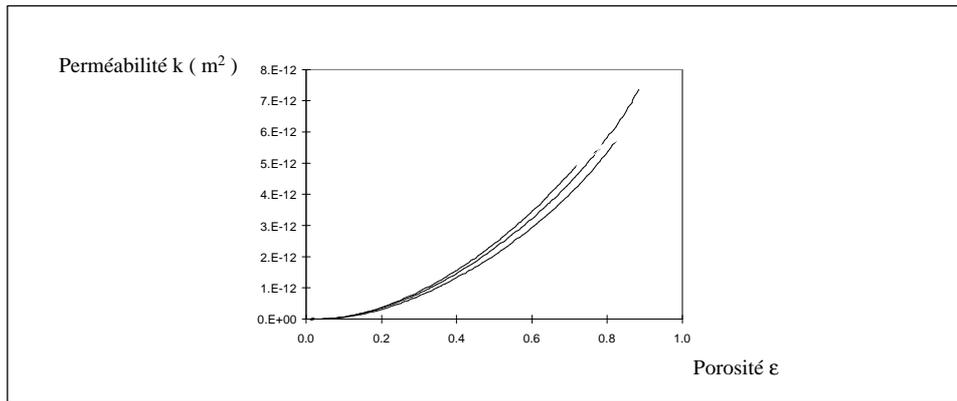


Figure IV-5 Evolution de la perméabilité k en fonction de la porosité ϵ pour différentes lois de distribution de tailles de liaisons.

IV.1-3 Modélisation des phénomènes de transport

Les hypothèses sont les suivantes. On suppose que les transferts sont isothermes; la température est uniforme dans le réseau, au sein de chacune des phases. Les phénomènes de transfert par films et d'adsorption ne sont pas pris en compte. Le séchage est contrôlé par l'évaporation à l'interface liquide-gaz, par la diffusion de vapeur dans la phase gazeuse, et par la diffusion à la frontière modèle-monde extérieur.

L'hypothèse de transfert quasi-isotherme est justifiée dans le cas des faibles taux d'évaporation. C'est notamment le cas dans le problème de récupération des hydrocarbures légers par évaporation (dans ce cas, la chaleur latente de vaporisation est relativement faible). Dans le cas du séchage, on observe souvent une phase dite isenthalpe où les gradients thermiques sont négligeables, PUIGALLI et al. (1988). Enfin dans une logique de difficulté croissante, il est naturel de commencer par négliger les transferts thermiques.

IV.1-3-a Evaporation aux interfaces liquide-gaz

On suppose qu'à chaque instant l'équilibre thermodynamique aux interfaces est atteint. En négligeant l'effet Kelvin (effet de la courbure sur la pression partielle d'équilibre), nous pouvons supposer que la pression partielle de vapeur à l'interface est égale à la pression de vapeur saturante, à une température que nous nous sommes fixé. Le flux d'évaporation à l'interface liquide-gaz est pris égal au flux diffusif local de vapeur dans la phase gazeuse.

IV.1-3-b Interface réseau-monde extérieur

Pour les simulations tridimensionnelles présentées dans le présent document, le réseau est limité par des faces imperméables sur cinq de ses six faces. Sur la face ouverte, la première série de liaisons est supposée gazeuse, le reste du réseau étant saturé en liquide initialement.

La pression partielle à l'entrée de ces premières liaisons peut être choisie entre zéro et la pression de vapeur saturante. Ceci revient donc à considérer une couche de diffusion entre le réseau et le monde extérieur d'épaisseur égale à la distance entre deux noeuds. Bien entendu, le simulateur a été conçu pour qu'il soit possible de considérer également un réseau ouvert sur plusieurs de ces faces, ainsi que le cas où le réseau est ouvert sur toutes ses faces. Il est également facile de modéliser les transferts externes à l'aide de coefficients de transfert locaux de masse comme dans le cas présenté au chapitre précédent.

IV.1-3-c Transport de vapeur dans la phase gazeuse

Nous considérons que seul le processus de diffusion moléculaire est susceptible de faire migrer l'espèce évaporée au sein de la phase gazeuse. Le processus de diffusion est considéré comme étant monodimensionnel entre deux noeuds voisins (reliés par une liaison). Les frontières de la phase gazeuse sont l'interface liquide-gaz, l'interface gaz-monde extérieur, et d'éventuelles parois imperméables limitant le domaine. En supposant un état quasi-stationnaire, nous pouvons écrire un système linéaire de n équations indépendantes, à n inconnues, où n est le nombre de noeuds gazeux, et où les inconnues sont les pressions partielles de vapeur en chacun de ces noeuds (la discrétisation est présentée plus en détails dans l'annexe B).

Les effets de la convection induite, LAURINDO (1996), n'ont pas été pris en compte.

IV.1-3-d Transport en phase liquide

IV.1-3-d-i Description

Le transfert dans la phase liquide est supposé dominé par la capillarité (nombre capillaire petit). Dans le cas du drainage, l'interface liquide-gaz suit les lois de la percolation d'invasion, LENORMAND (1981), WILKINSON et WILLEMSSEN (1983). Dans le cas du séchage, l'évolution des interfaces suit sensiblement les mêmes lois, à la différence que chaque amas est susceptible de voir une de ses liaisons vidangée, PRAT (1993), PRAT (1995). Une différence phénoménologique importante avec le drainage est que le liquide n'est pas poussé par la phase gazeuse (transfert à co-courant), mais s'évapore et est remplacé par la phase gazeuse (transfert à contre-courant). Ceci a des conséquences importantes lorsque les effets visqueux ne sont plus négligeables dans le liquide (cf. section IV-4).

IV.1-3-d-ii Choix d'une liaison à vidanger en l'absence de gravité

Au sein d'un amas, en l'absence de gravité, la liaison susceptible d'être vidangée est celle de plus grande largeur. Les phénomènes capillaires étant dominants, les liaisons ne peuvent être vidangées tant qu'elles sont connectées à une liaison de plus grande largeur. Elles peuvent en effet s'alimenter en liquide dans celle-ci par capillarité, afin de compenser le flux d'évaporation qu'elles subissent. Dans le cas du drainage, seuls les amas connectés à la face dite "de sortie" (i.e. située sur la face opposée à la face dite "d'entrée", ouverte sur le monde extérieur) sont susceptibles de voir une de leurs liaisons vidangées. Dans le cas du séchage, tous les amas sont soumis à un flux d'évaporation.

IV.1-3-d-iii Choix d'une liaison à vidanger en présence d'un champ de pesanteur

Ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre I, la prise en compte des effets de gravité s'effectue en définissant un potentiel P pour chaque liaison, dépendant de leur largeur et de leur cote :

$$P = -\frac{2.\sigma}{l} + \Delta\rho.g.z + \text{cste} \quad (IV-1)$$

où σ est la tension superficielle;

l est la largeur de la liaison;

$\Delta\rho$ est la différence de masse volumique entre le liquide et le gaz;

g est la constante de gravité;

z est la cote de la liaison.

Au sein d'un même amas liquide, la liaison de plus grand potentiel est celle qui se vidange en premier.

IV.1-4 Algorithmes de résolution

IV.1-4-a Algorithme de détection des amas liquides

Lors de la résolution numérique, il est nécessaire de connaître un certain nombre de paramètres décrivant la distribution des phases au sein du milieu. Il faut caractériser les noeuds et liaisons liquides par leur appartenance à un amas, identifier les liaisons interfaciales de chaque amas (susceptibles d'être vidangées en séchage), connaître les amas connectés à la face de sortie (qui seuls peuvent être vidangés en drainage), etc... Pour ce faire, nous avons

mis au point un algorithme, inspiré des idées de HOSHEN et KOPELMANN (in STAUFFER & AHARONY, 1992). Cet algorithme est décrit dans l'annexe C.

IV.1-4-b Algorithme de vidange dans le cas du drainage

L'algorithme utilisé est le suivant :

- a : Initialisation. Les caractéristiques géométriques du réseau sont déterminées. Le réseau est initialement saturé en phase liquide (nous pouvons choisir qu'il ne le soit pas). Le volume de liquide associé à chaque liaison est calculé. Deux faces du réseau sont déclarées ouvertes (face d'entrée, et face de sortie), et les autres imperméables (cette condition peut être modifiée);
- b : Détection des amas;
- c : Détection des amas susceptibles d'être vidangés (i.e. connectés à la face de sortie);
- d : Détermination parmi les amas vidangeables de la liaison à vidanger (i.e. de plus grande largeur dans le cas sans gravité, de plus grand potentiel dans le cas avec gravité);
- e : Vidange de cette liaison, actualisation de la distribution des phases dans le réseau, et retour à l'étape b, ou arrêt du processus.

IV.1-4-c Algorithme de vidange dans le cas du séchage

L'algorithme utilisé est le suivant :

- a : Initialisation. Les caractéristiques géométriques du réseau sont déterminées. Le réseau est initialement saturé en phase liquide (nous pouvons choisir qu'il ne le soit pas). Le volume de liquide associé à chaque liaison est calculé. Une face du réseau est déclarée ouverte, et les autres imperméables (cette condition peut être modifiée);
- b : Détection des amas;
- c : Détermination pour chaque amas de la liaison susceptible d'être vidangée (i.e. de plus grande largeur dans le cas sans gravité, de plus grand potentiel dans le cas avec gravité);
- d : Connaissant la répartition des phases au sein du réseau, écriture et résolution des équations de diffusion;
- e : Connaissant les pressions partielles en chaque noeud du réseau, détermination du flux massique aux frontières de chaque amas;

f : Détermination pour chaque amas du temps de vidange de la liaison sélectionnée, en calculant le rapport de la masse de liquide restant dans la liaison vidangeable et du flux massique à la frontière de l'amas;

g : L'amas dont le temps ainsi calculé est le plus faible voit sa liaison vidangeable totalement vidée. Les autres amas subissent une vidange partielle de leur liaison vidangeable, proportionnelle à la fraction du temps écoulé par le temps nécessaire à une vidange totale;

Actualisation de la distribution des phases dans le réseau, et retour à l'étape b, ou arrêt du processus.

IV.1-5 Temps de calcul

Nous nous contenterons de signaler les points suivants :

- Les calculs ont été effectués sur une station de travail IBM RS6000/375.

- Les temps de calcul pour le séchage d'un réseau numérique donné sont à peu près identiques pour les trois cas de nombre de Bond, avec un léger surplus de 10% pour la gravité déstabilisante. Pour un réseau 51x51x51, ils sont d'environ 15 jours de temps CPU, et ils sont de trois jours de temps CPU pour un réseau 41x41x41. Le temps de calcul s'accroît plus rapidement qu'une loi puissance de la taille du réseau.

- Pour le cas sans gravité, et pour des calculs effectués jusqu'à la percée, le temps est réparti entre les différentes composantes du simulateur comme suit :

i - Détection des amas, singletons, affectation de labels	: 25 %
ii - Calcul de diffusion de vapeur en phase gazeuse	: 50 %
iii - Sélection de la liaison à vidanger, et vidange partielle des amas	: 25 %

Ces taux se maintiennent jusqu'à la déconnexion de l'amas principal, avec une augmentation du temps unitaire de chaque itération (i.e. nécessaire à la vidange d'une liaison).

- Le gros problème restant à améliorer, pour diminuer les temps de calcul, est la résolution du système linéaire de diffusion de vapeur en phase gazeuse lorsqu'a commencé la période à front d'évaporation interne (après la déconnexion de l'amas principal). A titre indicatif, cette période est atteinte au bout de trois jours de temps CPU pour les cas sans gravité et avec gravité déstabilisante, pour une saturation de l'échantillon inférieure à un demi.

IV.2 Résultats

Nous présenterons des résultats pour trois cas qui diffèrent uniquement par le rôle joué par la gravité. Ces situations correspondent toutes à un processus macroscopiquement unidirectionnel. Elles constituent, a priori, les situations les plus simples à examiner et ont l'avantage de correspondre à des situations bien étudiées en drainage quasi-statique, WILKINSON (1984), GOUYET et al. (1990), MEAKIN et al. (1992). On distingue donc :

- le cas sans gravité $B = 0$ (B est le nombre de Bond);
- le cas où la gravité est stabilisante, $B > 0$;
- le cas où la gravité est déstabilisante, $B < 0$.

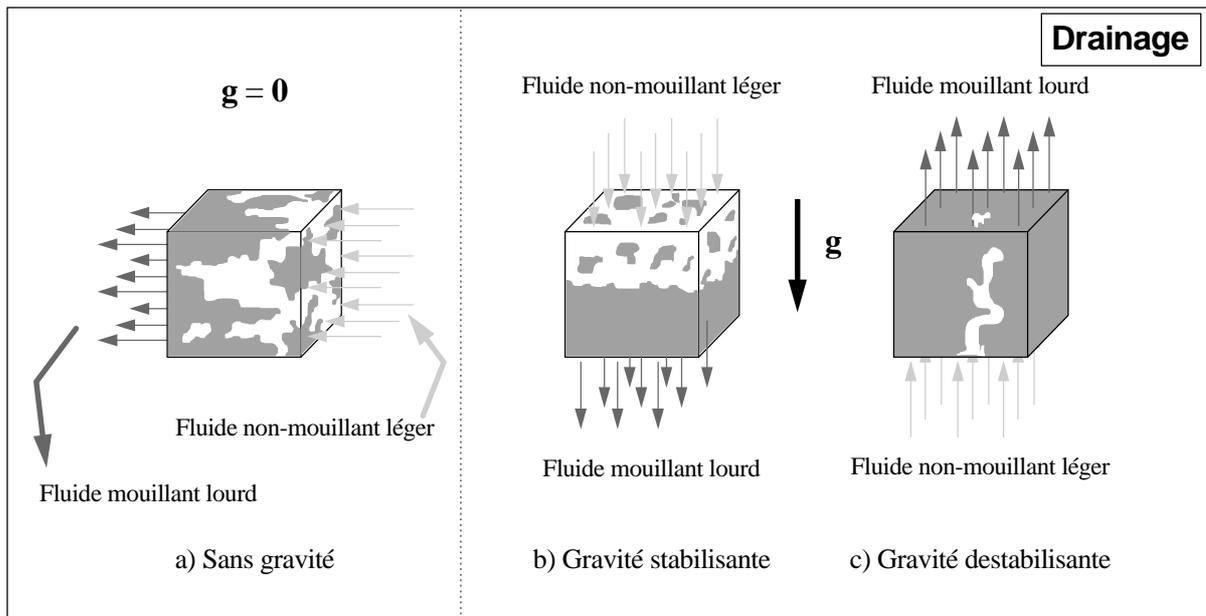


Figure IV-6.1 Situations de référence correspondant aux trois cas de base pour le drainage. a) Gravité nulle; $B = 0$. b) Gravité stabilisante; $B > 0$. c) Gravité déstabilisante; $B < 0$.

Les résultats en drainage servent ici de référence. Pour chacun de ces cas, nous comparerons pour un même réseau des résultats obtenus en séchage et en drainage afin de pouvoir souligner les analogies et les différences qui existent entre les deux. Les considérations statistiques de simulations sur des réseaux de tailles différentes, et pour chaque taille sur un grand nombre de réseaux, n'ont été qu'abordées en raison des temps de calcul très longs en séchage.

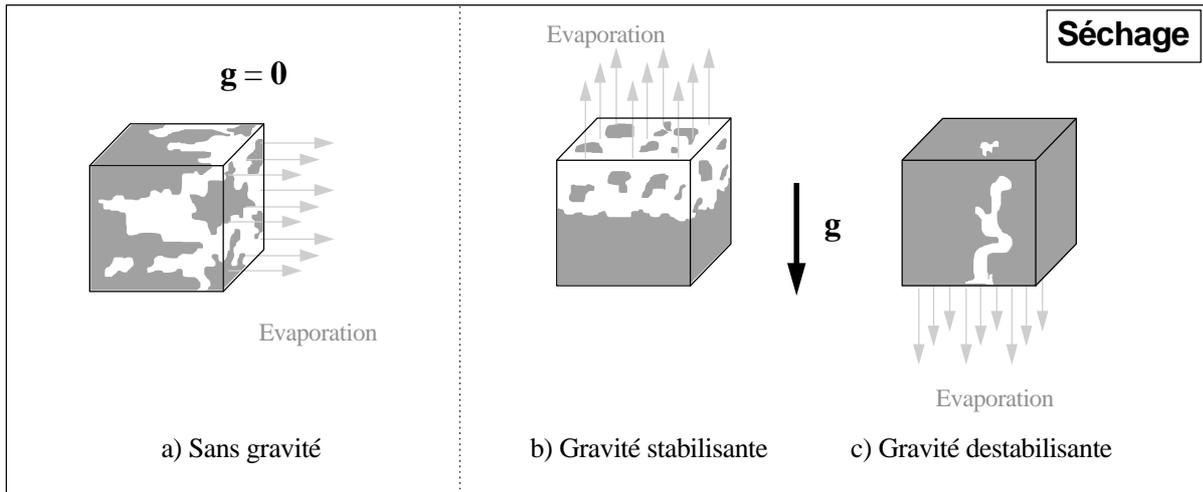


Figure IV-6.2 Situations de référence correspondant aux trois cas de base pour le séchage.
 a) Gravité nulle; $B = 0$. b) Gravité stabilisante; $B > 0$. c) Gravité déstabilisante; $B < 0$.

IV.2-1 Nature des résultats obtenus

Le simulateur 3D permet d'obtenir des informations très détaillées sur la distribution des phases au cours des processus étudiés (drainage, séchage) ainsi que sur la cinétique de séchage.

L'idée générale est d'une part de caractériser le processus de séchage en termes de différentes phases de séchage suivant l'évolution de la distribution des phases au cours du processus et d'autre part d'essayer de relier évolution de la topologie des phases et cinétique de séchage.

Pour ce faire, nous distinguons a priori quelques étapes-clés qui caractérisent des changements significatifs dans les propriétés de connectivités à grande distance de la phase liquide.

Ensuite, nous devons faire un choix dans l'exploitation des résultats afin d'essayer d'extraire aussi efficacement que possible les informations utiles de nos simulations 3D. Ceci a conduit à présenter les résultats en termes de cinq types de graphiques. Un effort est demandé ici aux lecteurs afin qu'ils se familiarisent avec ces graphiques de façon à éviter de reprendre pour chaque cas considéré (drainage, séchage, $B = 0$, $B > 0$, $B < 0$) les explications inhérentes à la signification des graphiques.

Les étapes-clés et les graphiques susmentionnés sont présentés ci-dessous.

- Singletons : liaison liquide limitée par deux pores occupés par la phase gazeuse (non mouillante). Il s'agit du plus petit "objet liquide" qui puisse se former.

- Amas : ensemble de pores liquides connectés entre eux par des liaisons liquides. Le plus petit amas est formé d'un pore et des 6 liaisons connectant ce pore à ses voisins.
- Amas principal : l'amas principal est le plus grand amas présent dans le réseau. Plus exactement, il s'agit de l'amas de plus grande taille connecté à la face de sortie (face opposée à la face d'entrée). Dans le cas de la gravité déstabilisante, il s'agira du plus grand amas connecté à la face d'entrée.

Ces notions sont illustrée sur la figure IV-7.

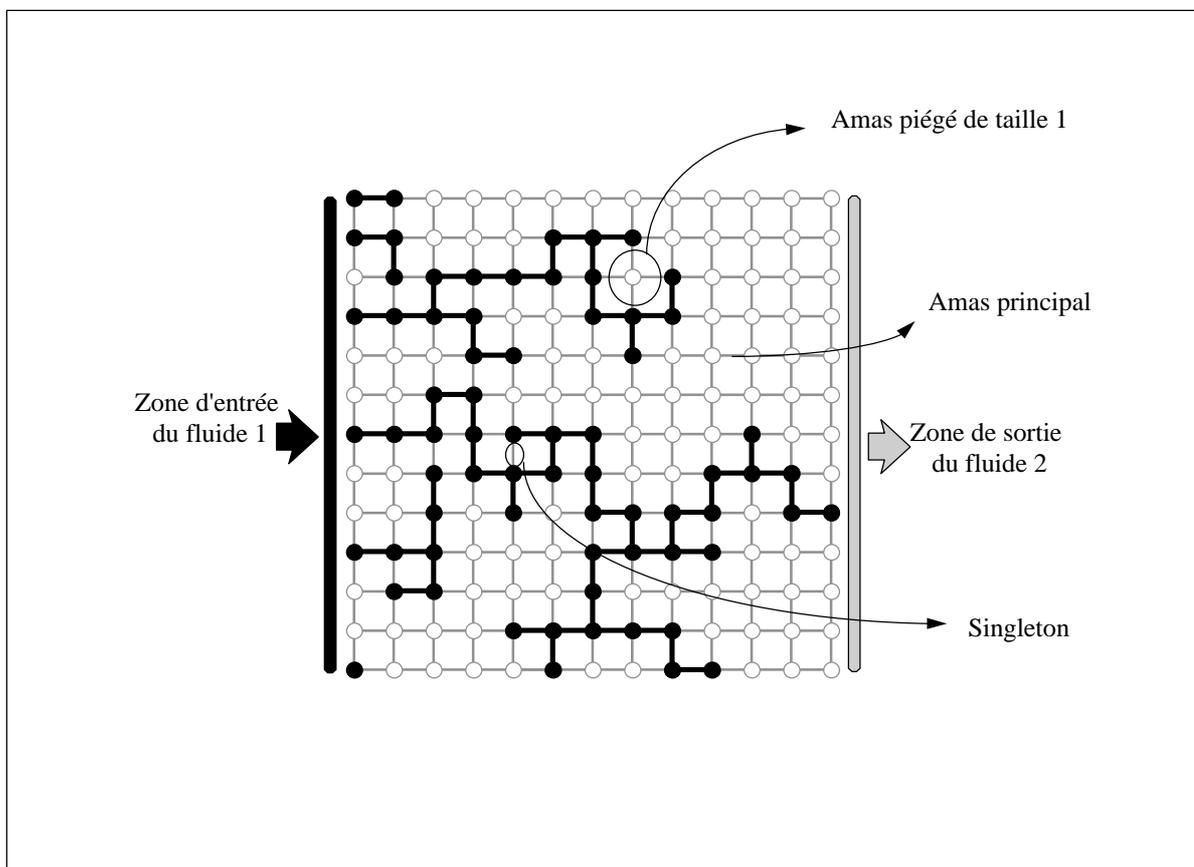


Figure IV-7 Représentation d'un réseau bidimensionnel carré de dimension 13x13 au seuil de percolation, au cours d'un processus de percolation d'invasion. Illustration d'un singleton et d'un amas piégé.

Les étapes-clés

- **la percée** (ou breakthrough, notée BT en indice) lorsque la phase non-mouillante atteint, pour la première fois, la face de sortie en drainage, la face opposée à la face ouverte en séchage;

- **le point terminal** lorsque la phase mouillante se trouve déconnectée de la face de sortie (face opposée à la face ouverte en séchage) pour la première fois. C'est le moment où le déplacement de la phase mouillante est terminé en drainage (notée T en indice).

Notons dès à présent que dans le cas du séchage, le point terminal correspond, en considérant la même définition, au moment où l'échantillon est totalement sec ou presque.

- **la déconnexion** de l'amas principal : en plus de ces deux étapes, nous considérerons une étape intermédiaire que nous appellerons : **déconnexion de l'amas principal** (notée DA en indice), étape à laquelle pour la première fois, aucun amas de liquide mouillant n'est connecté à la fois à la face d'entrée et à la face de sortie. Dans le cas du drainage, les points DA et T sont très voisins, et l'introduction du point DA ne se justifie pas. Par contre, en séchage, ils sont très éloignés, et le point DA permet de se rapporter à ce même point en drainage.

De plus, dans la gravité déstabilisante, nous considérerons également l'étape notée EN marquant la fin de la période à séchage constant.

Les graphiques

L'exploitation des résultats a été effectuée en termes :

- de cinétiques de séchage (flux d'évaporation en fonction de la saturation de l'échantillon);
- de profils de saturations moyennes par tranche d'échantillon. Il s'agit soit de saturation en liquide (S_l), ou de saturation en gaz $S_g = 1 - S_l$.

En plus de ces informations traditionnelles, nous nous sommes intéressés à :

- l'évolution du nombre d'amas et à l'évolution des tailles des amas ainsi qu'à l'évolution des nombres de singletons (liaisons entre deux noeuds gazeux occupés par du liquide);
- au poids de ces différents objets (amas, singletons) dans la répartition du liquide au sein de l'échantillon.

En procédant par difficulté croissante, nous avons tout d'abord :

- des visualisation de l'interface gaz-liquide au sein de l'échantillon :

Les différentes phases ne sont pas représentées; seule est portée la surface interface entre la phase gazeuse et la phase liquide.

La figure IV-8 est un exemple de ce type de représentation pour un cas sans gravité et un réseau de taille 51x51x51, à la percée (point BT, "breakthrough").

Pour la représentation, nous avons choisi que l'interface serait légèrement bleutée, et éclairée par une lumière située en haut à gauche et derrière l'observateur. Avec ce choix, les zones les plus claires sont celles qui reçoivent directement la lumière et dont l'orientation leur permet de réfléchir cette lumière vers l'observateur. A l'inverse, les zones sombres ne reçoivent pas cette lumière, ou ne sont pas orientées favorablement.

Par convention, et sauf précision contraire, nous représenterons la face d'entrée sur le côté droit, comme c'est le cas ici, dans les cas sans gravité, sur la face inférieure pour les cas avec gravité déstabilisante, et sur la face supérieure dans les cas avec gravité stabilisante.

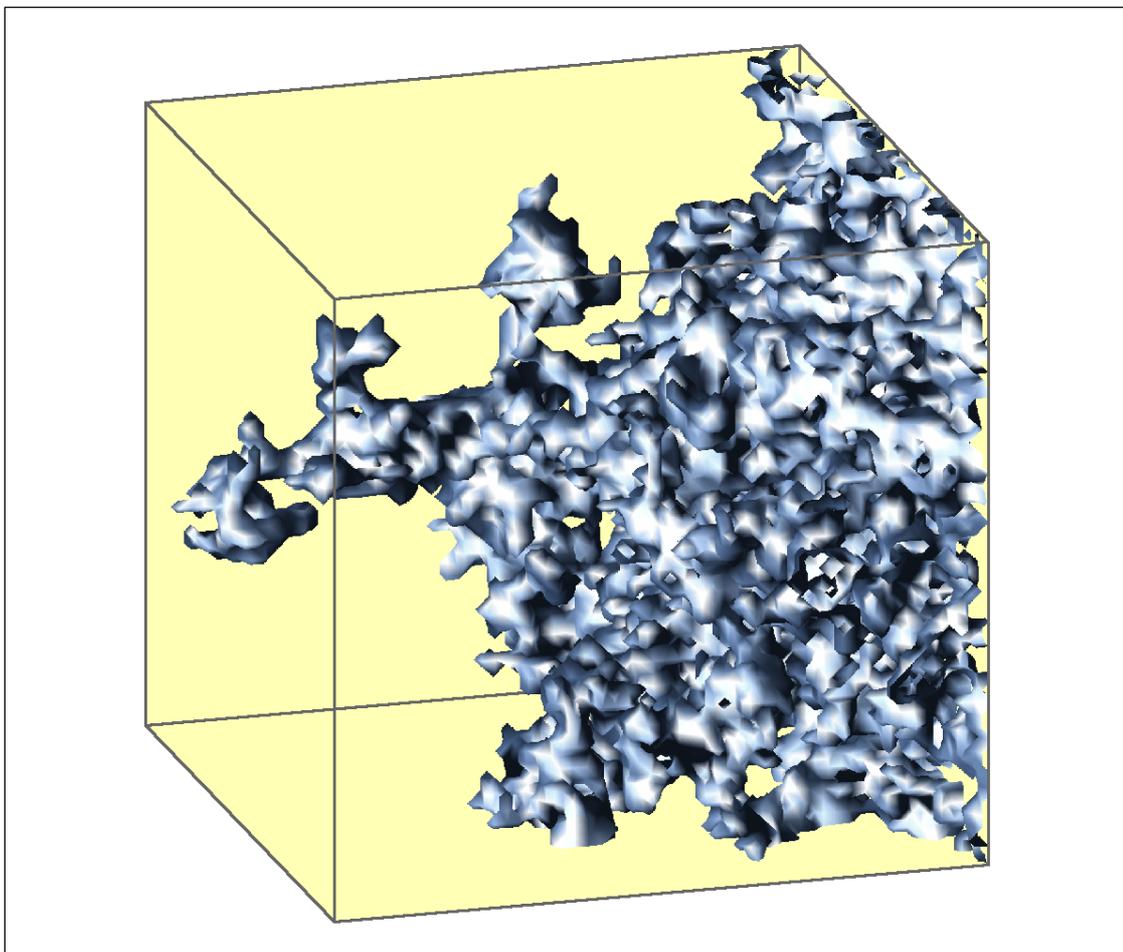


Figure IV-8 Exemple de représentation de l'interface gaz-liquide

- des profils de saturation par tranches :

Le second type de graphique porte des courbes qui représentent la saturation d'une tranche de l'échantillon, parallèle à la face d'entrée, en fonction de l'indice des tranches. Par convention, la face d'entrée sera toujours placée du côté gauche, ces courbes ont été extraites à des intervalles réguliers en termes de nombre de liaisons vidangées. Elles ne peuvent être sécantes, mais peuvent être localement confondues. Lorsqu'une courbe est située sous une autre, elle correspond à une étape ultérieure du séchage. Enfin, pour faciliter leur lecture, signalons qu'il convient d'avoir une vue globale de l'ensemble des courbes. Lorsque des courbes sont localement espacées, cela signifie que la vidange a eu lieu dans ces tranches à ce moment du processus de vidange. Inversement, si elles sont localement resserrées, ou confondues, la vidange n'a que peu, ou pas, eu lieu dans ces tranches. Nous appellerons ce type de graphique "profils de saturation par tranches".

La figure IV-9 représente ces courbes pour un cas de gravité déstabilisante, et un réseau de taille 51x51x51. Parfois, nous ne représenterons qu'une restriction de ces courbes à des moments situés entre deux étapes particulières.

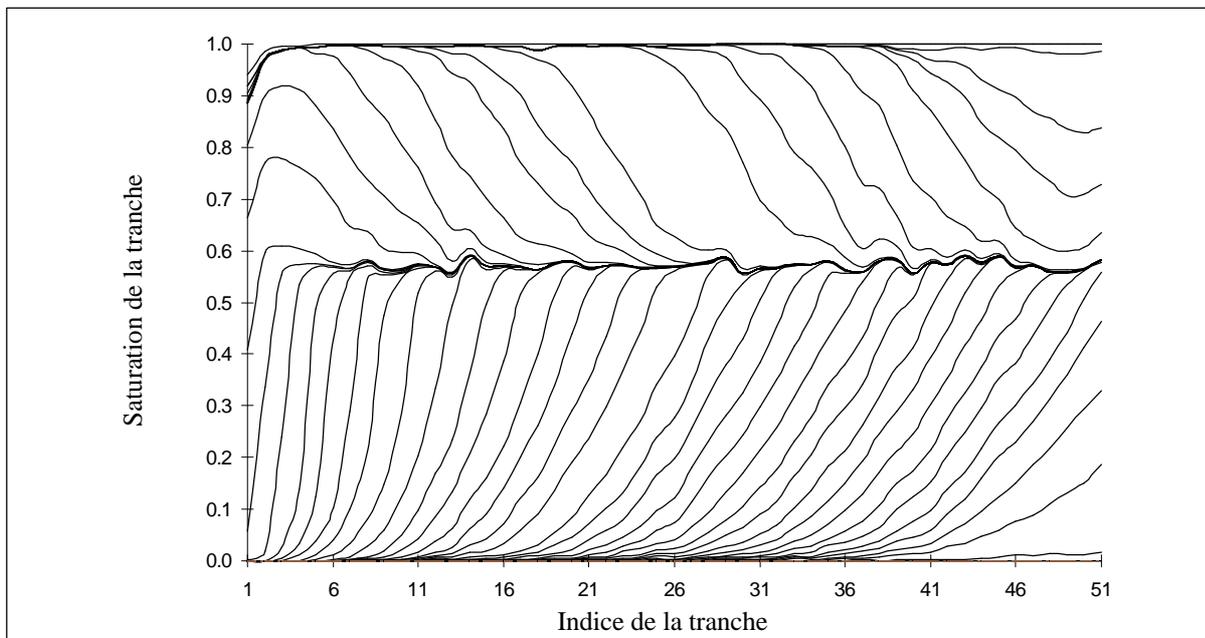


Figure IV-9 Exemple de profils de saturation par tranches

- des profils de concentration instantanés :

Le troisième type de graphique est essentiellement un profil de probabilité d'occupation par tranche. Il décrit l'échantillon à un instant donné. Il porte en abscisse l'indice des tranches considérées, toujours parallèles à la face d'entrée. L'axe des ordonnées est gradué de zéro à un. Il indique, pour chaque tranche, la proportion de noeuds réalisant une certaine condition. Trois courbes sont portées. La courbe supérieure indique la proportion de noeuds liquides (profil de saturation). La courbe intermédiaire indique la proportion de noeuds liquides appartenant à l'amas principal. La troisième courbe, inférieure, indique la proportion de noeuds liquides appartenant à l'amas principal et mitoyens d'au moins un noeud gazeux. Par amas principal, nous entendons ici l'ensemble des amas connectés à la face de sortie (opposée à la face d'entrée) dans les cas avec gravité stabilisante et sans gravité. Dans le cas de la gravité déstabilisante, il s'agira de l'ensemble des amas connectés à la face d'entrée.

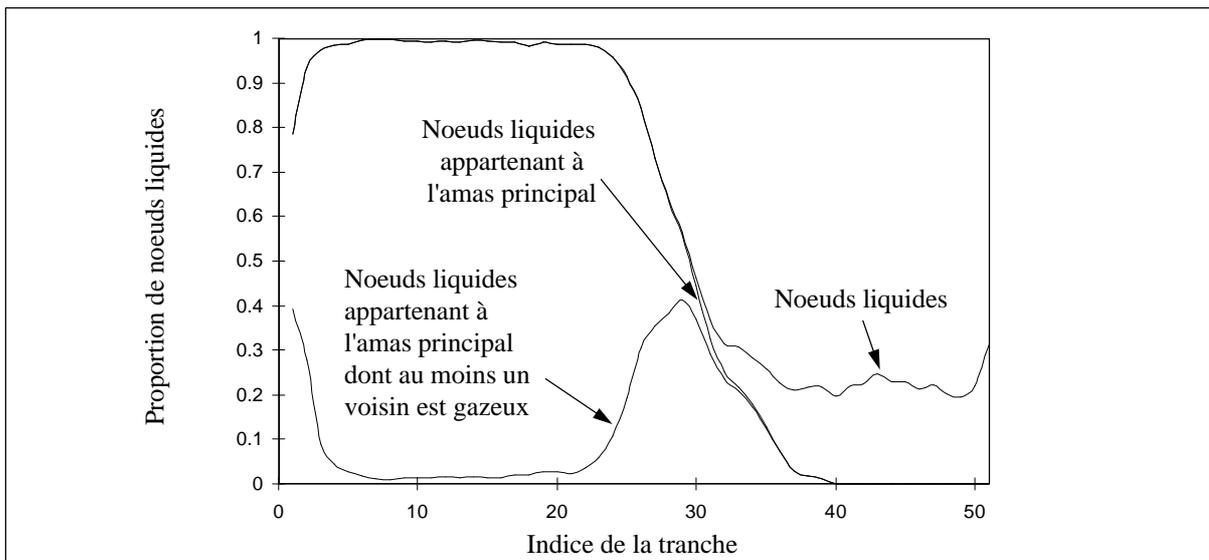


Figure IV-10 Exemple de profils de concentration des noeuds liquides pour un cas de séchage avec gravité déstabilisante

La figure IV-10 est un exemple de ce type de graphiques. Son intérêt est double. Il permet de visualiser la proportion de sites dans les amas piégés et dans l'amas principal, la position de l'échantillon de ces amas et la position des fronts d'évaporation et de vidange.

- des histogramme des tailles d'amas :

Le type de graphique appelé "histogramme des tailles d'amas" portera trois courbes décrivant les amas à un instant donné. Une courbe représente, en fonction de la taille des amas, la fréquence d'apparition des amas de cette taille (a). Elle porte également un histogramme représentant le nombre d'amas de taille égale à 1, à 2 ou 3, comprise entre 4 et 7, comprise entre 8 et 15, comprise entre 16 et 31, et supérieure ou égale à 32 (b). Enfin, elle porte un histogramme indiquant le nombre de noeuds compris dans des amas de taille comprises dans les mêmes catégories que précédemment (c).

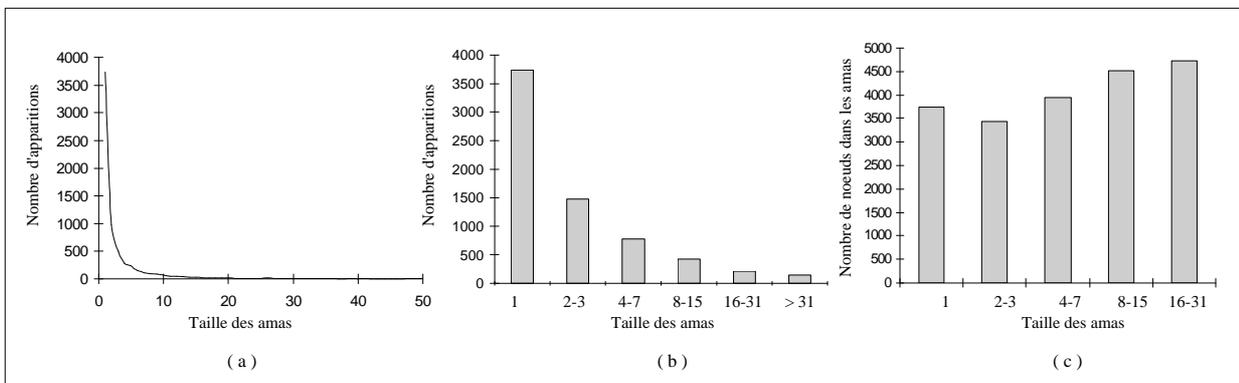


Figure IV-11 Exemple de graphique des tailles d'amas

La figure IV-11 est un exemple de ce type de graphique pour un cas de gravité déstabilisante, et un réseau de taille 51x51x51.

- courbes de séchage, de saturation et de nombres d'amas :

Le dernier type de graphique est une série de quatre courbes. Ces quatre courbes portent en abscisse la saturation de l'échantillon et se lisent donc de droite à gauche, puisque le milieu est initialement complètement saturé en liquide. La première notée (a), est la courbe de séchage de l'échantillon que nous avons déjà rencontrée au chapitre précédent. La seconde, notée (b), représente la saturation dans les singletons, ou les amas ne contenant aucun noeud (courbe inférieure), la saturation dans les amas contenant au moins un noeud (courbe intermédiaire) et la saturation de l'échantillon (bissectrice).

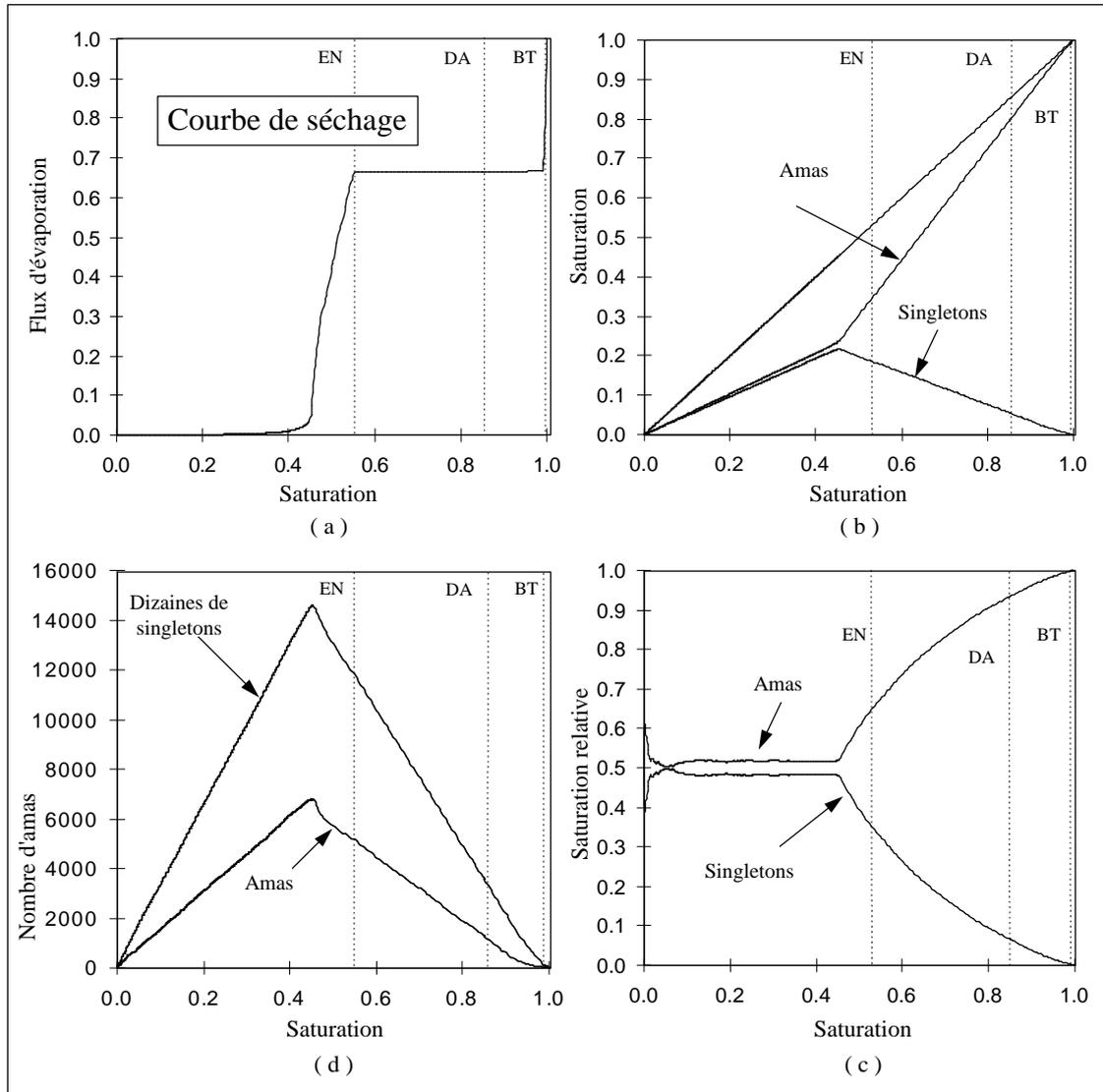


Figure IV-12 Exemple de courbes de séchage, de saturation et de nombre d'amas pour un cas de séchage avec gravité déstabilisante

La troisième notée (c), représente la proportion de saturation contenue dans les amas (courbe supérieure dans la partie droite) et celle contenue dans les singletons (courbe inférieure dans la partie droite). Enfin, la quatrième, notée (d), représente le nombre d'amas (courbe inférieure) et le nombre de singletons ou de dizaines de singletons (courbe supérieure). Ce changement d'échelle éventuel entre les deux courbes permet de les représenter sur un même graphique. Nous appellerons ce groupe de courbes "courbes de séchage, de saturation et de nombre d'amas".

La figure IV-12 représente ces courbes pour un cas de gravité déstabilisante et un réseau de taille 51x51x51. En outre, ont été signalées les étapes BT (percée ou

"breakthrough"), DA (déconnexion de l'amas principal) et EN (fin de la période à taux constant). L'intérêt des courbes (b), (c) et (d) est de montrer l'évolution du nombre d'amas au cours du processus, ainsi que le nombre de singletons, et de quantifier l'importance respective des amas et des singletons en termes de masse ou volume de liquide présent dans l'échantillon. Enfin notons que, sauf mention contraire, l'ensemble des résultats est obtenu à l'aide d'un réseau 51x51x51. La loi de distribution des tailles de liaison est uniforme entre 0,1 AL et AL. Le pas AL du réseau est fixé à 1 mm. Le coefficient d'occupation b a été quant à lui fixé à 0,7.

IV.2-2 Cas $B=0$ (sans gravité)

Comme expliqué précédemment, l'étude est effectuée en comparant les distributions des phases obtenues pour le séchage à celles du drainage lent. Des comparaisons avec des résultats expérimentaux sont également effectuées dans une deuxième partie.

IV.2-2-a Comportement global

Les visualisations de l'interface gaz-liquide sont représentées sur les figures IV-13 et IV-14 dans le cas du drainage à la percée et au point terminal.

Dans le cas du séchage, les visualisations de l'interface gaz-liquide à différents stades d'avancement du processus sont montrées sur les figures IV-15, IV-16, IV-17, IV-18, IV-19, IV-20, IV-21, IV-22, IV-23 et IV-24.

Ces figures permettent de faire les observations suivantes :

- Tout d'abord, les distributions des phases en séchage et en drainage sont quasiment identiques à la percée (figures IV-13 et IV-15);
- Dans le cas du séchage, on constate l'apparition d'une zone sèche qui s'installe progressivement du côté de la face d'entrée. Toutefois, l'apparition de cette zone sèche ne semble intervenir qu'une fois l'étape DA de déconnexion de l'amas principal atteinte.

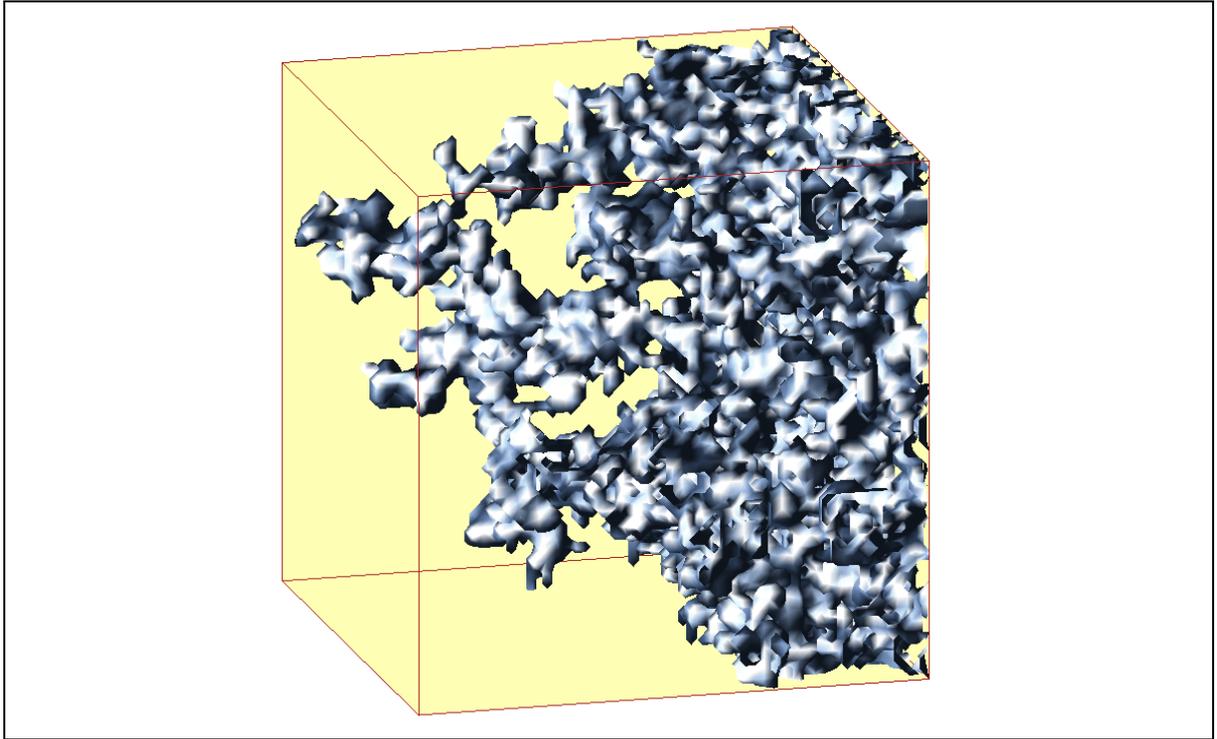


Figure IV-13 Interfaces gaz-liquide à la percée pour un cas de drainage sans gravité.

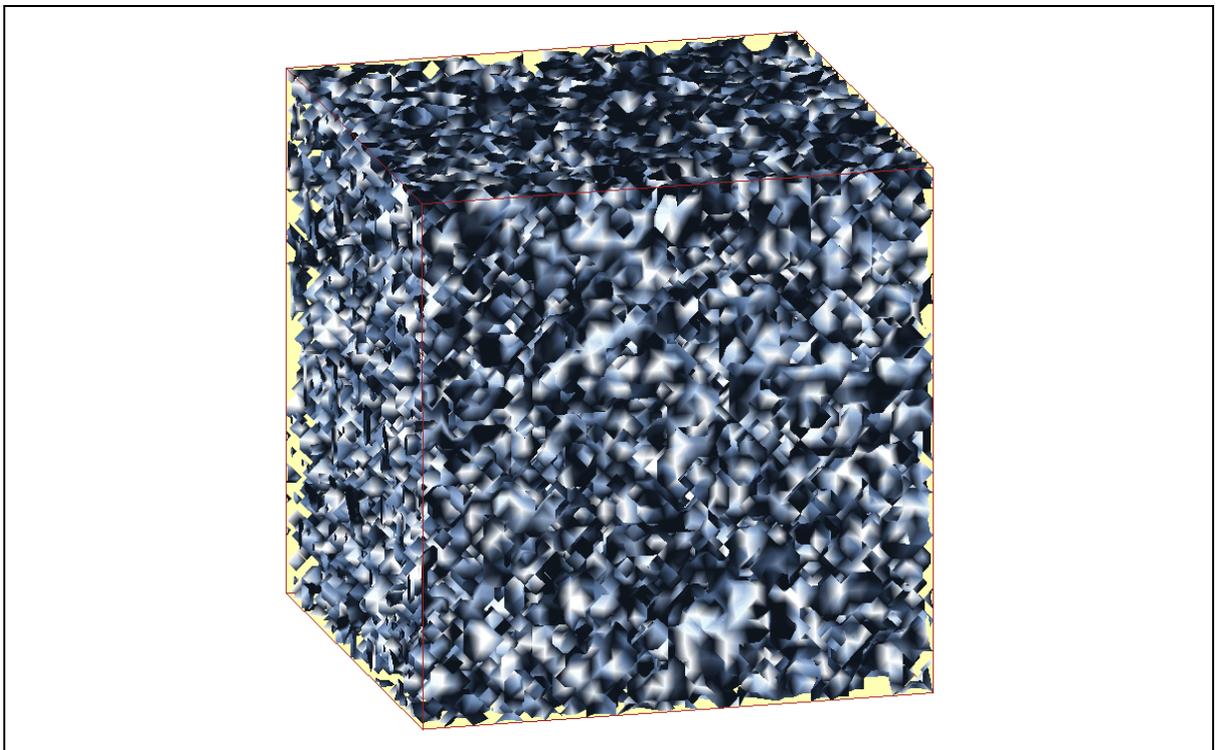


Figure IV-14 Interfaces gaz, liquide au point terminal pour un cas de drainage sans gravité.

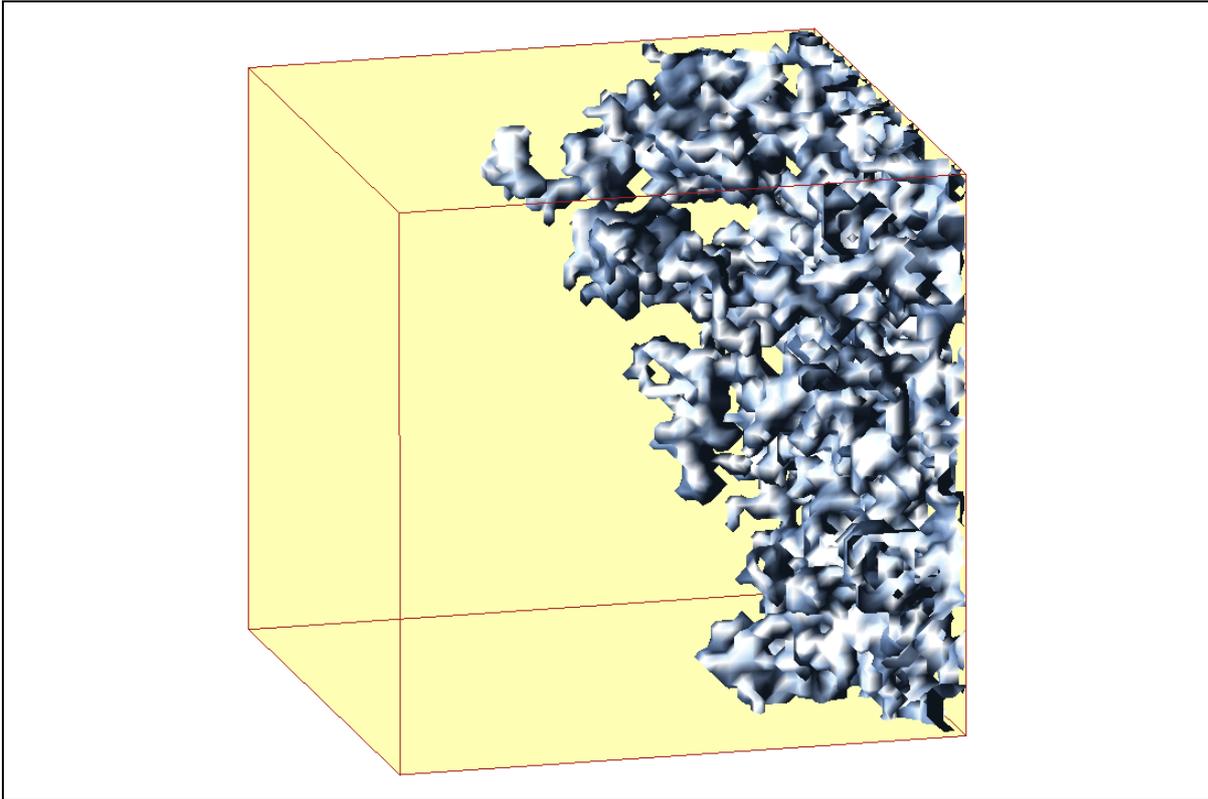
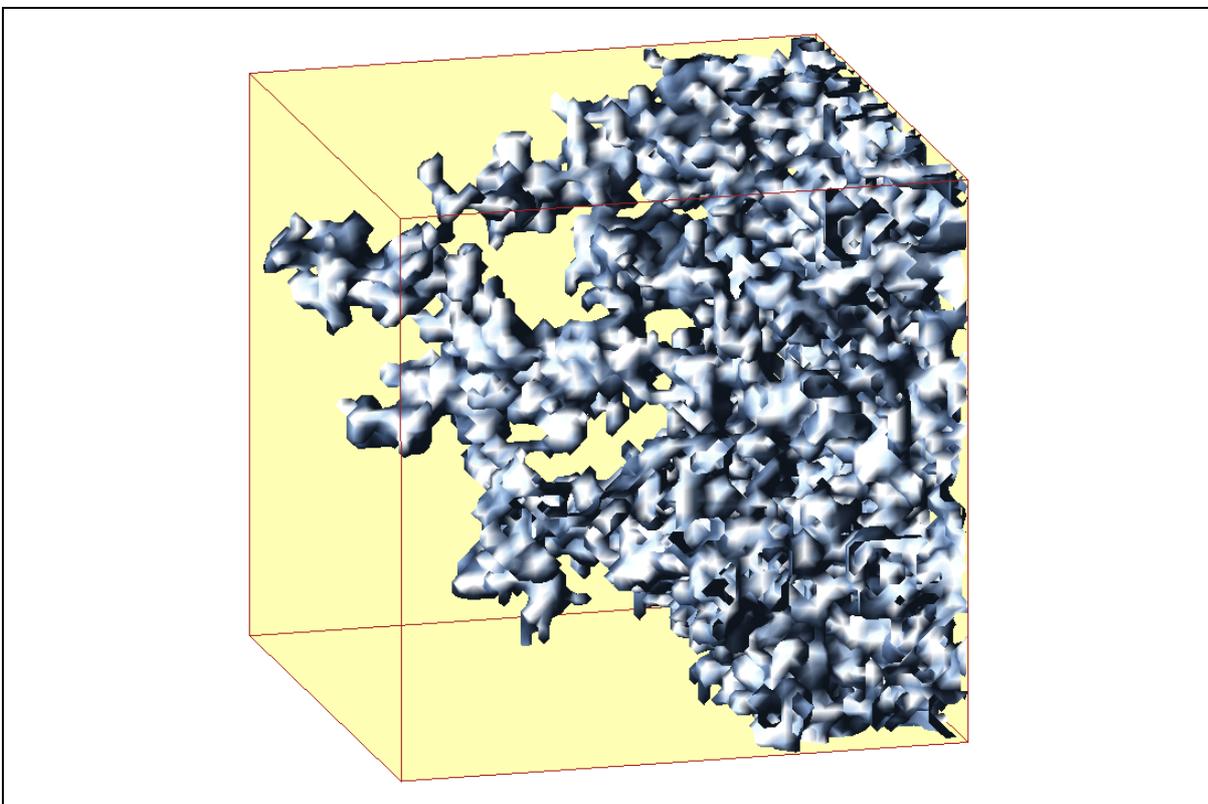


Figure IV-15 Interfaces gaz-liquide avant la percée pour un cas de séchage sans gravité.



Figures IV-16 Interfaces gaz-liquide à la percée pour un cas de séchage sans gravité.

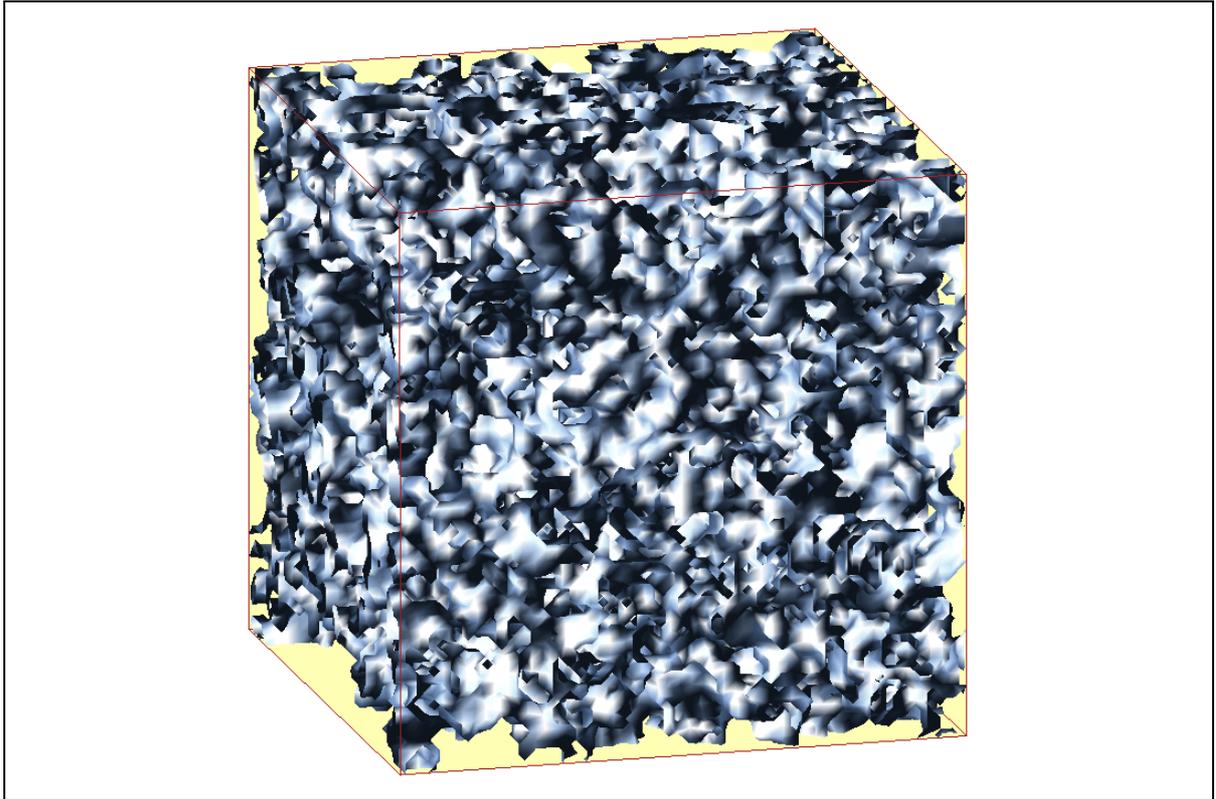


Figure IV-17 Interfaces gaz-liquide après la percée et avant la déconnexion de l'amas principal pour un cas de séchage sans gravité.

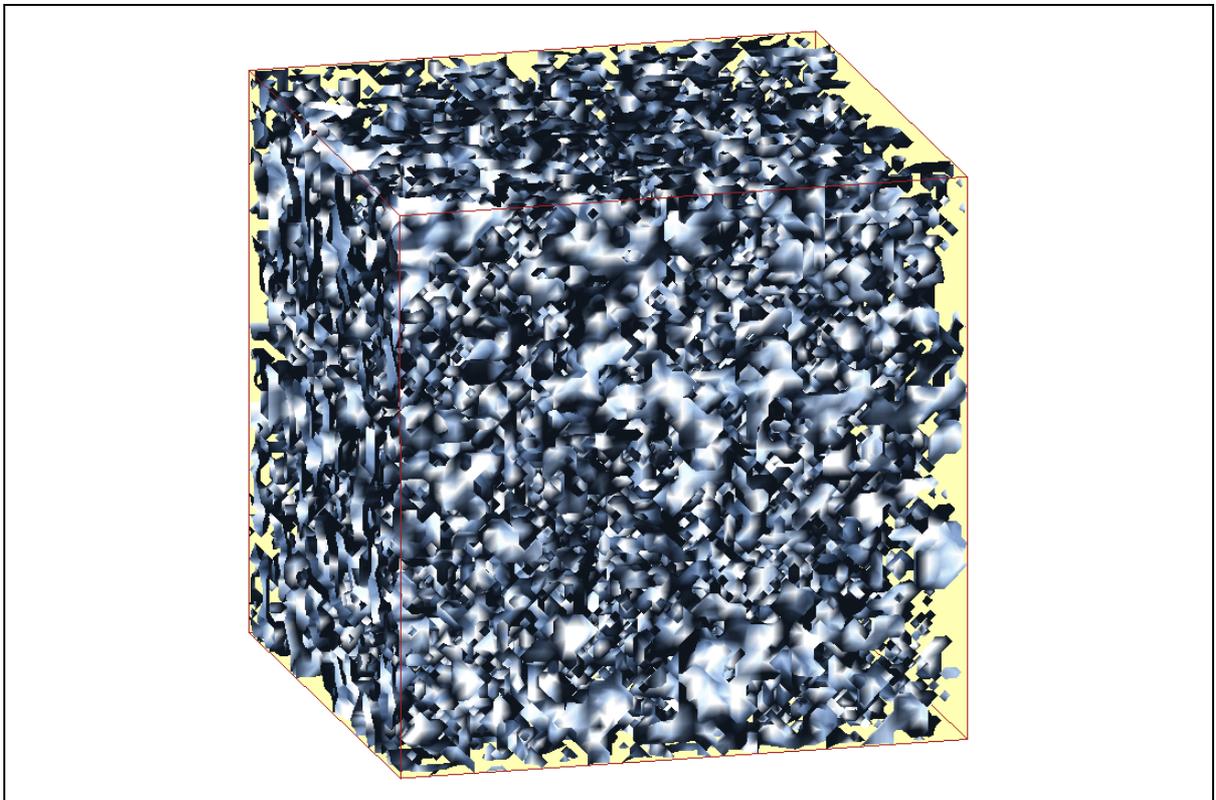


Figure IV-18 Interfaces gaz-liquide à la déconnexion de l'amas principal, DA, pour un cas de séchage sans gravité.

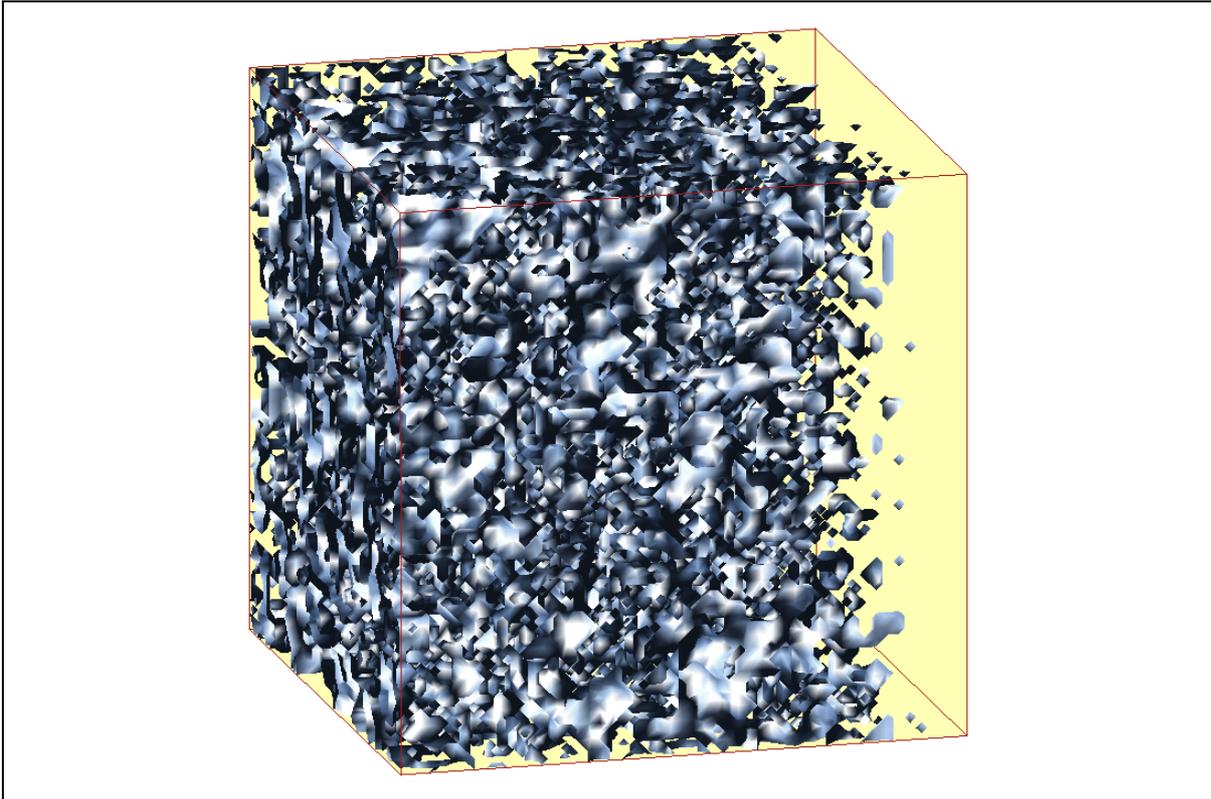


Figure IV-19 Interfaces gaz-liquide après la déconnexion de l'amas principal, pour un cas de séchage sans gravité.

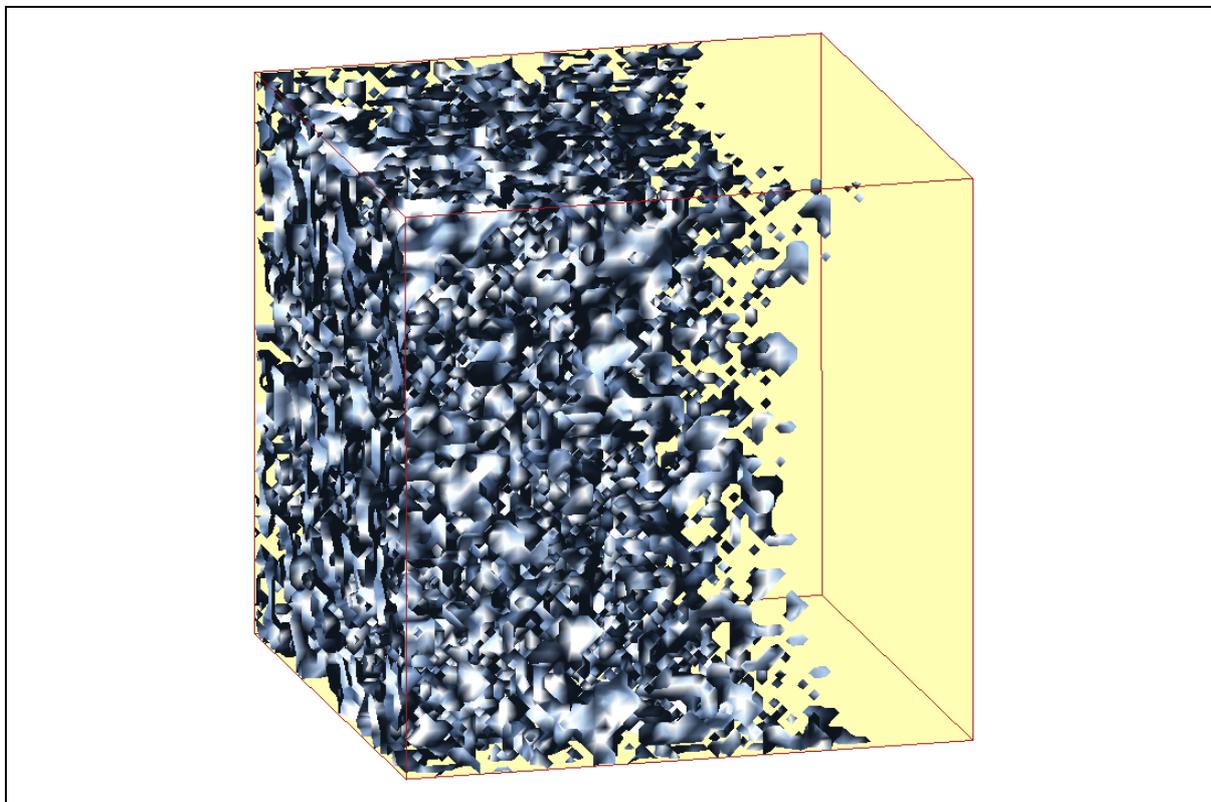


Figure IV-20 Interfaces gaz-liquide après la déconnexion de l'amas principal, pour un cas de séchage sans gravité.

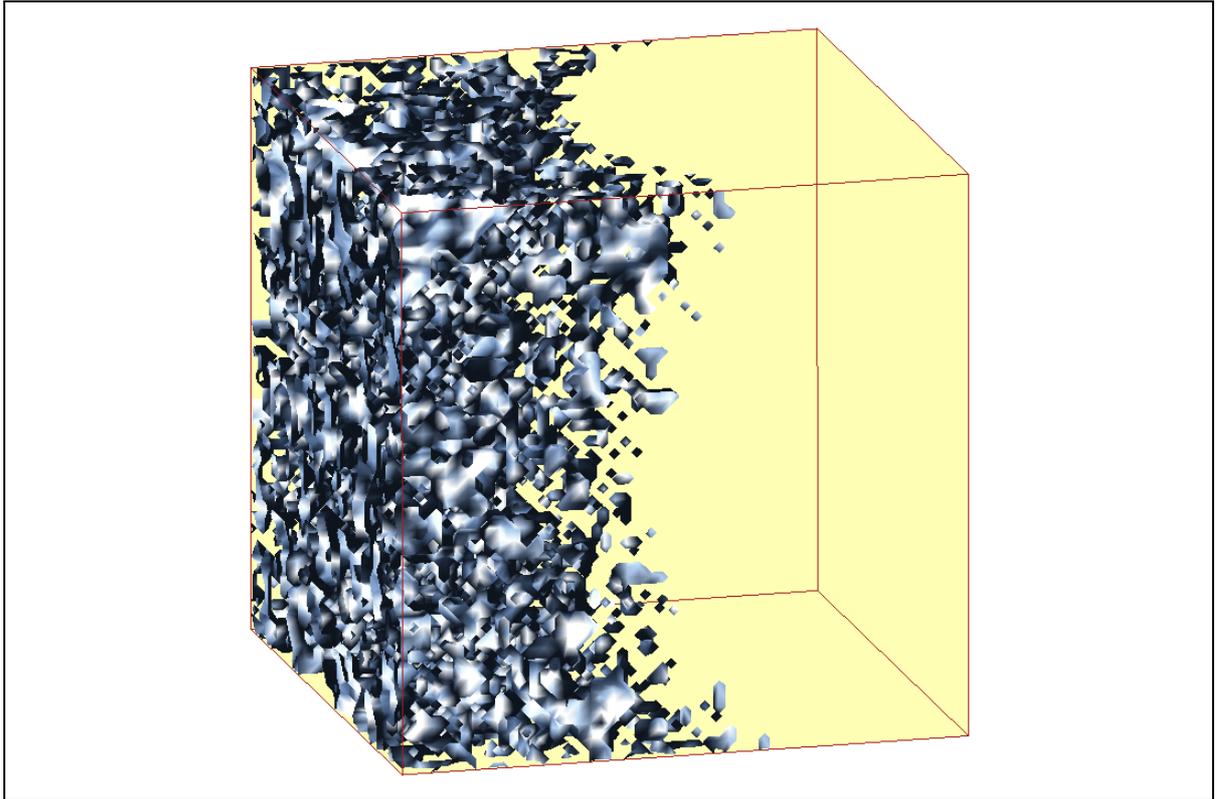


Figure IV-21 Interfaces gaz-liquide après la déconnexion de l'amas principal, pour un cas de séchage sans gravité.

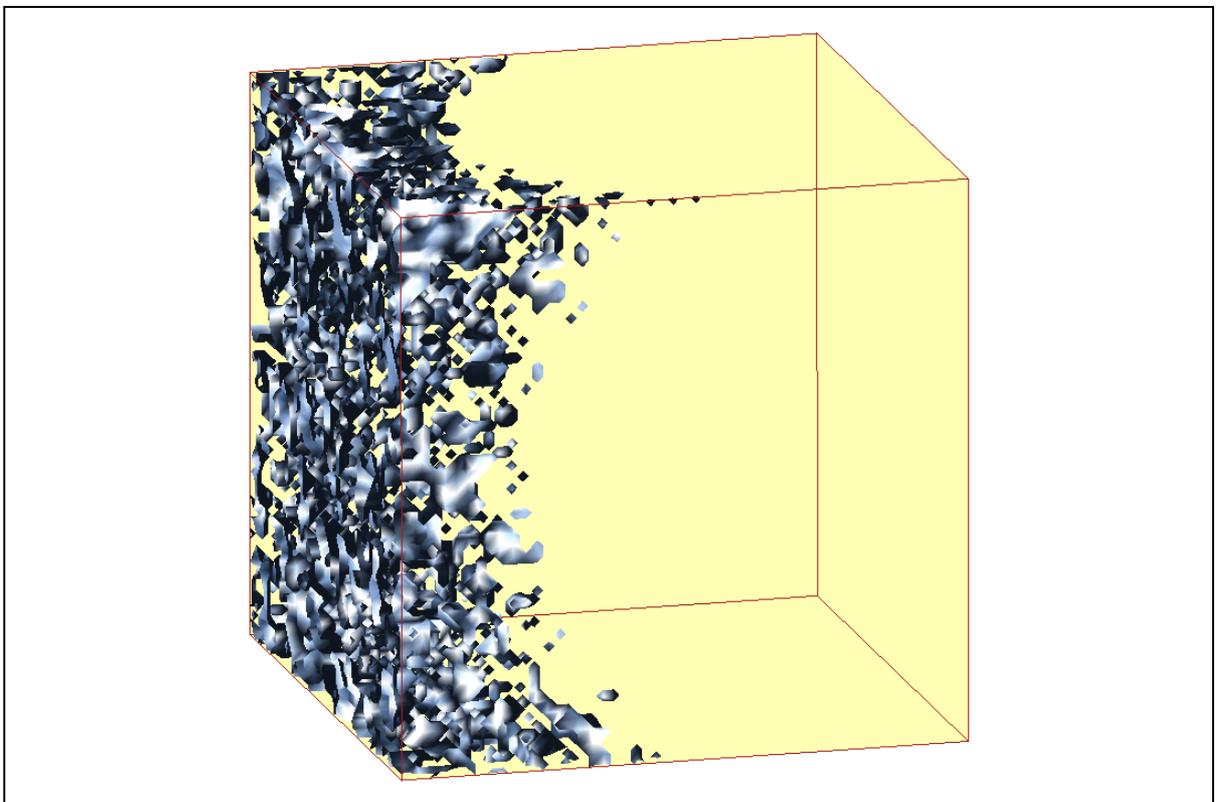


Figure IV-22 Interfaces gaz-liquide après la déconnexion de l'amas principal, pour un cas de séchage sans gravité.

Schématiquement, on a tout d'abord une première phase où la phase liquide se trouve essentiellement sous la forme d'un amas liquide. Ensuite, on trouve une phase de fragmentation de la phase liquide et enfin une phase d'érosion, par extension de la zone sèche, des fragments liquides résultant de la phase précédente. Ceci va être précisé dans la suite, en s'intéressant aux nombres d'amas se formant au cours du processus.

IV.2-2-b Evolution des saturations aux étapes-clés

Nous avons effectué des simulations de séchage pour des réseaux cubiques, pour chaque taille entre 15 et 37, et pour la taille 51. Nous n'avons pas porté les saturations en fluide envahissant S_{nm} sur un graphique, car ceci n'aurait pas beaucoup de sens étant donné la faible différence de taille entre les réseaux simulés (moins d'une demi-décade), et le fait que nous n'avons considéré pour chaque taille qu'une seule réalisation. Nous avons toutefois reporté les saturations en fluide mouillant à la percée et au point de déconnexion de l'amas principal dans le tableau IV-1. Nous avons également porté les rapports de ces mêmes saturations dans le cas du drainage et du séchage.

Taille du réseau	S_{BT}	S_{DA}	$S_{BT-Drain}/S_{BT-Séchage}$	$S_{DA-Drain}/S_{DA-Séchage}$
15	0,797	0,427	1,055	1,25
17	0,836	0,464	1,111	1,20
19	0,838	0,419	1,018	1,26
20	0,751	0,471	1,063	1,19
21	0,832	0,414	1,059	1,25
22	0,861	0,380	1,058	1,33
23	0,896	0,468	1,052	1,14
24	0,841	0,427	1,044	1,26
25	0,825	0,426	1,057	1,22
26	0,818	0,451	1,051	1,16
27	0,913	0,462	1,013	1,13
28	0,940	0,444	1,039	1,19
29	0,877	0,436	1,053	1,19
30	0,823	0,457	1,015	1,13
31	0,919	0,429	1,003	1,19
32	0,860	0,454	1,035	1,13
33	0,945	0,431	1,037	1,19
34	0,878	0,457	1,022	1,14
35	0,904	0,454	1,005	1,16
36	0,889	0,448	1,026	1,15
37	0,910	0,441	1,034	1,17
51	0,902	0,469	1,033	1,08

Tableau IV-1 Valeurs des saturations en fluide mouillant à la percée et à la déconnexion de l'amas principal en séchage; comparaison de ces valeurs avec celles du drainage pour différentes tailles de réseau

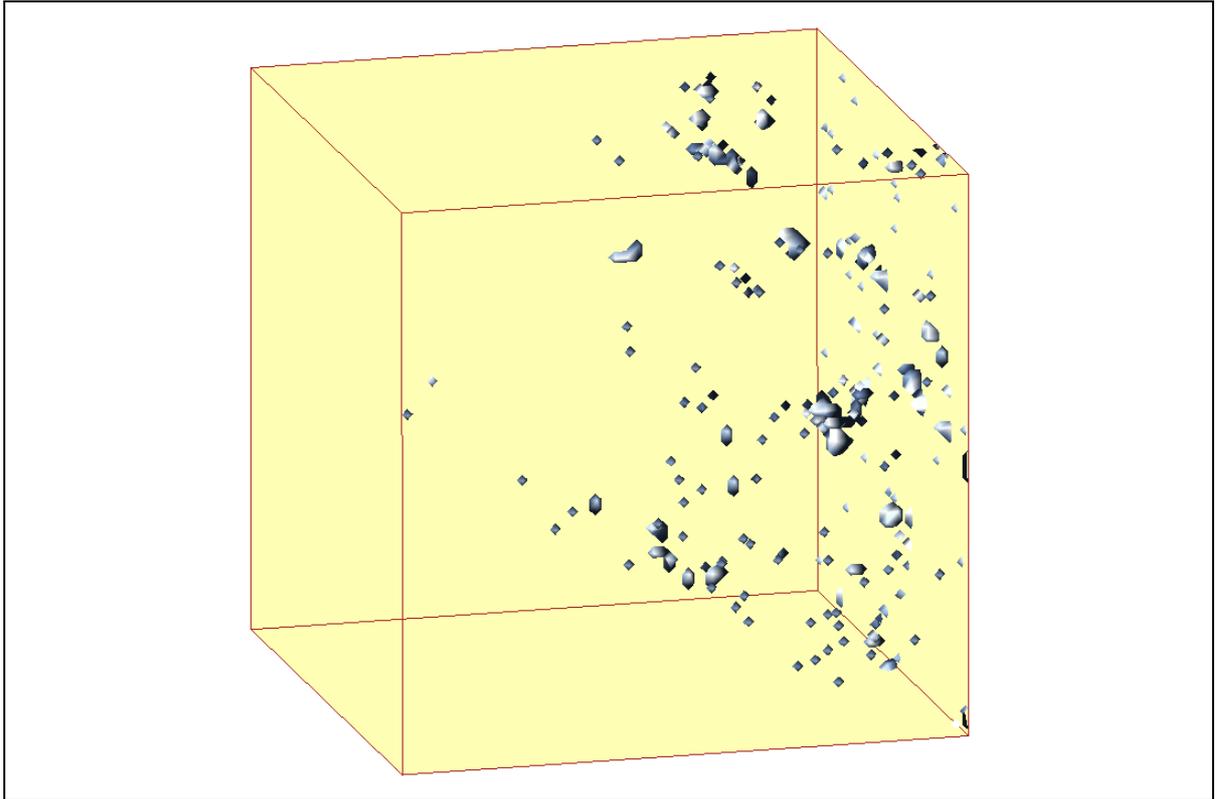


Figure IV-23 Interfaces des amas et morceaux d'amas présents en drainage et disparus en séchage à la percée, cas sans gravité.

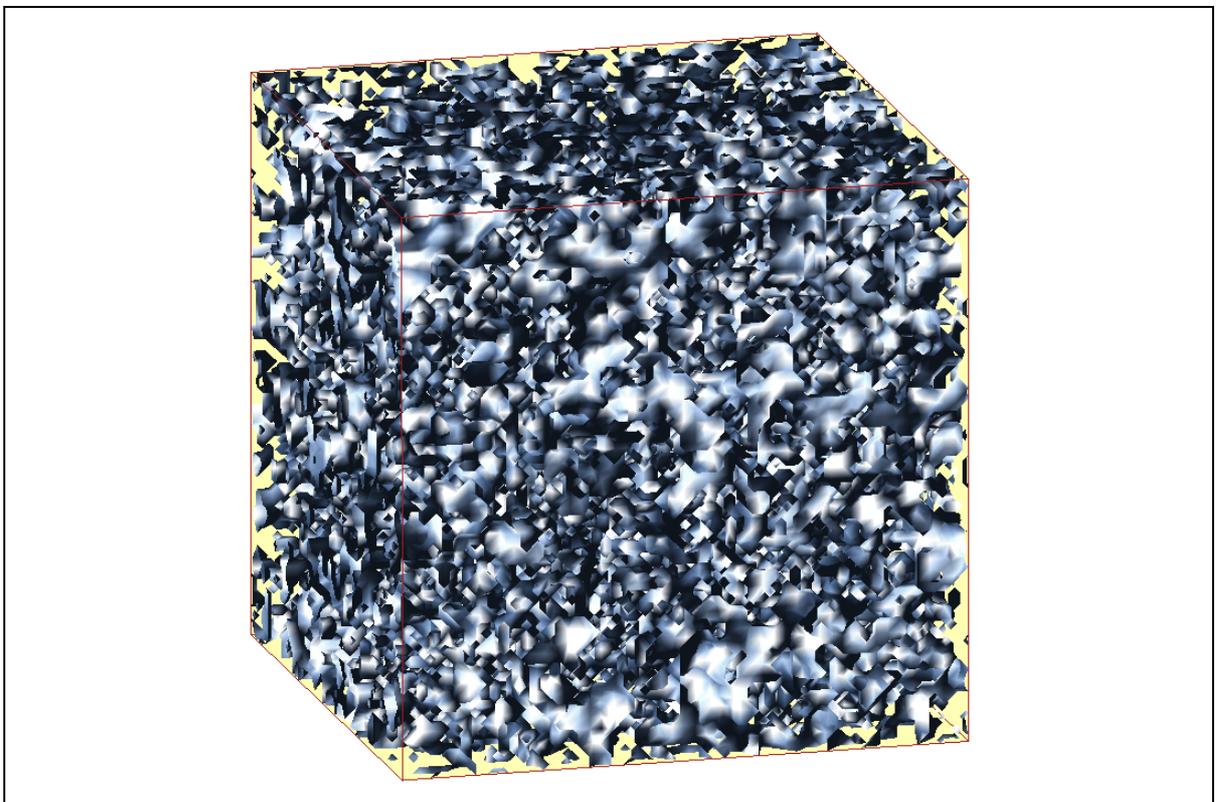


Figure IV-24 Interfaces des amas et morceaux d'amas présents en drainage et disparus en séchage à la déconnexion de l'amas principal, cas sans gravité

S'il est clair que l'on ne peut tirer aucun renseignement statistique sur le comportement de S_{BT} et S_{DA} à partir des valeurs portées sur le tableau IV-1, on peut toutefois noter les points suivants :

- S_{BT} paraît croître avec la taille du réseau. On sait, équation (I-14), que la saturation en fluide mouillant à la percée varie comme $S_{BT} \propto 1 - L^{-0,5}$. En conséquence, on s'attend donc à une augmentation de S_{BT} avec la taille du réseau,

- concernant S_{DA} , on peut noter que si on confond en drainage le point DA et le point terminal, on s'attend à un comportement du type, WILKINSON, 1986,

$$S_{DA}^{\infty} - S_{DA} \propto L^{-1,6} \quad (IV-2)$$

où S_{DA}^{∞} est la saturation en fluide mouillant au point terminal pour un réseau infini. On s'attend donc à ce qu'en drainage, S_{DA} augmente avec L .

De façon à notre avis plus significative, on peut noter que le rapport $S_{BT-Drainage}/S_{BT-Séchage}$ reste proche de 1. Ceci indique qu'il y a très peu de piégeage avant la percée, et que donc la structure des distributions des phases en séchage et en drainage quasi-statique sont quasi-identiques à la percée (du moins en 3D).

Le rapport $S_{DA-Drainage}/S_{DA-Séchage}$ est quant à lui significativement plus grand que 1, indiquant qu'un certain nombre d'amas formés ont été érodés en séchage.

Ceci est confirmé par la figure IV-23 qui montre les amas ou morceaux d'amas présents au point DA en drainage et disparus en séchage, et qui illustre le fait que le séchage s'accompagne d'une érosion progressive des amas "piégés" du drainage. La figure indique également que cette érosion intéresse l'ensemble de l'échantillon et non pas uniquement la zone proche de la face d'entrée jusqu'à DA.

IV.2-2-c Profils de saturations

Les profils de saturations sont montrés sur la figure IV-25 dans le cas du drainage et sur la figure IV-26 dans le cas du séchage.

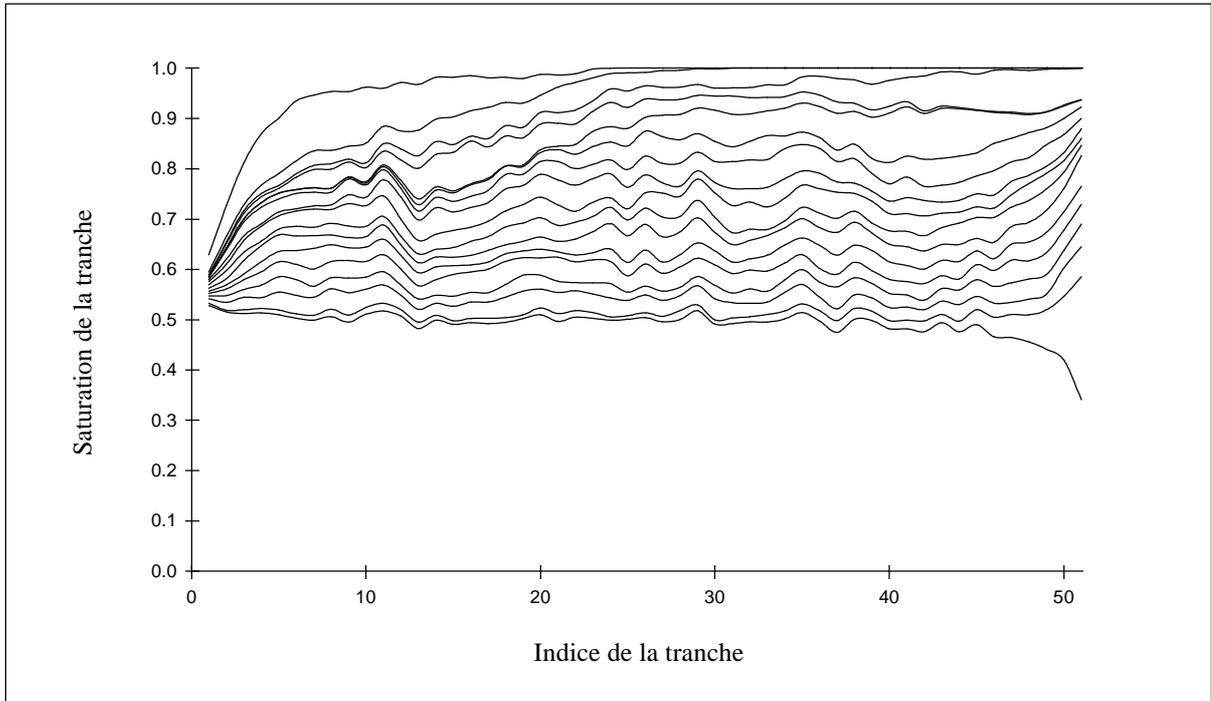


Figure IV-25 Courbes de saturation par tranche dans le cas du drainage sans gravité.

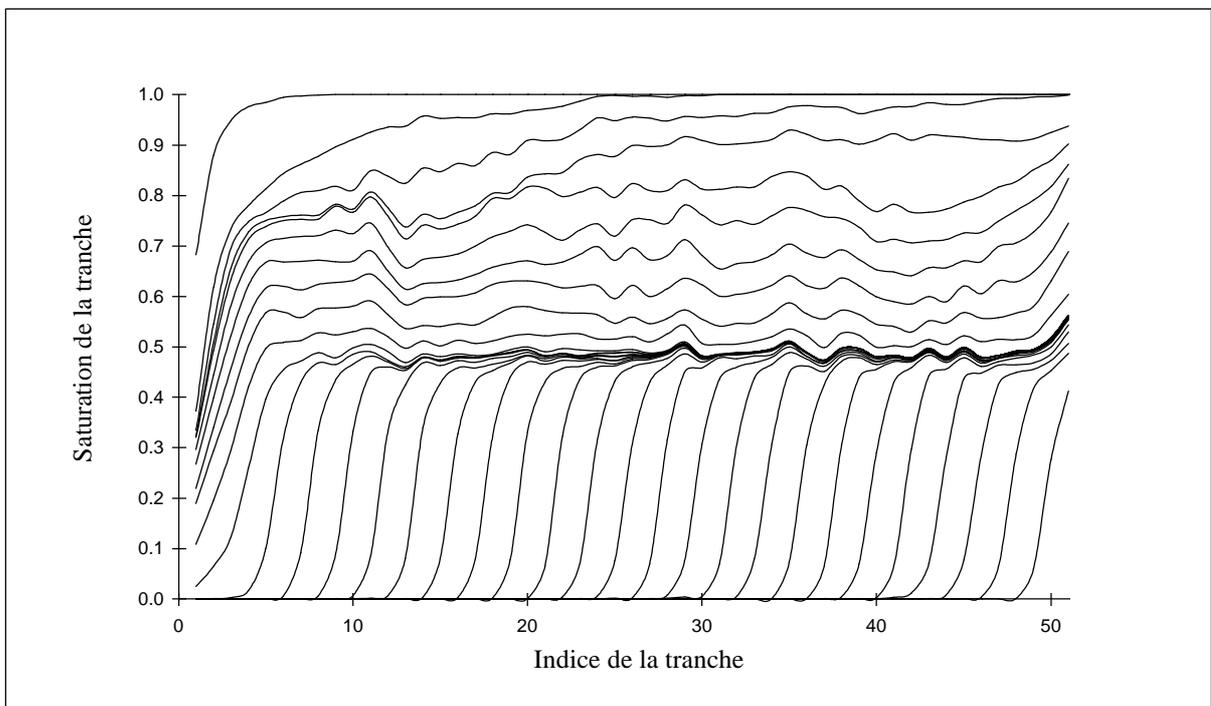


Figure IV-26 Courbes de saturation par tranche dans le cas du séchage sans gravité.

L'étude de la structure des profils dans le cas du drainage, en termes de corrélations spatiales du profil de saturation, a été effectuée par DU et al., 1996. Ils ont montré que près de la percée (BT) la structure des corrélations approchait un mouvement Brownien fractionnaire, tandis que près du point terminal cette structure était décrite par un bruit blanc. Nos profils sont qualitativement en accord avec ceux présentés dans leur article.

Dans le cas du drainage, on voit que le profil finit par s'uniformiser autour de la valeur de la saturation au point terminal, soit ici 0,50.

Dans le cas du séchage, on peut à nouveau distinguer trois grandes étapes :

- une étape initiale d'installation d'un profil quasi-uniforme à l'intérieur du système, sauf aux extrémités;
- une étape où la saturation diminue de façon uniforme à l'intérieur du système, à l'exception des bords;

Les profils sont, pour ces deux étapes, très voisins des deux obtenus en drainage, sauf sur la face d'entrée.

- enfin une troisième étape marquée par l'installation progressive de la zone sèche.

On peut également remarquer que la valeur de saturation à laquelle se stabilise le profil quasi-uniforme, au début de la phase de développement de la zone sèche, est légèrement inférieure à la valeur de la saturation associée au point terminal en drainage.

On note également une décroissance très rapide de la saturation sur la face d'entrée où, là encore, trois étapes peuvent être distinguées sur la base de l'écartement des lignes (rappelons que ces courbes sont tracées toutes les n liaisons vidangées).

IV.2-2-d Profils de concentrations instantanés

Les profils de concentrations instantanés sont montrés sur la figure IV-27 dans le cas du séchage et sur la figure IV-28 dans le cas du drainage.

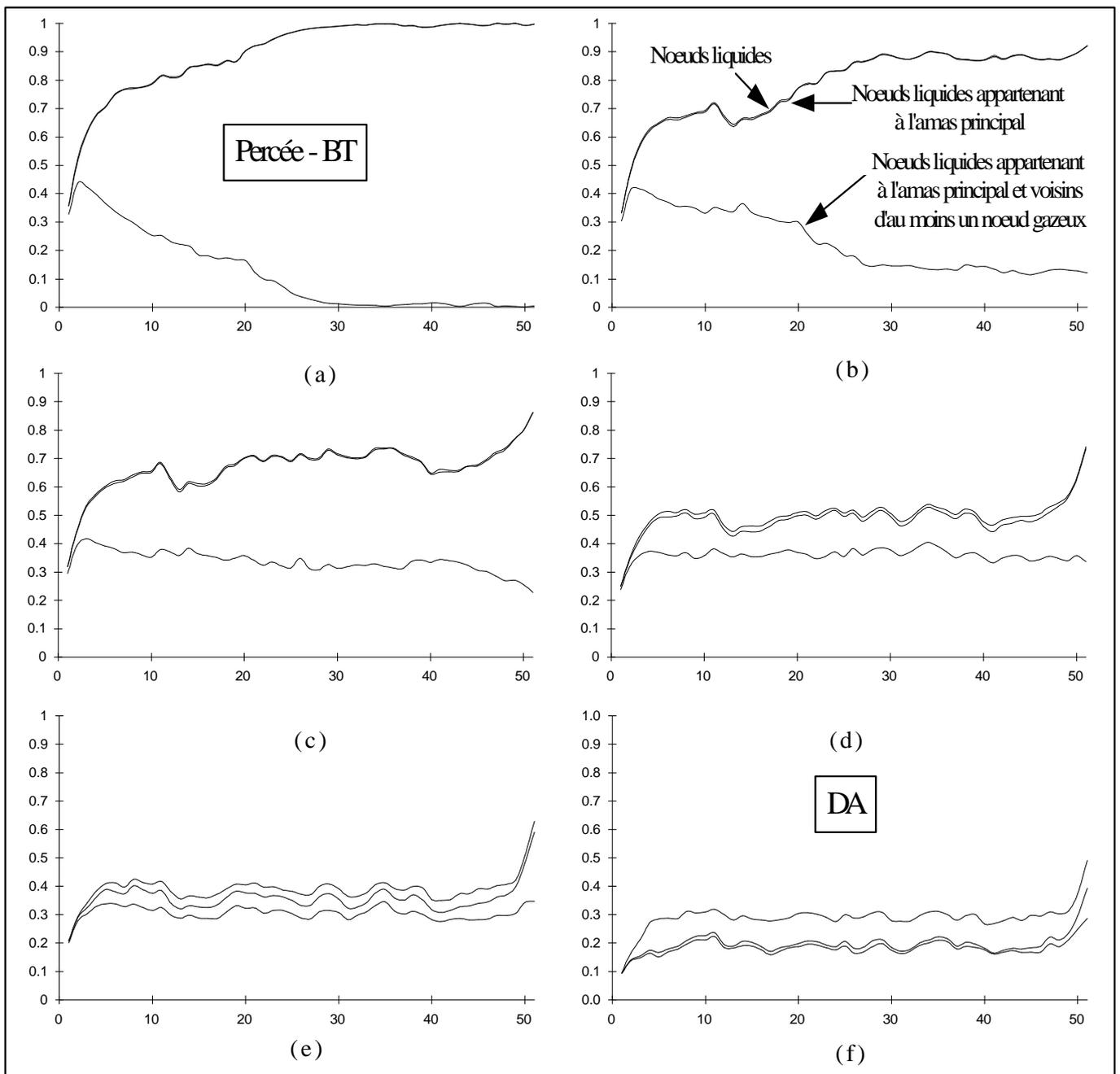


Figure IV-27 Profils de concentrations instantanés des noeuds liquides dans le cas du séchage sans gravité

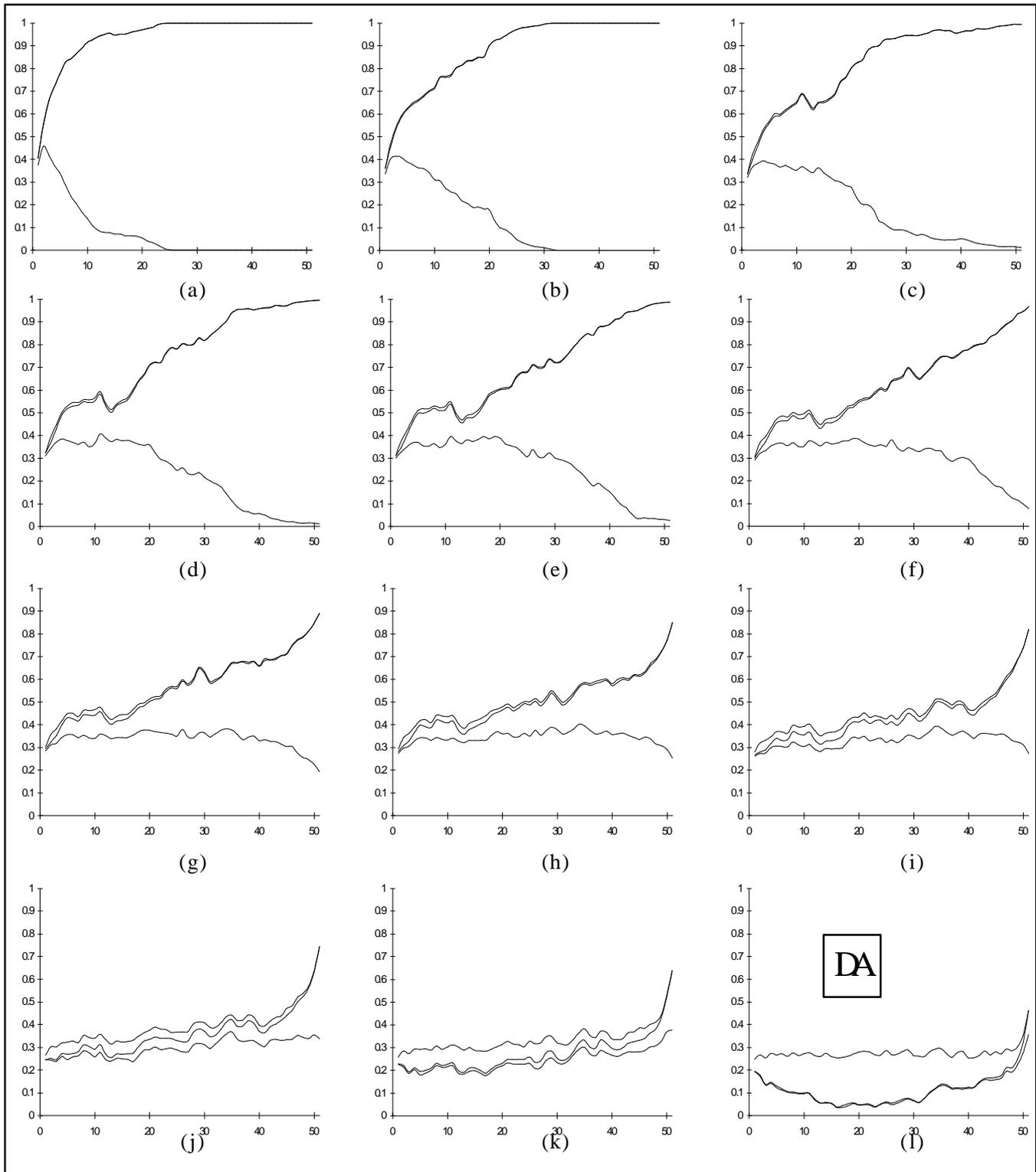


Figure IV-28 Profils de concentrations instantanés des noeuds liquides dans le cas du drainage sans gravité. La percée a eu lieu entre (b) et (c).

Rappelons que la courbe supérieure représente la proportion de noeuds dont l'état est liquide, la courbe intermédiaire la proportion de noeuds liquides qui appartiennent à l'amas principal, et la courbe inférieure la proportion de noeuds liquides de l'amas principal mitoyens d'au moins un noeud gazeux. L'aire comprise entre la courbe supérieure et la courbe intermédiaire indique donc la portion de noeuds liquides appartenant à des amas piégés. On obtient donc ainsi une information sur le poids relatif des amas piégés et de l'amas principal.

On constate que le comportement général présente de nombreuses similarités entre drainage et séchage, sauf dans les tranches de la face d'entrée et au voisinage du point terminal (courbes (l) de la figure IV-28 et (f) de la figure IV-27).

La percée correspond à la courbe (a) sur la figure IV-27 (séchage) et s'est produite entre les courbes (b) et (c) de la figure IV-28 (drainage).

On voit donc tout d'abord que l'apparition des amas piégés ne devient détectable qu'après la percée (avant la percée on ne voit que deux courbes, les courbes "supérieure" et "intermédiaire" étant quasi-confondues). Avec l'apparition progressive des amas piégés, on note que de plus en plus de noeuds de l'amas principal sont voisins d'au moins un noeud gazeux. Lorsqu'on arrive un peu avant le point DA, figure IV-28-l pour le drainage, figure IV-27-f pour le séchage, on constate que l'amas principal est essentiellement constitué de noeuds interfaciaux, i.e. voisins de noeuds gazeux, les courbes intermédiaire et inférieure étant pratiquement confondues (drainage) ou très proches (séchage).

IV.2-2-e Histogramme de tailles d'amas (comparaison séchage-drainage)

L'évolution du nombre d'amas, et les histogrammes des tailles d'amas à la percée et au point terminal, sont montrés respectivement sur les figures IV-29, IV-30 et IV-31 pour le cas du drainage.

Ces figures illustrent bien que, jusqu'à la percée, seul un petit nombre d'amas sont formés (196 amas et 3 singletons). Ces amas sont, de plus, de petite taille. Au point terminal on trouve 25 fois plus d'amas (5027 amas et 2182 singletons) et dont les tailles sont bien plus importantes, figure IV-31 (c).

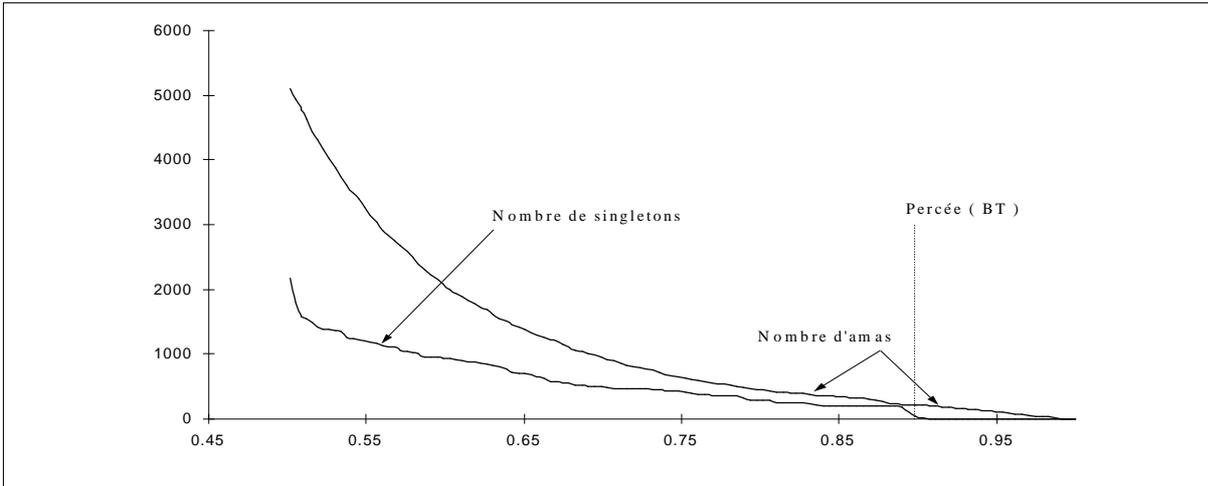


Figure IV-29 Courbe des nombres d'amas dans le cas du drainage sans gravité

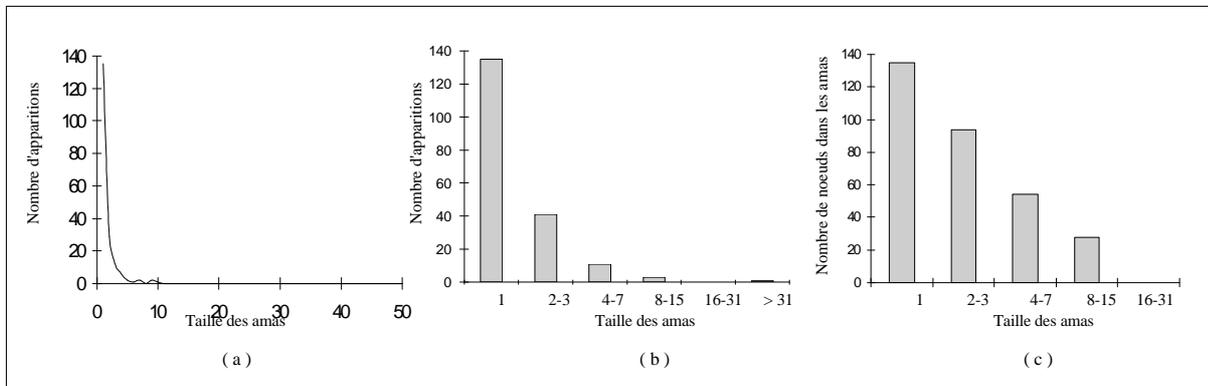


Figure IV-30 Graphique des tailles d'amas à la percée dans le cas du drainage sans gravité

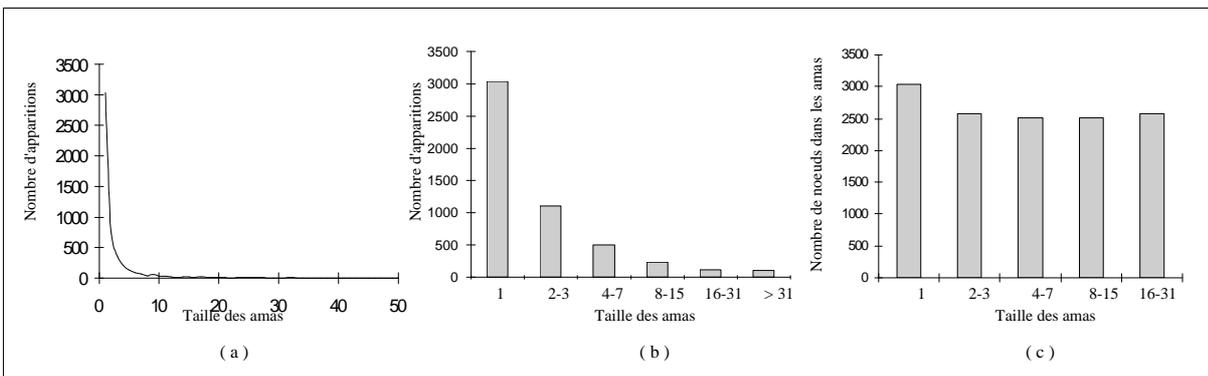


Figure IV-31 Graphique des tailles d'amas au point terminal dans le cas du drainage sans gravité

Ces histogrammes peuvent être comparés à ceux du séchage à la percée, figure IV-32, et à la déconnexion de l'amas principal, figure IV-33.

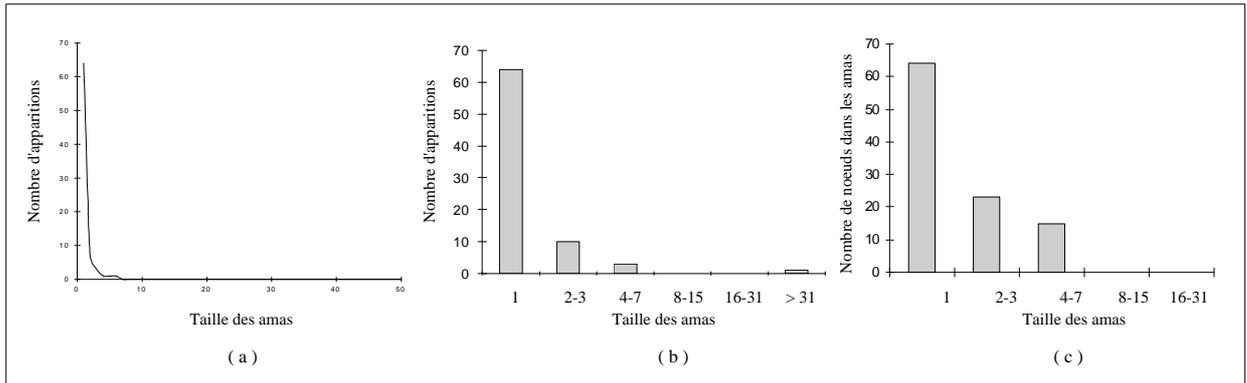


Figure IV-32 Graphique des tailles d'amas à la percée dans le cas du séchage sans gravité

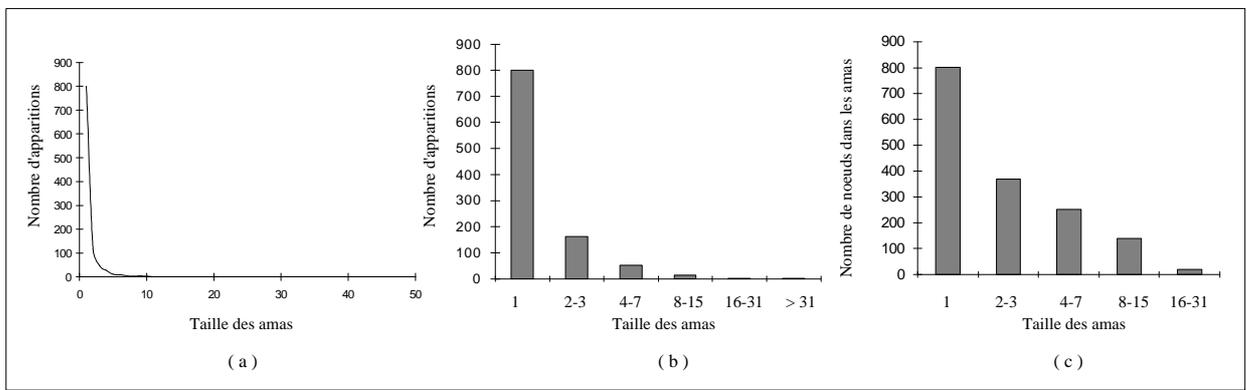


Figure IV-33 Graphique des tailles d'amas à la percée dans le cas du séchage sans gravité

On peut constater, en comparant les figures IV-30 et IV-32, qu'un certain nombre d'amas présents en drainage a été éliminé par évaporation dans le cas du séchage lorsque la percée est atteinte.

Au point terminal en drainage, étape qui correspond à peu près au seuil de percolation pour la phase mouillante, on sait d'après la théorie de la percolation que la relation entre le nombre d'amas $n(s)$ contenant s sites et la taille s des amas s'écrit :

$$n(s) \propto s^{-\tau} \quad (IV-3)$$

où $\tau = 2,07$.

Cette relation a été vérifiée dans le cas de la percolation d'invasion par WILKINSON (1984) et BLUNT et al. (1992). Elle indique que le nombre d'amas d'une taille donnée au point terminal est d'autant plus petit que la taille est grande. On retrouve ceci, qualitativement, sur la figure IV-31. Nous n'avons pas cependant essayé de vérifier la relation (IV-3) (il

faudrait considérer de nombreuses réalisations pour obtenir un comportement statistique satisfaisant).

L'élément supplémentaire en séchage est lié à l'érosion et à la disparition de certains des amas formés.

Ceci est parfaitement visible en comparant les figures IV-31 et IV-33, où l'on constate que les amas sont beaucoup moins nombreux en séchage au voisinage de DA.

Il est très intéressant de comparer au point de déconnexion de l'amas principal les histogrammes des nombres de noeuds (sites) en drainage et en séchage, figure IV-36. Nous constatons qu'en séchage un noeud liquide a beaucoup plus de chance d'appartenir à un amas de petite taille qu'en drainage, où la probabilité qu'un noeud appartienne à un amas des différentes classes considérées est à peu près uniforme.

Rappelons qu'en drainage le nombre de noeuds appartenant à des sites de taille s est, d'après (IV-1) :

$$\text{Nombre de noeuds} \propto s^{-t+1}$$

soit avec $\tau = 2,07$:

$$\text{Nombre de noeuds} \propto s^{-1,07}$$

Si bien que le nombre de noeuds appartenant aux différentes classes considérées se comporte comme :

	Nombre de noeuds X
Classe 1	1
Classe 2-3	0,71
Classe 4-7	0,67
Classe 8-15	0,614
Classe 16-31	0,5709

Tableau IV-2

Ces chiffres sont cohérents avec l'histogramme de la figure IV-32 (c), si l'on tient compte du fait qu'une seule réalisation est considérée pour nos calculs.

Tout indique donc qu'en séchage, à la déconnexion de l'amas principal, la loi (IV-3) n'est pas vérifiée mais qu'il y a un effet d'érosion privilégié des amas de grandes tailles.

IV.2-2-f Dynamique des amas en séchage

Nous venons de voir que par rapport au drainage, le séchage se caractérisait par un processus d'érosion et de disparition des amas formés en drainage. Nous allons essayer dans cette section de préciser l'évolution de la structuration de la phase liquide au cours du séchage à partir de l'évolution des amas présents dans le système. On s'intéresse pour cela principalement à :

- l'évolution du nombre d'amas au cours du séchage;
- l'évolution de l'extension spatiale de ces amas dans la direction perpendiculaire à la face ouverte. L'idée est d'explorer l'évolution des possibilités de connexion à grande distance dans le liquide;
- l'évolution des saturations par tranche.

Evolution du nombre d'amas :

La figure IV-34 montre l'évolution du nombre d'amas et du nombre de singletons au cours du processus. On voit que la phase comprise entre BT et DA est caractérisée par la croissance du nombre d'amas et de singletons dans le système. Ces nombres atteignent un maximum après DA. Les mécanismes d'érosion-disparition l'emportent ensuite sur les mécanismes de formation par fragmentation d'amas plus gros, et on assiste donc à une décroissance du nombre d'amas. On constate également le poids important des singletons dans la saturation de l'échantillon après DA, figure IV-35.

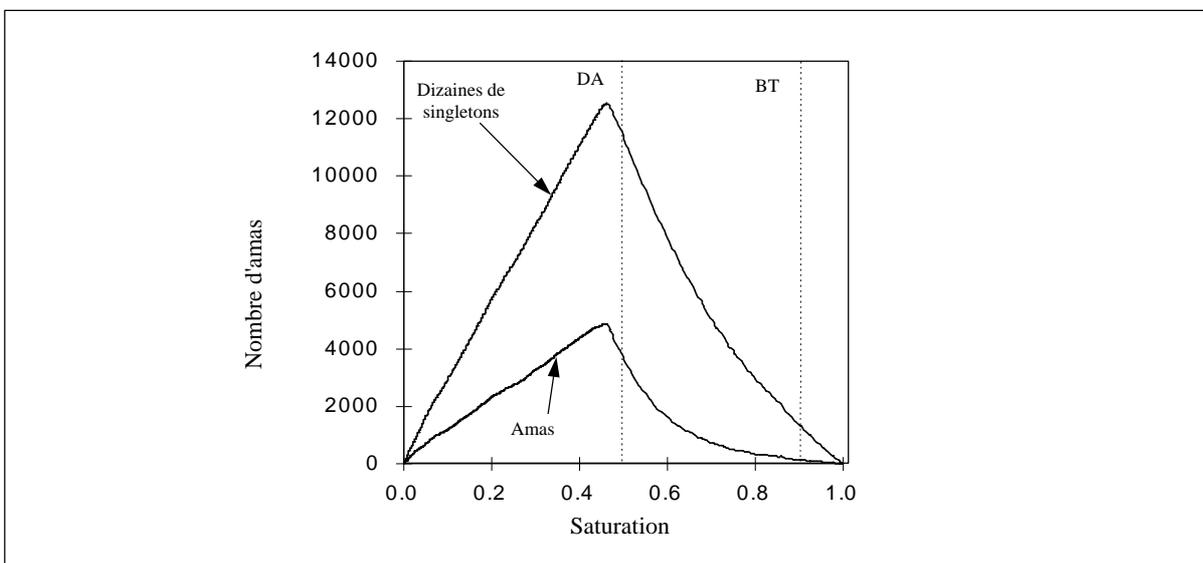


Figure IV-34 Evolution du nombre d'amas et du nombre de singletons au cours du processus de séchage sans gravité.

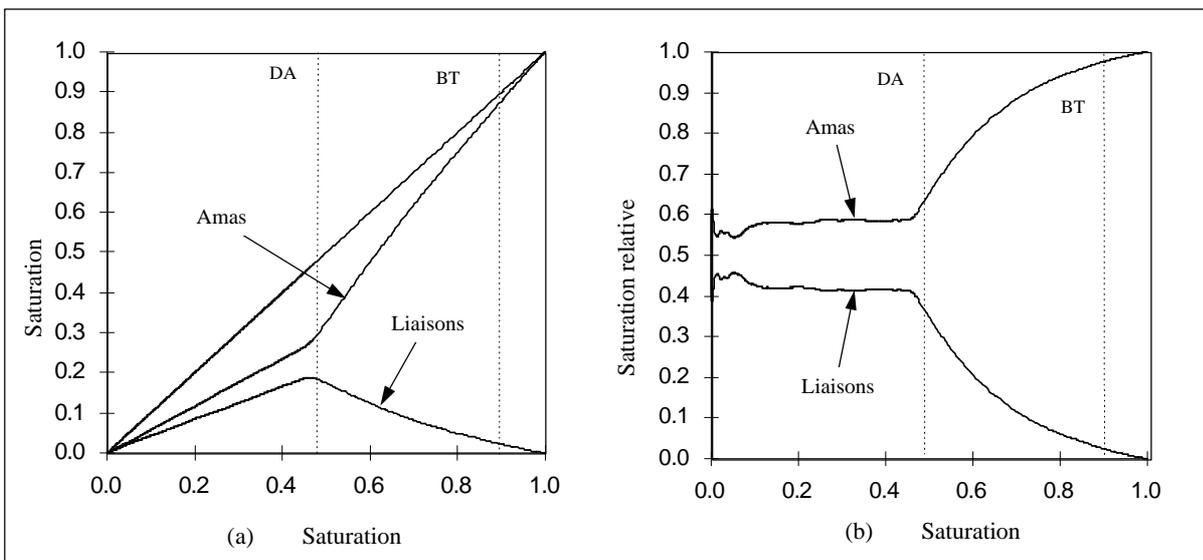


Figure IV-35 Evolution de la saturation (a) et de la saturation relative (b) dans les amas et dans les singletons.

L'évolution des amas de plus petites tailles (l'amas principal n'est pas pris en compte) est également précisée à partir des histogrammes des figures IV-36 et IV-37.

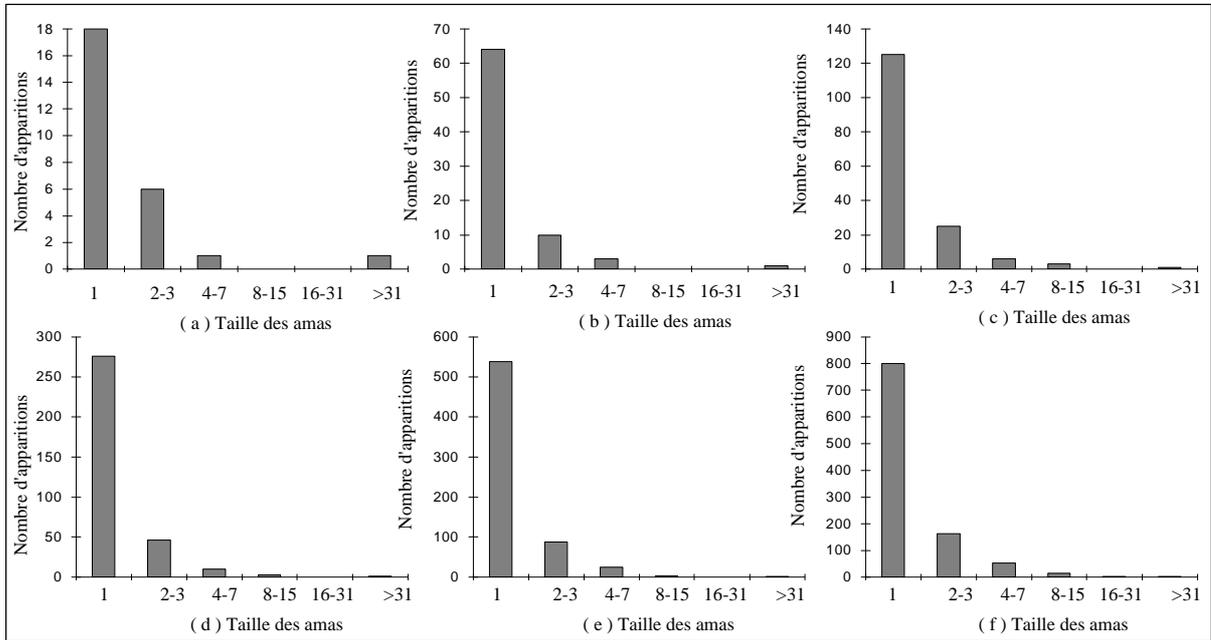


Figure IV-36 Histogrammes des tailles d'amas avant la déconnexion de l'amas principal dans le cas du séchage sans gravité

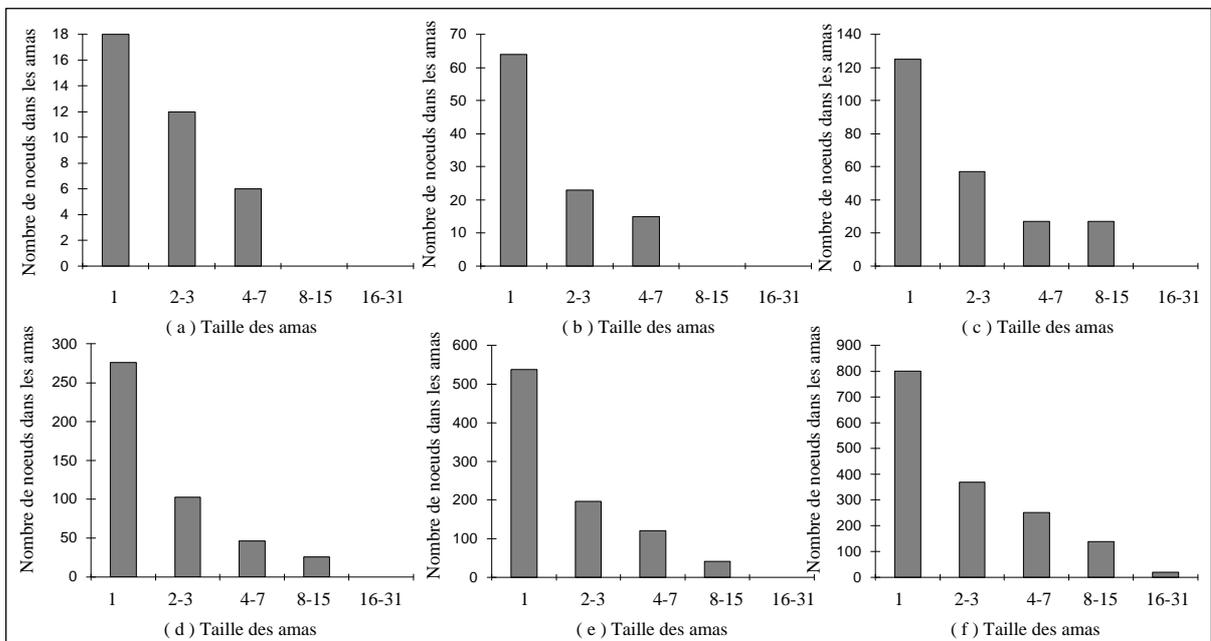


Figure IV-37 Histogrammes des nombres de noeuds dans les amas avant la déconnexion de l'amas principal dans le cas du séchage sans gravité

Ces figures illustrent elles aussi l'augmentation du nombre d'amas entre la percée et DA, et montrent que le nombre d'amas d'une taille S donnée est d'autant plus grand que S est petit (sans toutefois comme indiqué précédemment suivre la loi de distribution prévue par la théorie de la percolation à DA).

Evolution de l'extension spatiale des amas dans la direction perpendiculaire à la face d'entrée :

Sur les figures IV-38, on a porté l'extension spatiale dans la direction perpendiculaire à la face de séchage des 50 plus gros amas présents dans le système (seuls ont été considérés les amas de taille supérieure à deux sites, si bien qu'au début moins de 50 amas sont représentés).

Ces figures mettent en évidence les points suivants :

- presque jusqu'à DA, l'amas principal est au moins d'un ordre de grandeur plus grand (en nombre de noeuds) que l'amas déconnecté le plus grand (dans le cas considéré ici, peu avant DA, l'amas principal se fragmente en trois grands amas, figure IV-38.9);
- les amas déconnectés présents dans le système se trouvent répartis à peu près uniformément le long de z (si z est la direction perpendiculaire à la face de séchage entre la percée et DA). En d'autres termes, les amas se formant résultent principalement de la fragmentation de l'amas principal, et en conséquence n'ont aucune raison de se former, par exemple, de façon privilégiée du côté de la face de séchage;
- lorsque à DA (figure IV-38.10) et après DA l'amas principal n'est plus là pour assurer la connexion à grande distance, il y a de façon privilégiée érosion des amas situés du côté de la face d'entrée, figures IV-38.11 et suivantes.

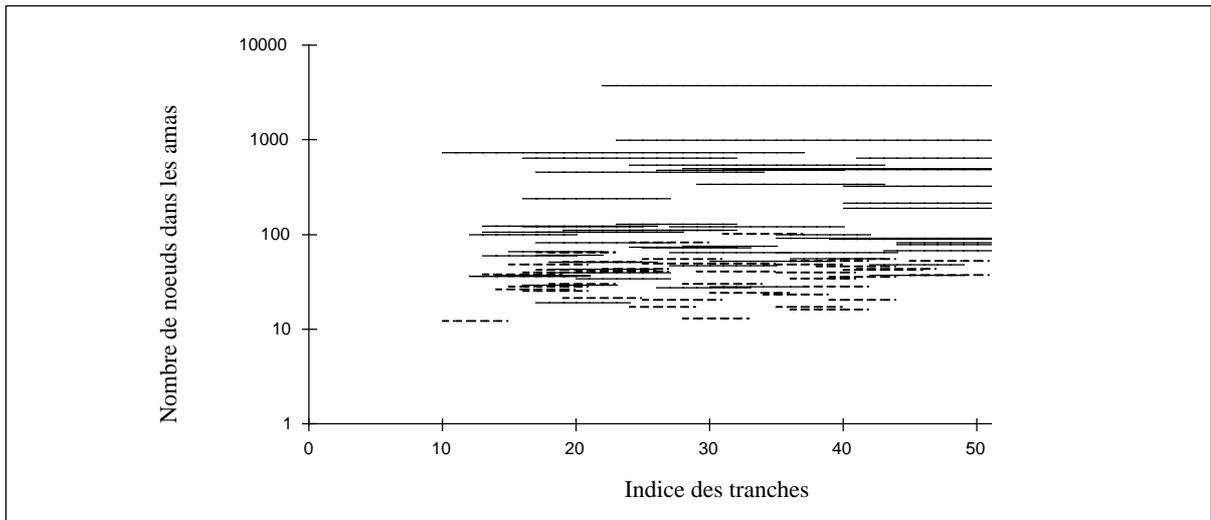


Figure IV-38.1 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

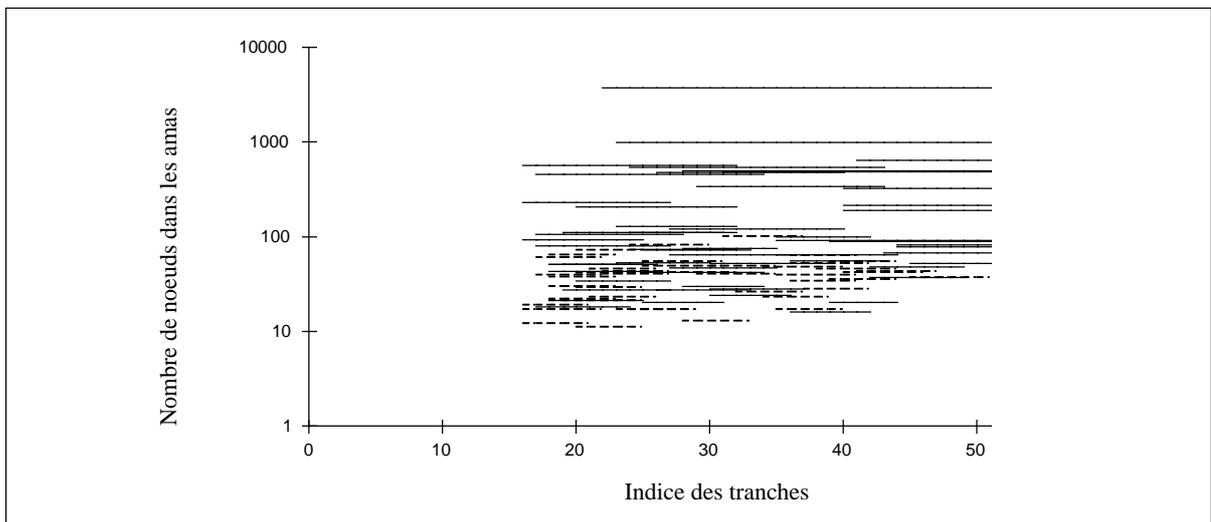


Figure IV-38.2 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

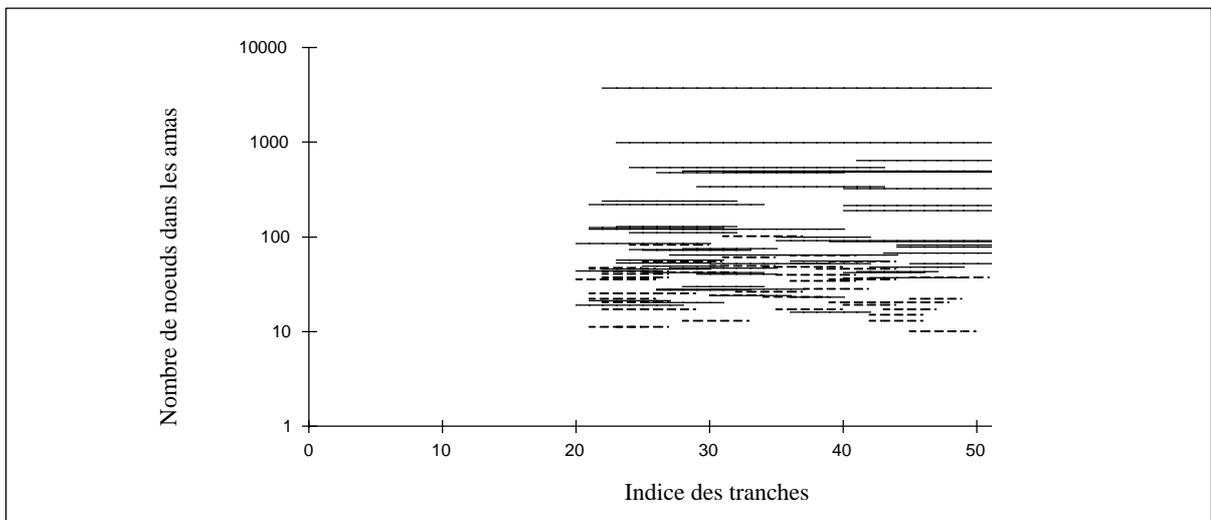


Figure IV-38.3 Extension spatiale des plus gros amas avant DA



Figure IV-38.4 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

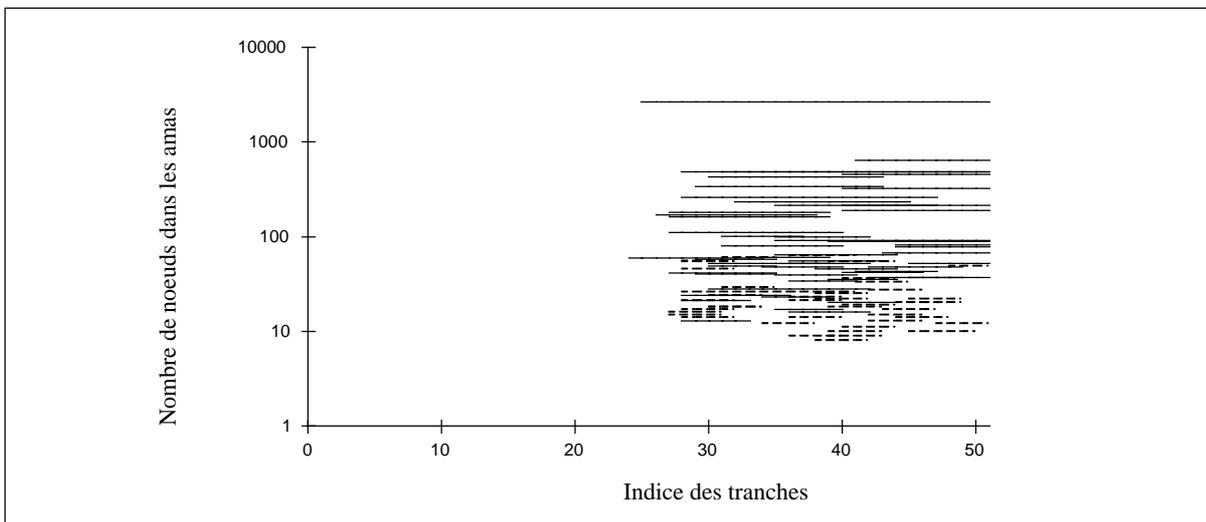


Figure IV-38.5 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

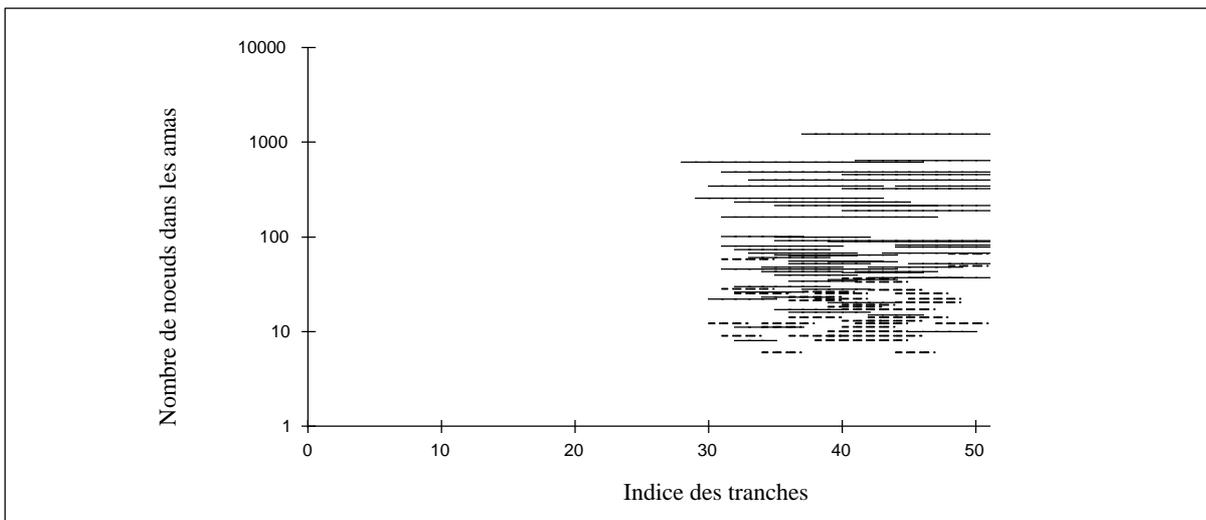


Figure IV-38.6 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

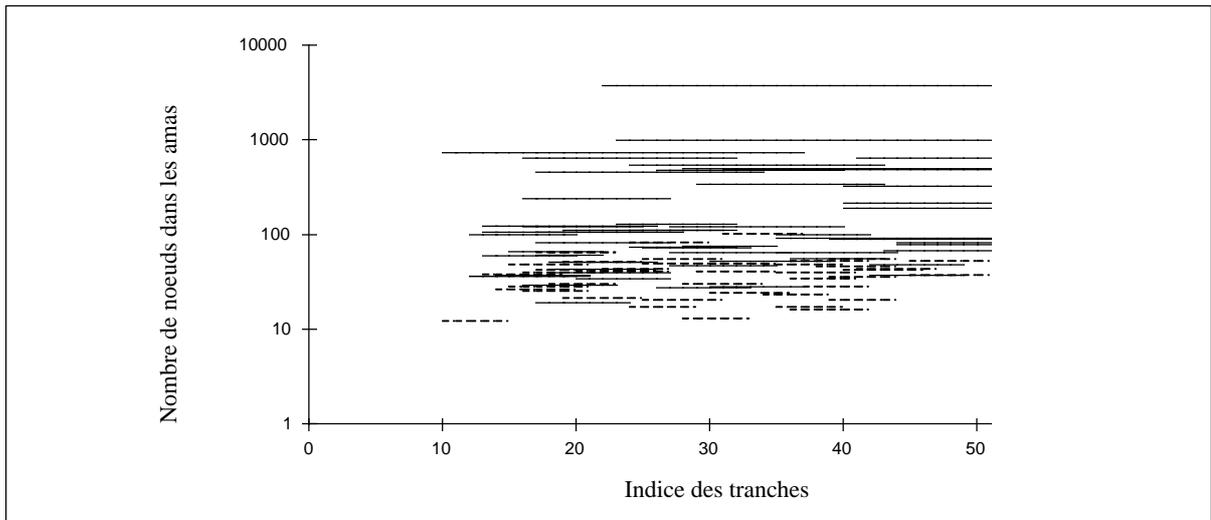


Figure IV-38.7 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

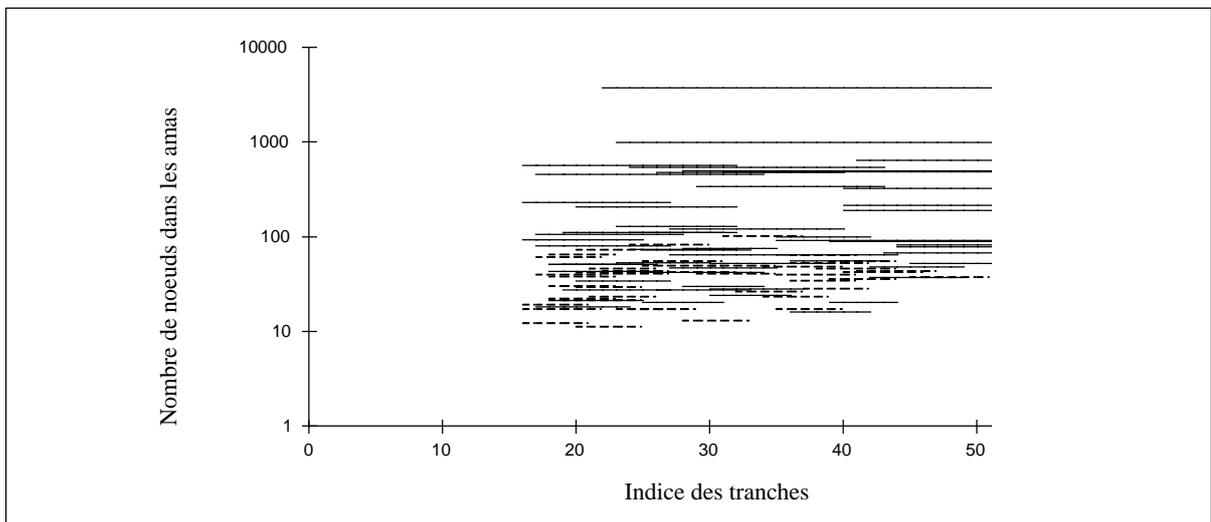


Figure IV-38.8 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

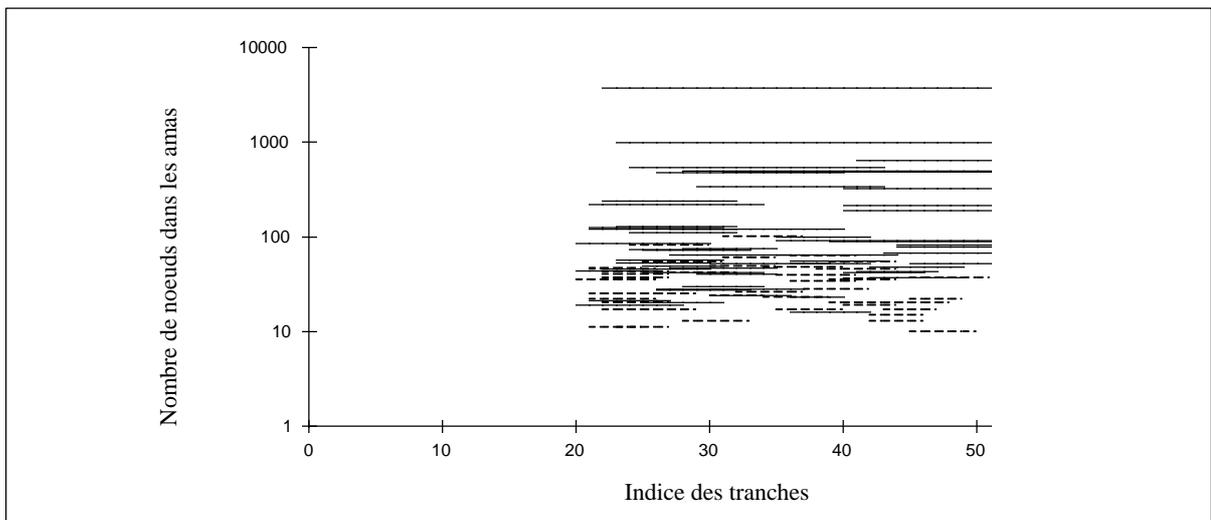


Figure IV-38.9 Extension spatiale des plus gros amas avant DA

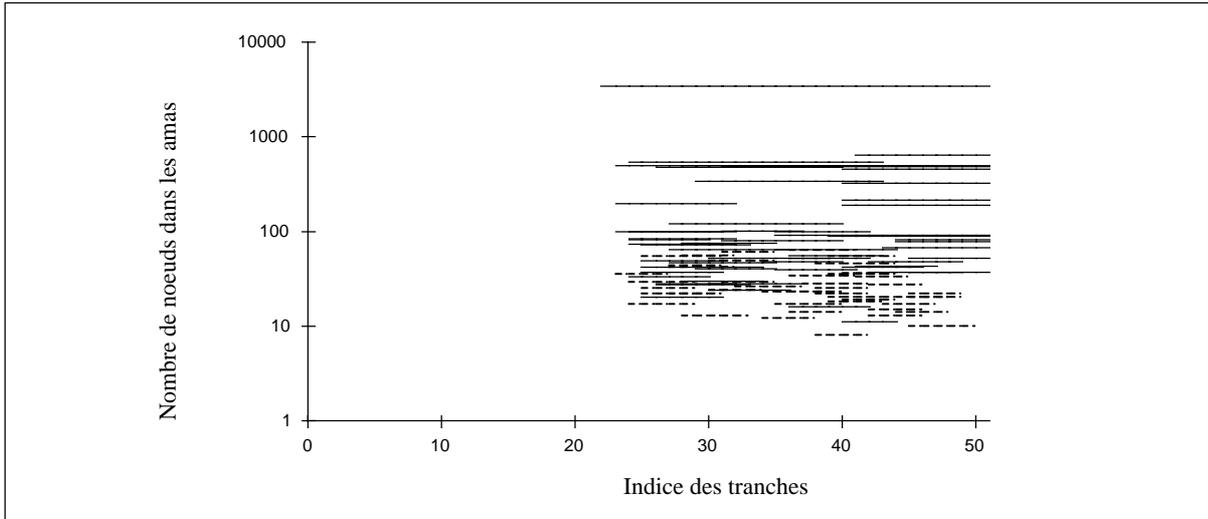


Figure IV-38.10 Extension spatiale des plus gros amas - déconnexion de l'amas principal, DA

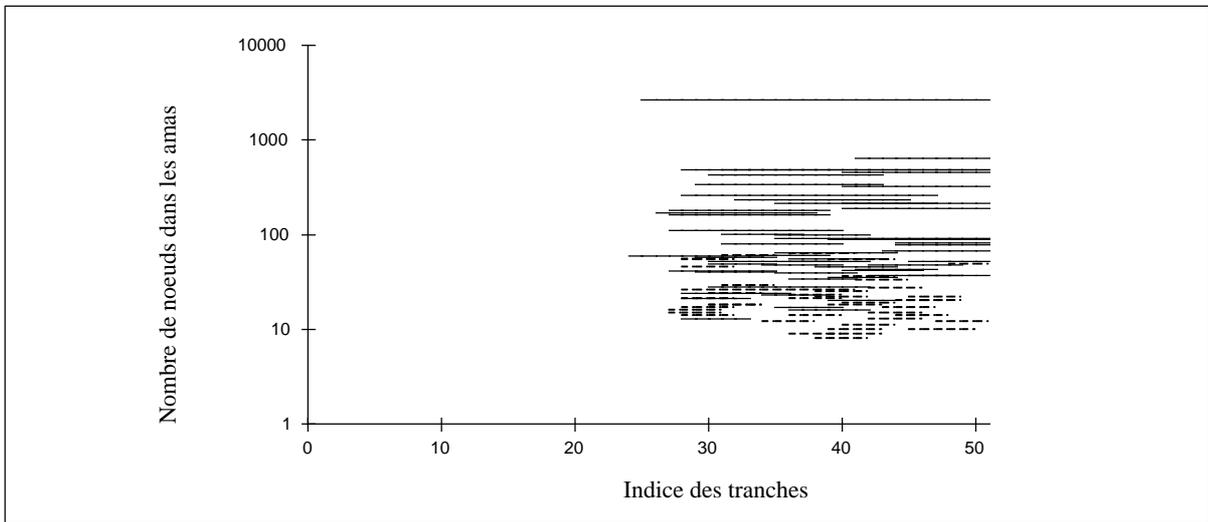


Figure IV-38.11 Extension spatiale des plus gros amas après DA

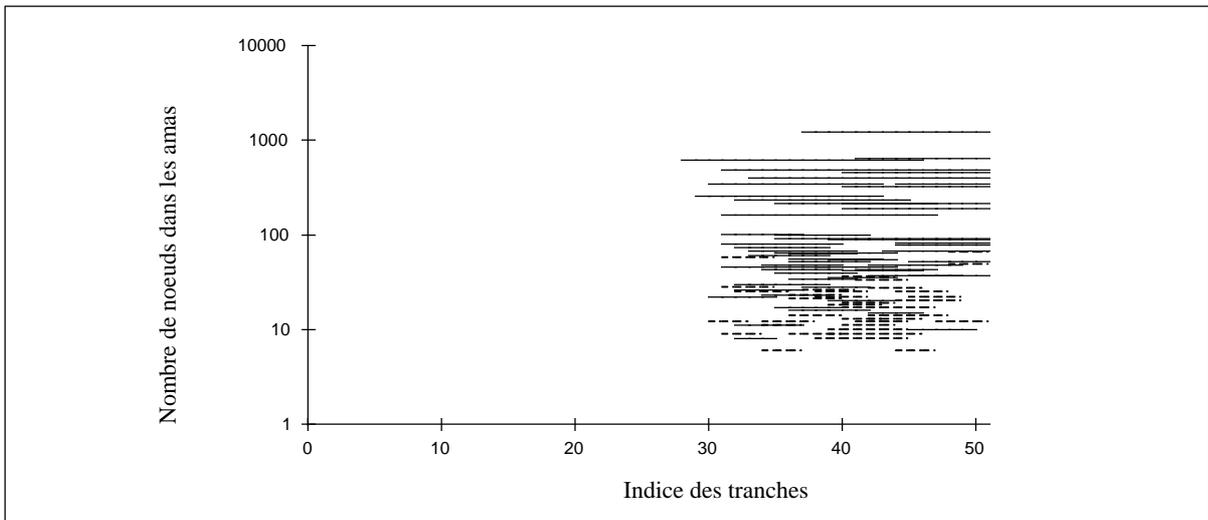


Figure IV-38.12 Extension spatiale des plus gros amas après DA

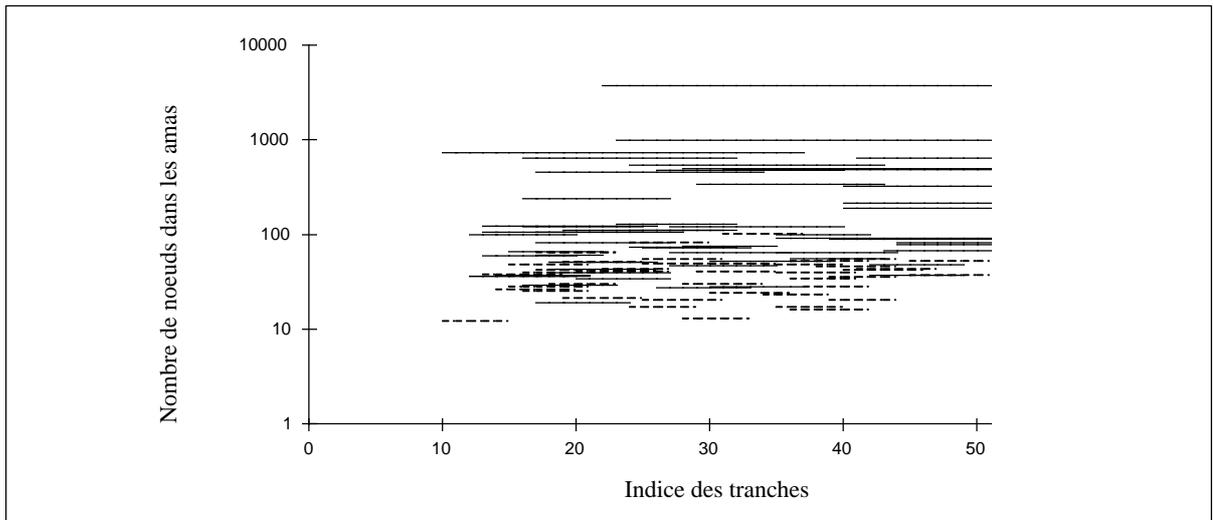


Figure IV-38.13 Extension spatiale des plus gros amas après DA

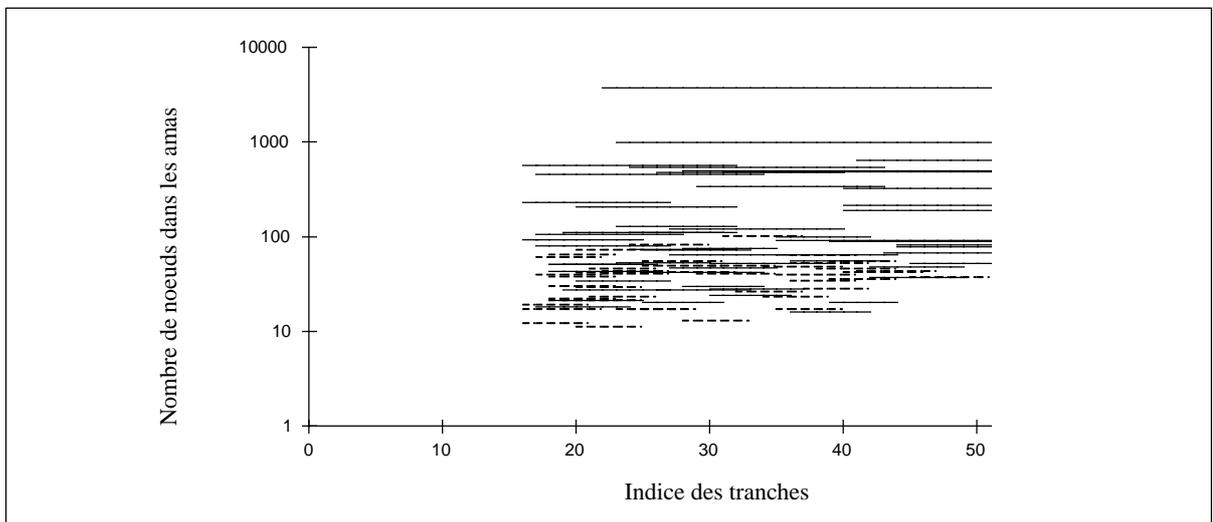


Figure IV-38.14 Extension spatiale des plus gros amas après DA

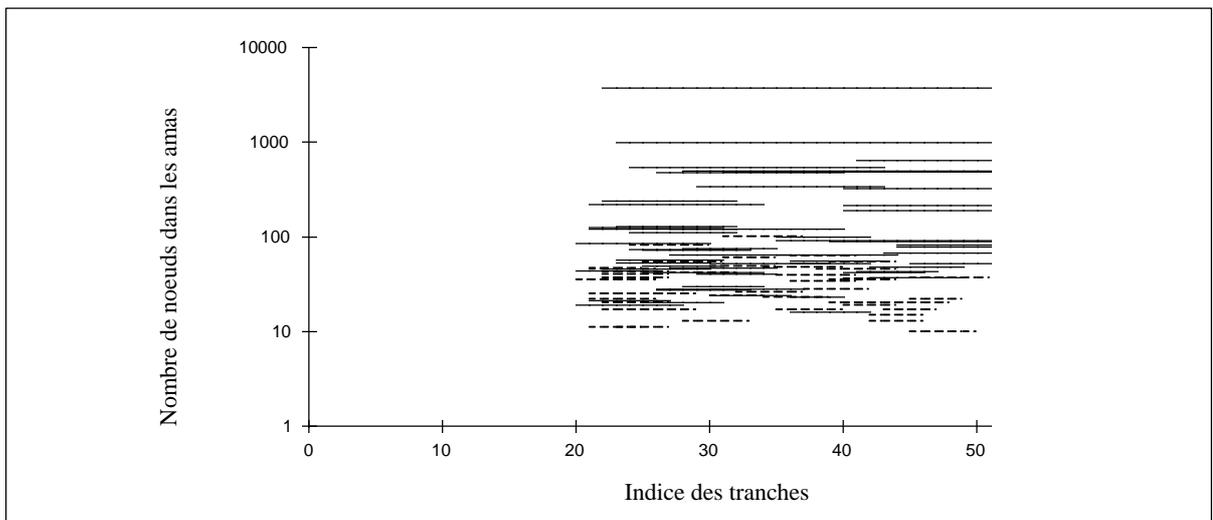


Figure IV-38.15 Extension spatiale des plus gros amas après DA

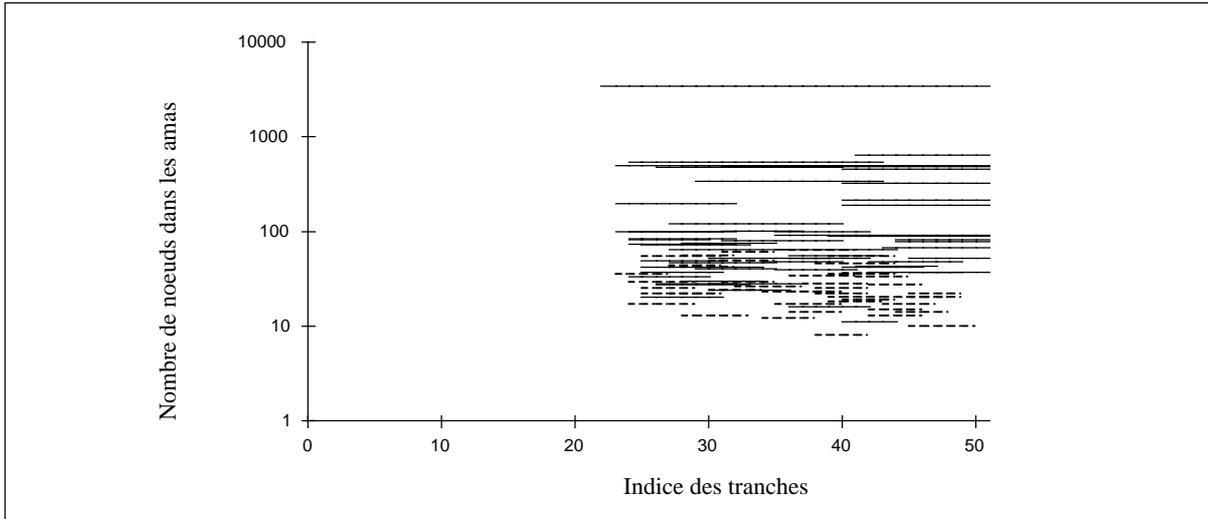


Figure IV-38.16 Extension spatiale des plus gros amas après DA

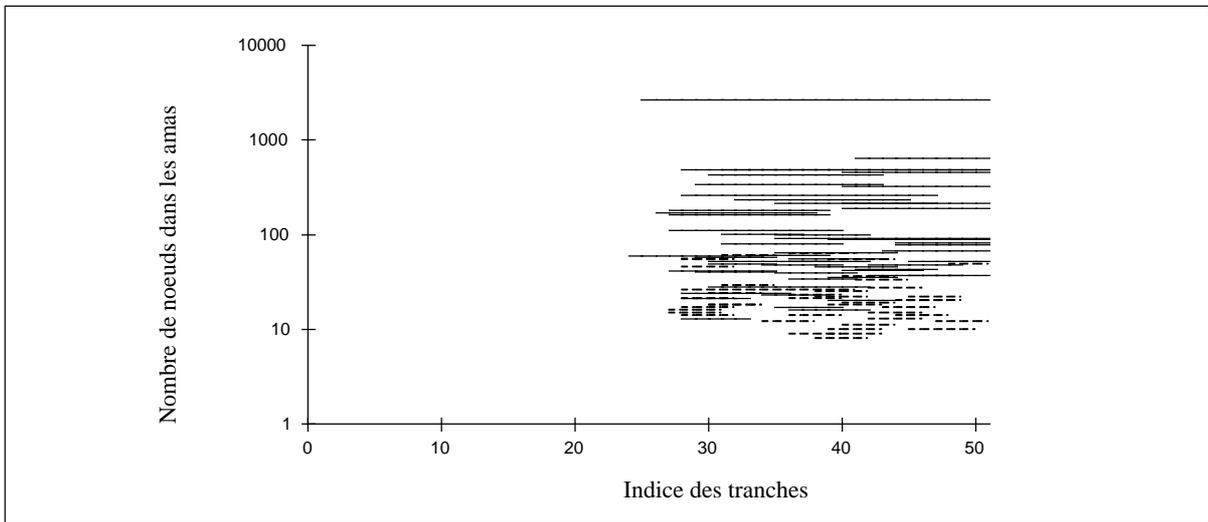


Figure IV-38.17 Extension spatiale des plus gros amas après DA

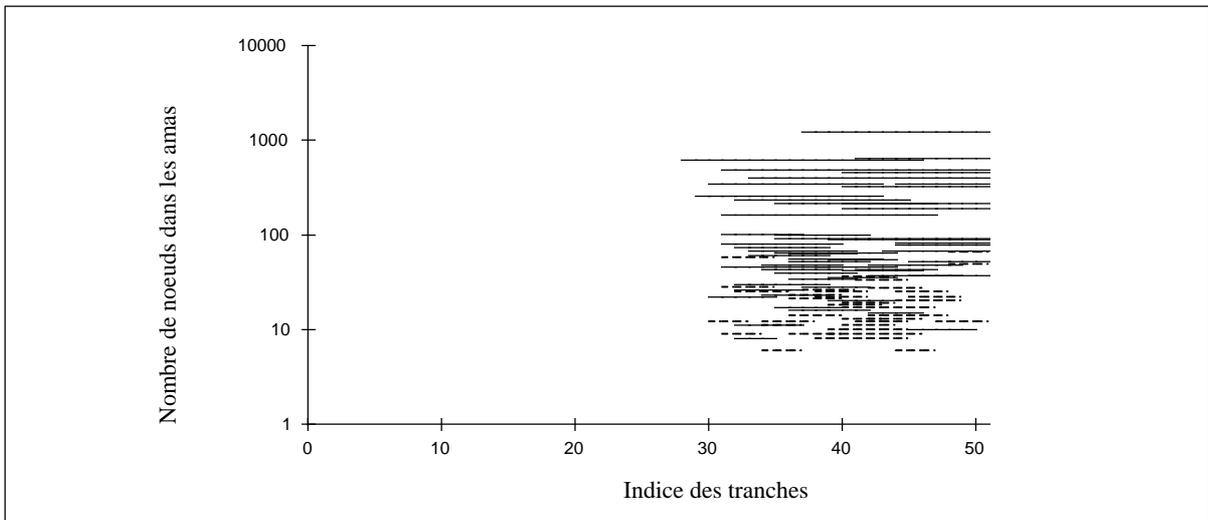


Figure IV-38.18 Extension spatiale des plus gros amas après DA

Evolution des saturations par tranches

La figure IV-39 montre l'évolution des saturations par tranche. Cette évolution corrobore les éléments précédents. On peut tout d'abord remarquer :

- un effet de "couche limite". Avant DA les trois premières branches et les trois dernières branches sont caractérisées par des gradients de saturation suivant Z beaucoup plus marqués que dans le reste de l'échantillon.

On peut également distinguer plusieurs phases :

- avant BT : une phase d'étalement des saturations qui, si on écarte les "couches limites" est maximum aux alentours de BT;
- entre BT et DA : une uniformisation des saturations par tranche (en ne considérant toujours pas les "couches limites") au sein de l'échantillon;
- après DA, la phase liquide se trouve sous forme d'amas déconnectés. La saturation en liquide (hors "couche limite inférieure") est quasi uniforme hors de la zone sèche envahissant progressivement le milieu poreux.

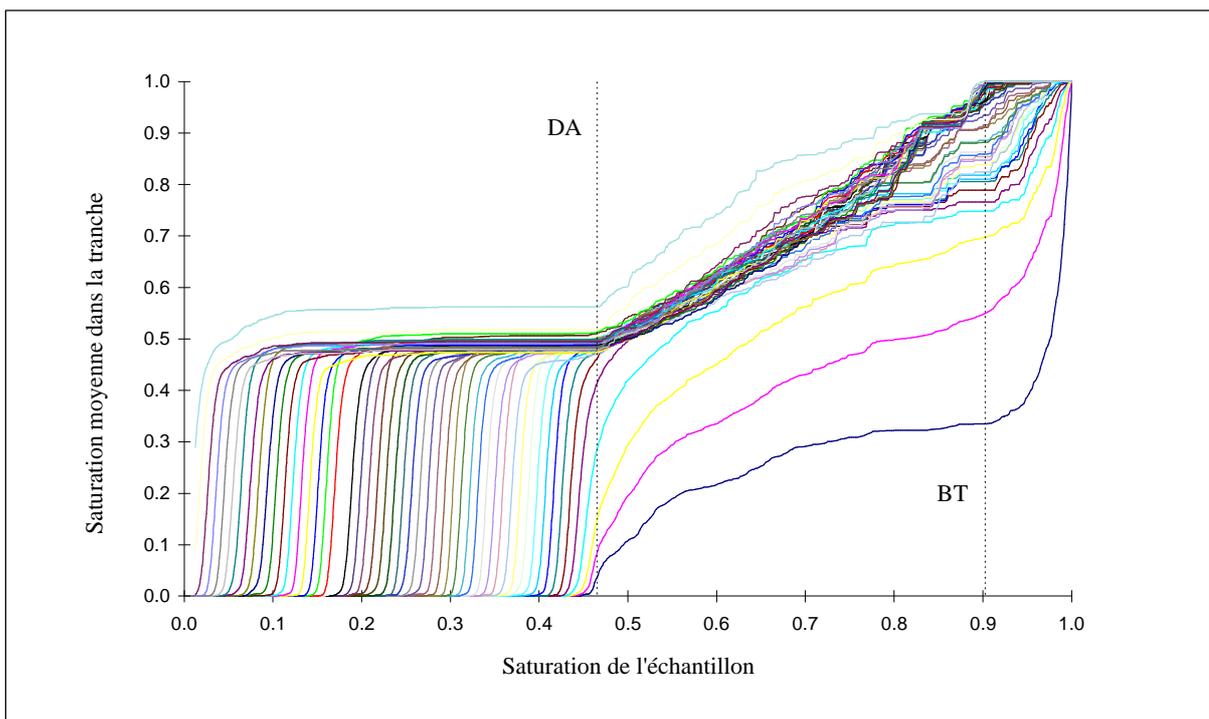


Figure IV-39 Evolution des saturations moyennes par tranche

IV.2-2-g Courbe de séchage

La courbe de séchage, figure IV-40, ne met pas en évidence à proprement parler de période à taux de séchage constant. On distingue ici encore trois grandes périodes. Une phase de mise en régime à décroissance rapide du taux de séchage jusqu'à la percée (BT). Une phase où la décroissance du taux de séchage est beaucoup plus lente, cette phase se termine un peu avant que le point DA soit atteint. Enfin, une phase où le taux de séchage se remet à décroître plus rapidement (installation de la zone sèche).

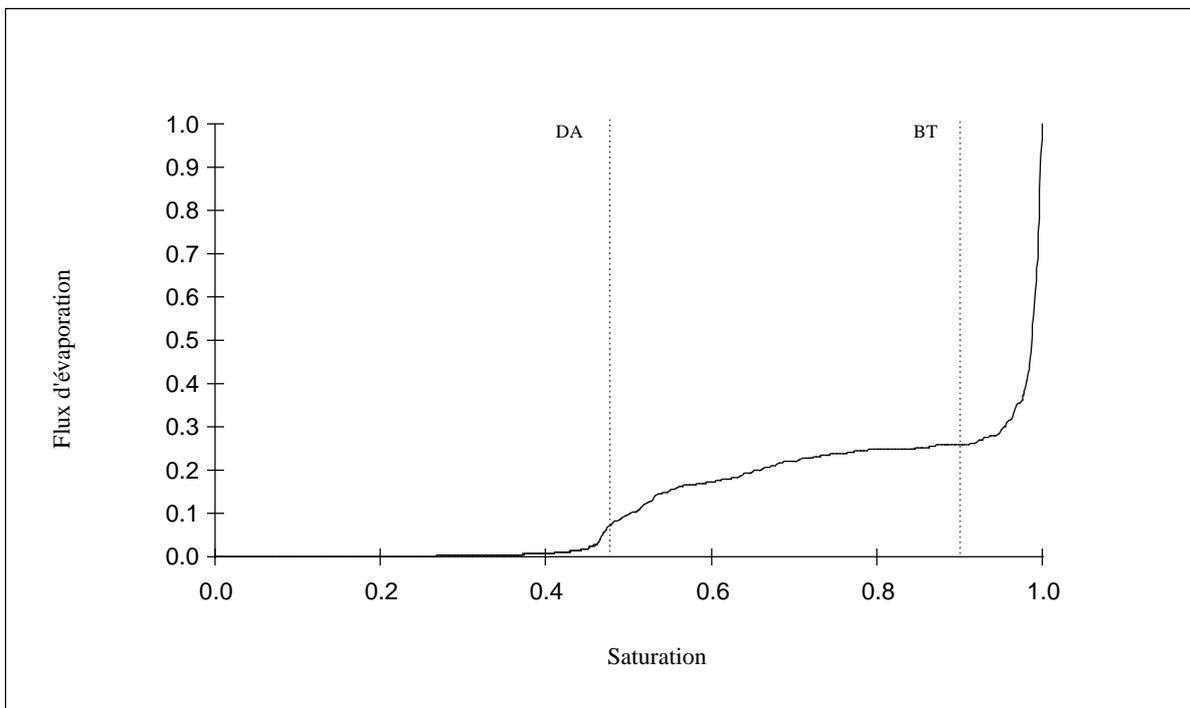


Figure IV-40 Courbe de séchage pour un cas sans gravité

L'évolution de la courbe de séchage est dans notre modèle directement liée à l'évolution des pressions partielles de vapeur (normalisée) sur la face d'entrée du réseau. La figure IV-41 montre l'évolution de la pression partielle de vapeur moyenne dans la tranche 1 (il s'agit d'une moyenne intrinsèque de phase sur les seuls noeuds gazeux) ainsi que l'écart type σ de la distribution des pressions partielles :

$$s^2 = \frac{1}{n_g} \sum_{i=1}^{n_g} (P_i - \langle P_1 \rangle^g)^2 \quad (IV-4)$$

où n_g désigne le nombre de noeuds gazeux présents à l'instant considéré dans la tranche 1, P_i la pression partielle dans ce noeud et $\langle P_1 \rangle^g$ la moyenne intrinsèque de la pression partielle sur la tranche 1.

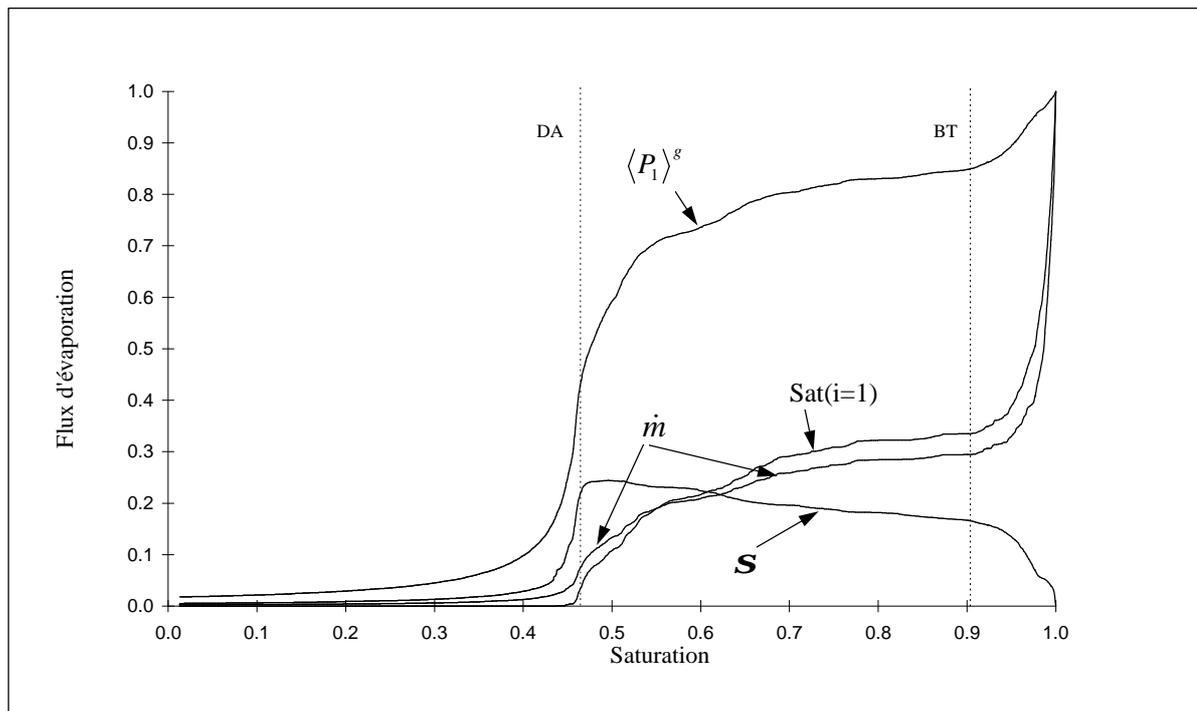


Figure IV-41 Evolution de la pression partielle moyenne dans la première tranche de l'échantillon, de l'écart type de la distribution des valeurs de cette pression partielle dans la tranche, de la saturation moyenne dans cette tranche, et du flux d'évaporation (courbe de séchage)

On peut constater que la phase à séchage (quasi)-constant est évidemment associée à une phase de quasi-stagnation de la pression partielle moyenne à la surface, ainsi que de sa distribution (l'écart type se stabilise). Plus précisément, en termes de distribution de la pression partielle de vapeur à l'interface (face d'entrée), les différentes phases du séchage sont les suivantes :

- phase de mise en régime, la pression partielle moyenne diminue, l'écart type de la distribution des pressions partielles croît significativement;

- phase à taux (quasi)-constant. La décroissance de la valeur moyenne est beaucoup plus lente. La croissance de l'écart type est beaucoup plus lente également. La fin de la croissance de l'écart type intervient au voisinage de DA;
- phase de brusque diminution de la pression et de l'écart type après DA;
- phase de diminution beaucoup plus lente de la pression partielle et uniformisation progressive de la pression partielle à l'interface (cette phase correspond à la phase à front d'évaporation interne).

On peut également constater, sur la figure IV-41, que l'évolution de \dot{m} , $\langle P_1 \rangle^g$ et de la saturation dans la tranche 1 sont fortement corrélées. Il n'est pas inintéressant de noter que \dot{m} et S1 (saturation dans la tranche 1) ne suivent pas exactement la même évolution, figure IV-42.

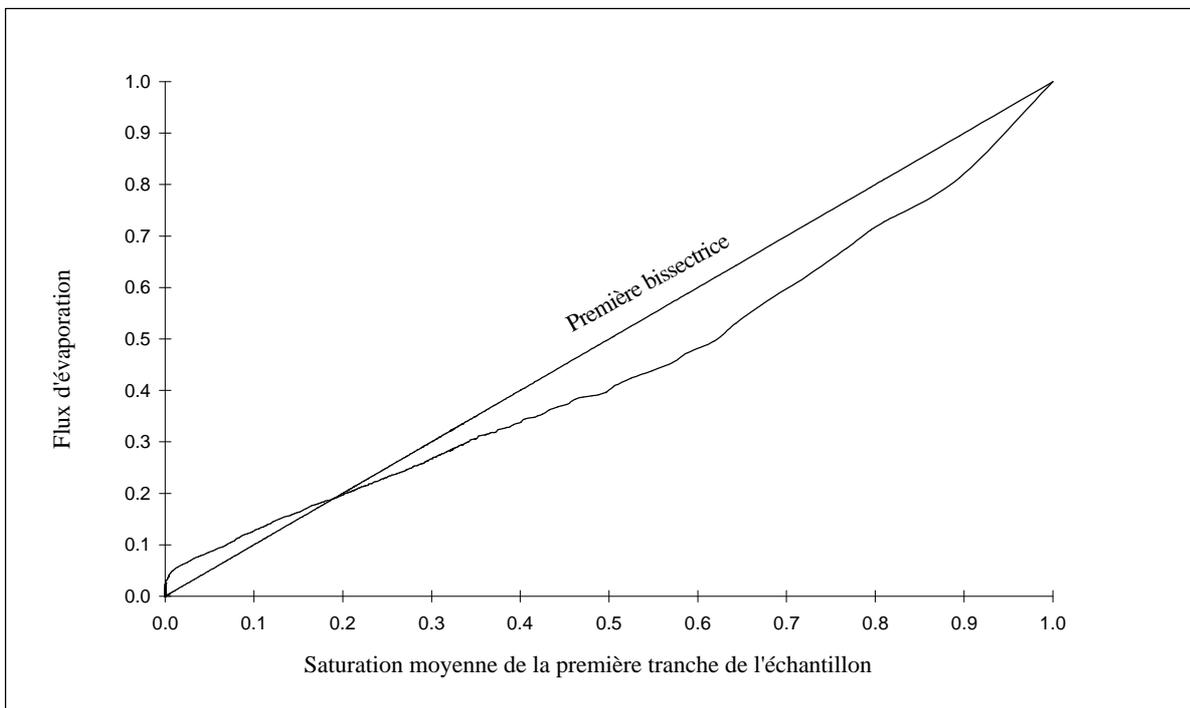


Figure IV-42 Evolution du flux d'évaporation en fonction de la saturation moyenne dans la première tranche de l'échantillon.

IV.2-2-h Essai de synthèse

L'ensemble de ces résultats nous semble mettre en évidence les phénomènes suivants :

En premier lieu, différentes phases de séchage peuvent être distinguées;

En second lieu, on peut distinguer différentes phases du séchage à partir :

- de la cinétique d'évaporation et des grandeurs définies dans la face d'entrée du système (pressions partielles à l'interface réseau/monde extérieur, saturation dans la tranche de surface, etc.);
- de l'évolution de la structure de la phase liquide à l'intérieur de l'échantillon.

Enfin, en troisième lieu, il n'y a pas un lien absolument direct entre les différentes phases qu'on peut distinguer à partir de la cinétique et celles qu'on peut distinguer à partir de l'évolution de la structure de la phase liquide dans l'échantillon, mais la corrélation entre ces différentes phases est très forte (i.e. entre les phases associées à la cinétique et celles associées à la structure de la phase liquide).

Ainsi, du point de vue de la cinétique, on peut distinguer quatre phases :

- une phase initiale de décroissance rapide de la cinétique jusqu'à BT;
- une phase de stabilisation relative du taux de séchage se terminant assez nettement avant DA;
- une phase de décroissance rapide du taux de séchage autour de DA;
- une phase d'évolution plus lente correspondant à l'enfoncement progressif du front d'évaporation à l'intérieur du milieu poreux.

Du point de vue de la structuration de la phase liquide, on peut distinguer trois phases :

- une phase initiale jusqu'à BT où la phase liquide forme essentiellement un grand amas. Les écarts de saturation par tranche atteignent un maximum vers BT;
- une phase entre BT et DA où la phase liquide reste majoritairement contenue dans un grand amas. Toutefois, le poids relatif de ce dernier dans la répartition de la phase liquide diminue progressivement au cours de cette phase.

Cette phase est également caractérisée par la fragmentation progressive de la phase liquide en de nombreux amas. La saturation par tranche (hors effet de bord) tend à s'uniformiser au cours de cette phase (l'érosion peut toucher n'importe quel point du système, la connexion à grande distance étant assurée par l'amas principal).

A DA, la phase liquide se trouve sous la forme d'amas de toutes tailles déconnectés les uns des autres, les amas d'une taille donnée étant d'autant plus nombreux que cette taille est petite (la loi de distribution des tailles d'amas ne vérifie cependant pas la loi prédite par la percolation du fait des mécanismes privilégiés d'érosion des amas de grandes tailles).

On peut noter également la ramification de plus en plus marquée de l'amas principal au cours de cette phase (tous ces sites sont pratiquement des sites frontières, i.e. voisins d'un noeud gazeux avant DA).

- une phase après DA marquée par l'érosion progressive des amas et l'installation d'une zone sèche (phase à front d'évaporation interne).

On constate ainsi qu'il y a :

- une correspondance très directe entre les phases initiales (jusqu'à BT) détectées à partir de la cinétique d'une part et de la structure de la phase liquide d'autre part, et également un lien très direct en ce qui concerne la dernière phase (phase à front d'évaporation interne).

- la correspondance est donc moins nette dans la période allant de BT au début de la phase à front d'évaporation interne. Ceci peut en fait s'expliquer par le comportement particulier dans les tranches superficielles du côté de la face d'entrée, dont la saturation moyenne diminue beaucoup plus rapidement (i.e. avant DA) que dans le reste de l'échantillon (voir figure IV-39).

Finalement, on peut remarquer que notre modèle permet de retrouver les phases classiques du séchage des milieux capillaro-poreux :

- la phase à taux constant (début de la deuxième phase cinétique);
- la phase à taux décroissant (troisième phase cinétique);
- la phase à front d'évaporation interne.

De plus, notre modèle fournit un élément d'explication très intéressant pour l'existence de la phase à taux (quasi)-constant. Cette phase serait liée au fait que l'amas principal permet l'érosion à grande distance en tout point du réseau durant une large phase du séchage. On peut ainsi avoir très peu d'évolution des saturations dans les tranches superficielles tout en ayant diminution significative de la saturation globale.

Toutefois, le comportement particulier des tranches superficielles complique l'analyse des liens entre la structure de la phase liquide et la cinétique d'évaporation.

Enfin, on peut noter qu'il aurait été naturellement intéressant d'analyser les résultats pour plusieurs réalisations du réseau au lieu d'une seule.

IV.2-2-i Cas B = 0. Comparaison avec l'expérience

Dans cette section, nous comparons les résultats fournis par notre simulateur aux expériences de MANEVAL (1991). Cet auteur a réalisé des expériences de séchage d'empilement aléatoire de billes de verre de diamètre approximatif de 0,45 mm, placées dans un container cubique de 45 mm de côté. Il s'agit donc d'empilements d'environ 100x100x100 billes.

L'empilement est complètement saturé initialement. A l'aide de techniques RMN, MANEVAL a mesuré les saturations locales moyennes dans des volumes élémentaires appelés voxels (équivalent tridimensionnel du pixel bidimensionnel). A l'aide de ces données, il obtient, par moyennage sur l'ensemble du domaine, à la saturation globale de l'échantillon, et par moyennage par tranche au profil de saturation par tranche. La RMN permet également d'avoir accès à des saturations locales dans une tranche de milieu poreux.

Pour effectuer une comparaison, il est tout d'abord nécessaire d'identifier les forces en jeu dans ces expériences.

L'auteur montre que les taux d'évaporation sont suffisamment faibles pour que les effets du transfert de chaleur soient négligeables dans les expériences. Il nous reste alors à examiner le poids relatif des effets visqueux, des effets capillaires et des effets de gravité. En reprenant une analyse de type de celle présentée en IV-4, on peut montrer que les billes sont suffisamment grosses pour que les effets visqueux soient négligeables, et le système de taille suffisamment faible pour que les effets de gravité ne soient pas prépondérants. On conclut donc qu'en fait ces expériences correspondent au cas $B = 0$ de nos simulations (processus dominé par la capillarité, effets de viscosité négligeables). Il n'est pas sûr toutefois que les effets de gravité soient complètement négligeables.

La comparaison est effectuée en termes :

- des cinétiques d'évaporation;
- des profils de saturation;
- des distributions locales de saturation.

IV.2-2-i-i Cinétique d'évaporation

Les cinétiques expérimentale et numérique exhibent toutes deux quatre grandes périodes :

- une période initiale de mise en régime;
- une période à taux de séchage quasi-constant;
- une période où le taux de séchage diminue à nouveau rapidement (période à taux de séchage décroissant);
- une dernière période marquée par de faibles taux de séchage (période à front d'évaporation interne).

Toutefois, on peut constater de notables différences entre la courbe expérimentale et la courbe numérique obtenue avec notre simulateur 3D (figure IV-43).

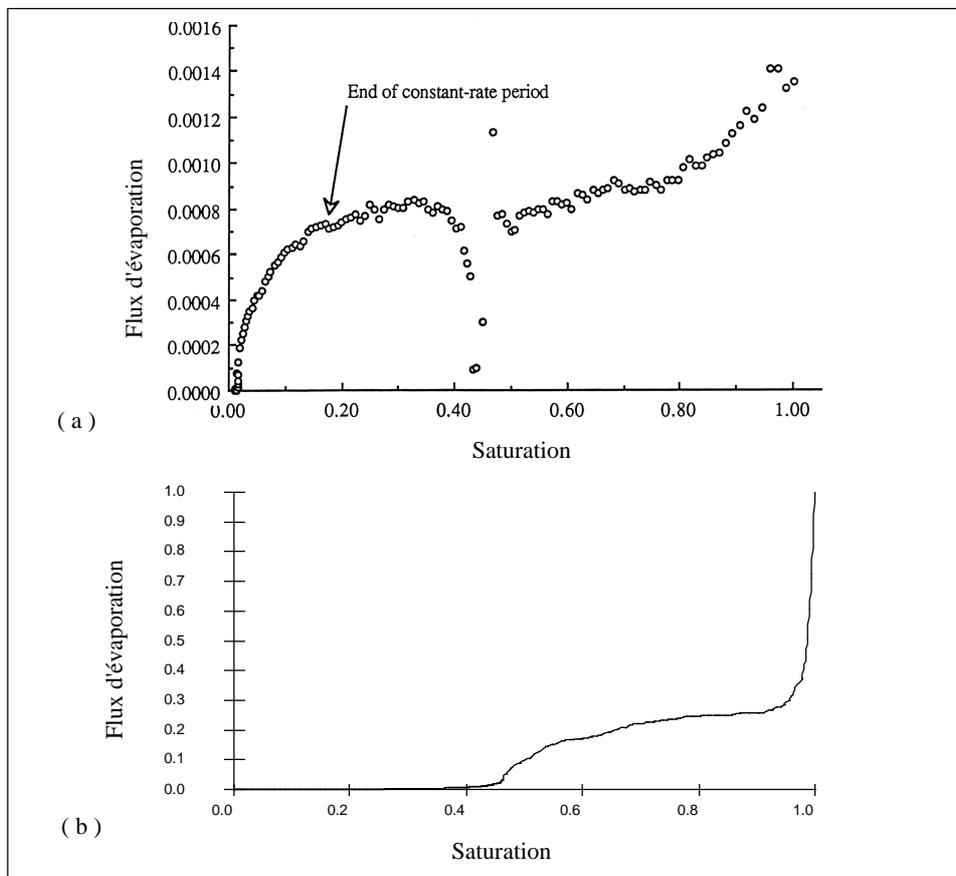


Figure IV-43 Comparaison des courbes de séchage expérience-simulation. (a) Expérience de MANEVAL. (b) Simulation réseau 3D avec $B=0$.

En premier lieu, les extensions des différentes périodes en termes de plage de saturation sont très différentes. Ainsi, la période à taux de séchage quasi-constant s'étend jusqu'à une saturation voisine de 0,2 dans le cas expérimental, alors qu'elle se termine aux alentours d'une saturation de 0,7 ! pour le numérique. Dans le cas expérimental, la dernière période (période à front d'évaporation interne) ne démarre qu'à une très faible saturation globale de l'ordre de 0,2 tandis que la même période démarre dans les simulations pour une saturation voisine de 0,45.

Pour expliquer ces différences, on peut noter :

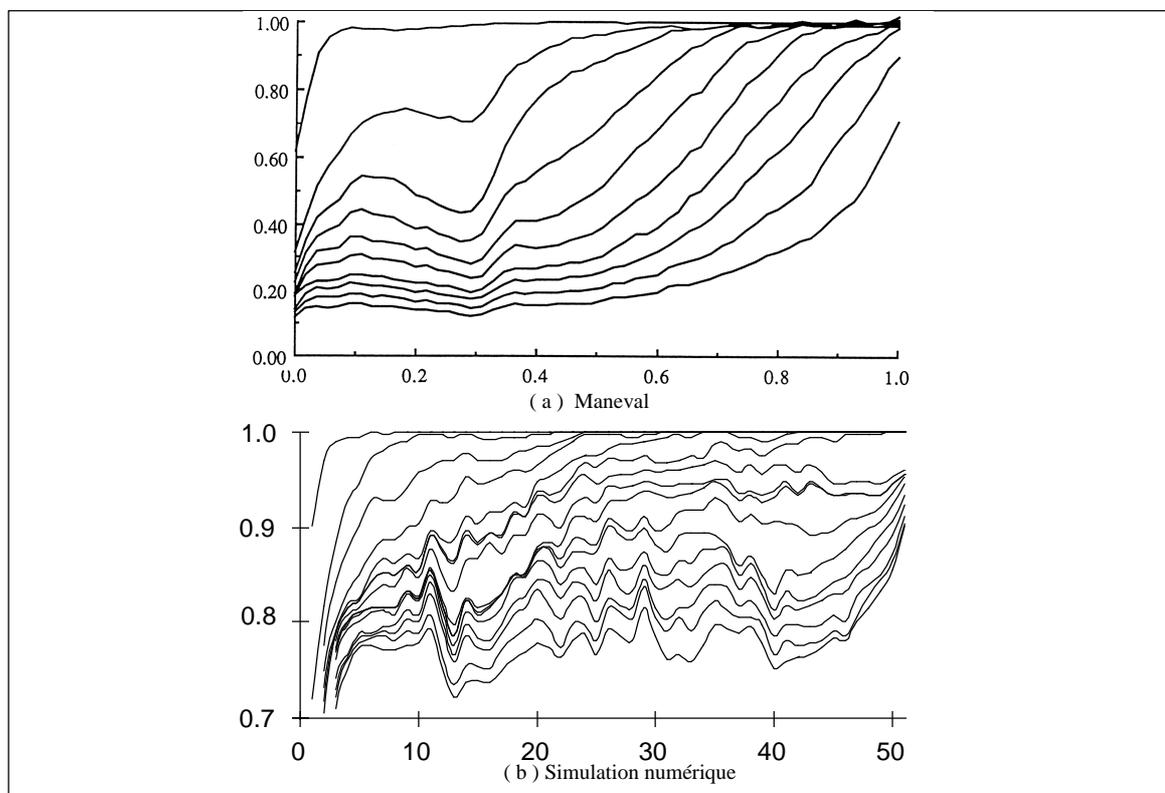
- la structure assez nettement différente des milieux considérés : réseau cubique simple d'un côté, empilement aléatoire de l'autre. On sait, BIDEAU et HANSEN (1993), que la structure des empilements aléatoires de MANEVAL ne peut être représentée par un simple réseau cubique. En particulier, cet empilement présente une hétérogénéité structurale en terme de porosité dont la taille caractéristique a été estimée à la dizaine de particules par MANEVAL. Il a été démontré, par exemple dans LAURINDO et al. (1995), que le processus de séchage était très sensible aux hétérogénéités à grande échelle. En conséquence, cet effet d'hétérogénéités macroscopiques peut être une source de différence majeure;
- la taille différente des systèmes (100x100x100) pour le cas expérimental et (51x51x51) pour le cas numérique;
- le modèle rustique de transfert sur la face d'entrée du réseau utilisé dans nos simulations. En particulier, le modèle utilisé, outre sa dimension caractéristique peu réaliste (couche limite purement diffusive 1D de 1 mm d'épaisseur) ne permet pas en raison de sa nature 1D la redistribution de concentration dans la couche limite interfaciale;
- les écoulements par films dont l'influence est grande sur les cinétiques, LAURINDO (1996), et qui ne sont pas pris en compte dans les simulations.

Compte tenu de l'ensemble de ces remarques, il n'est finalement pas surprenant d'observer ici des différences entre simulations et expérience. Au contraire, il nous paraît remarquable que le modèle permette de retrouver les grandes étapes de la cinétique et fournisse des éléments en terme d'évolution de la structuration de la phase liquide pour expliquer ces différentes phases du séchage.

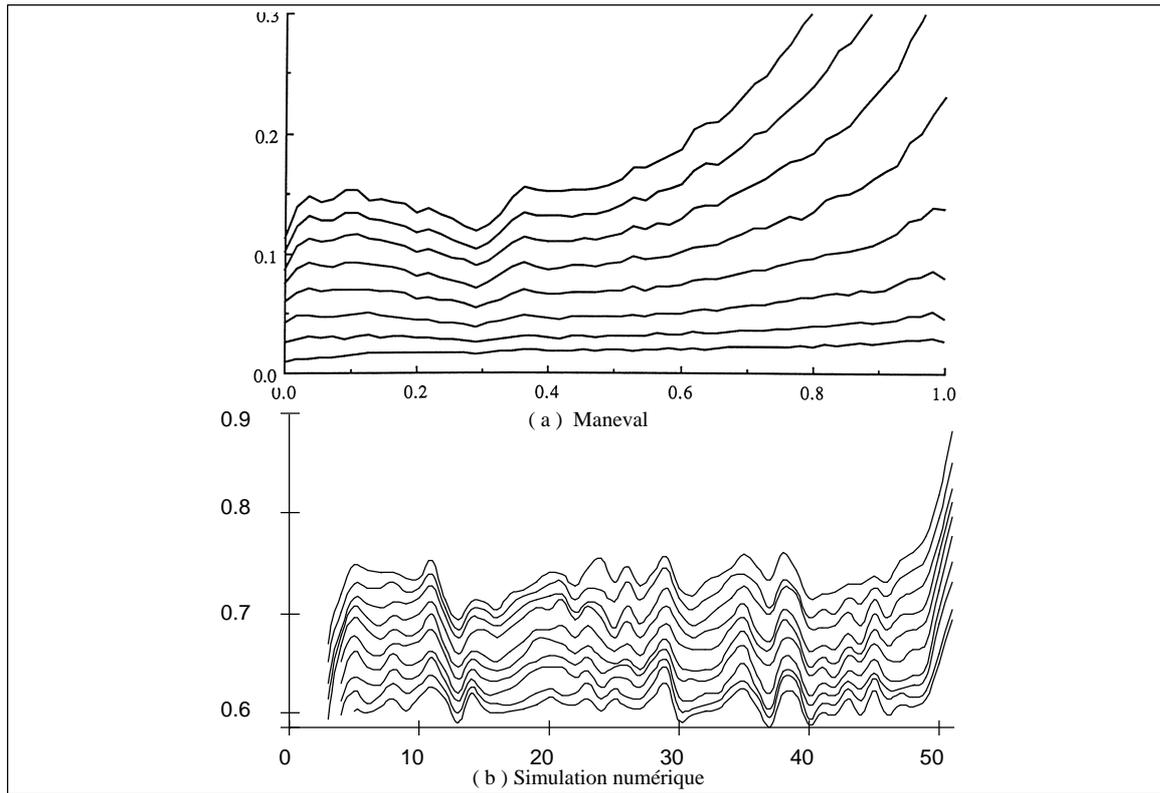
IV.2-2-i-ii Profils de saturation

Les profils de saturation sont comparés pour trois phases différentes du processus sur les figures IV-44, IV-45 et IV-46.

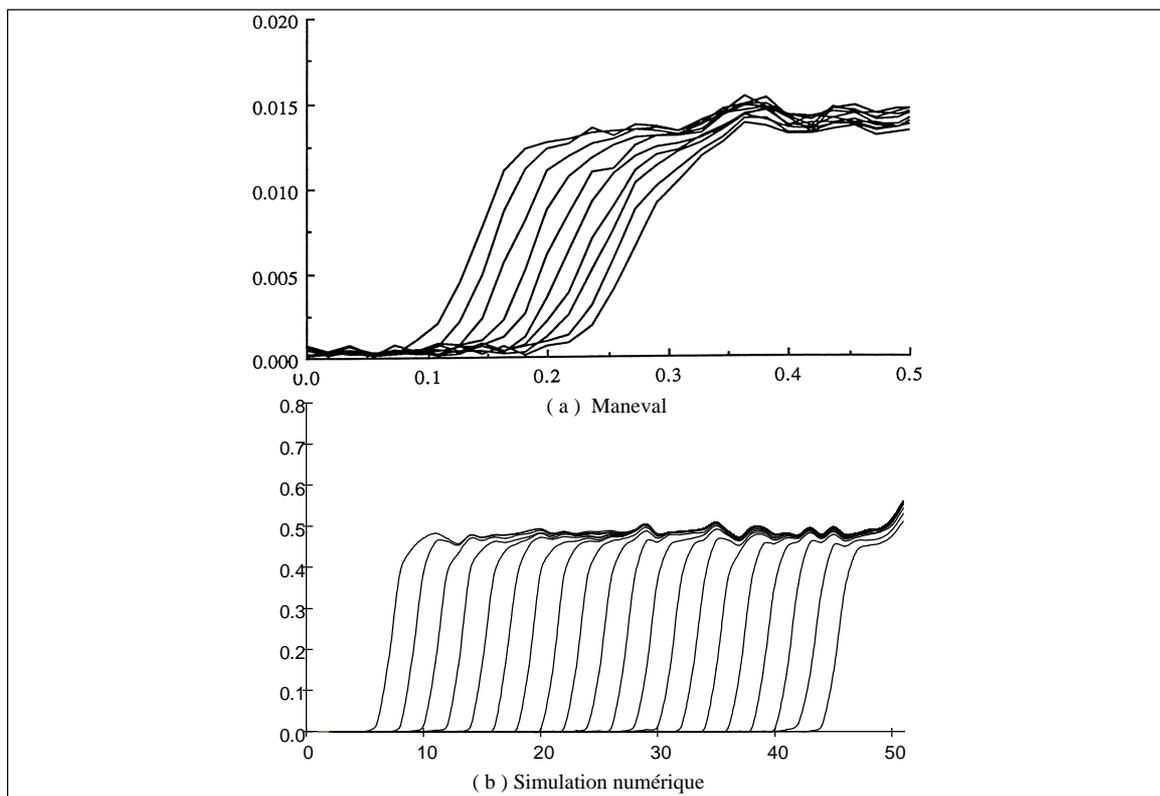
On retrouve les différences en termes de plage de saturation déjà notées. On note également l'effet de bord important dans les profils expérimentaux en fond d'échantillon (il peut s'agir d'un effet de gravité, les billes faisant 0,45 mm de diamètre).



Figures IV-44 Comparaison des courbes de saturation par tranches - période à flux constant



Figures IV-45 Comparaison des courbes de saturation par tranches - période de chute du flux d'évaporation ("falling rate period")



Figures IV-46 Comparaison des courbes de saturation par tranches - période d'assèchement total de l'échantillon ("receding front period")

La distribution des phases (figure IV-47) et la distribution de pression partielle de vapeur dans une tranche (figure IV-49) présentent également des analogies avec les expériences de MANEVAL (figure IV-48). Ce type de représentation souligne le fait que les hétérogénéités microscopiques d'un milieu macroscopiquement homogène génèrent des hétérogénéités macroscopiques en termes de distribution des phases. Ce phénomène est connu sous le nom de "dry patches" ou "peau de léopard" .

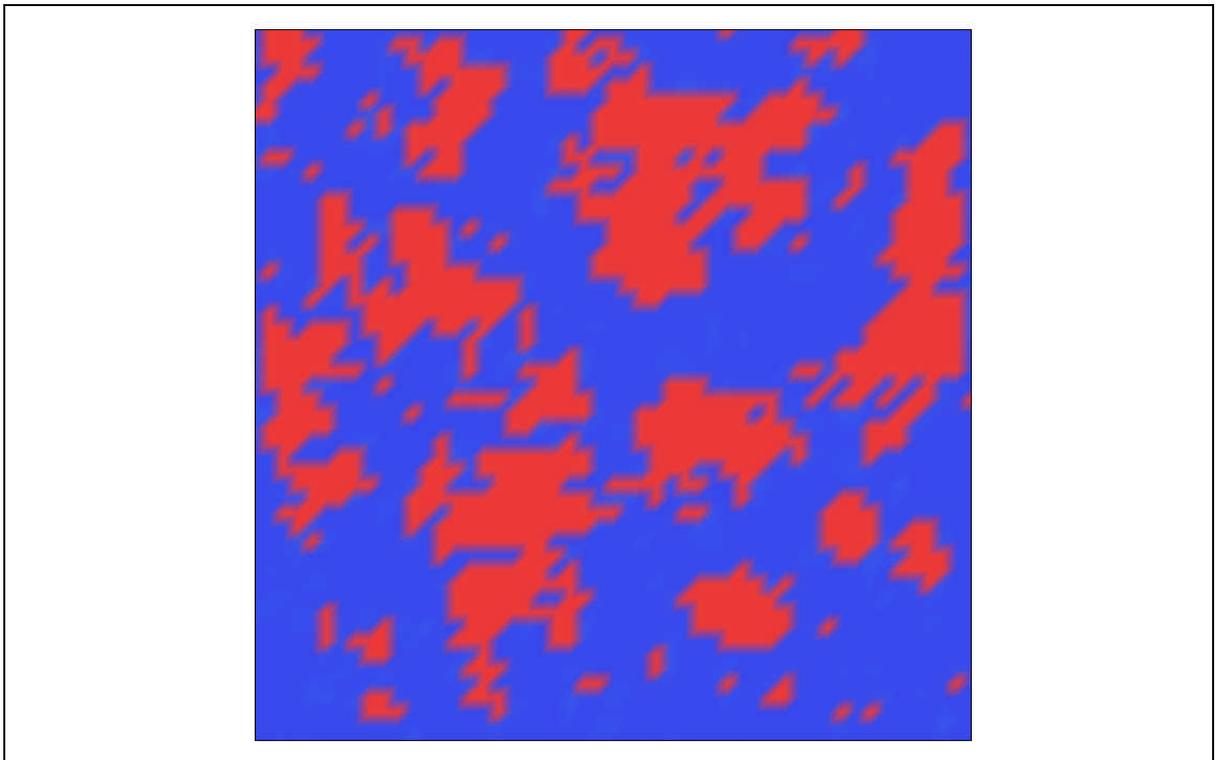


Figure IV-47 Distribution des phases dans une tranche, simulation numérique. Liquide en bleu, gaz en rouge

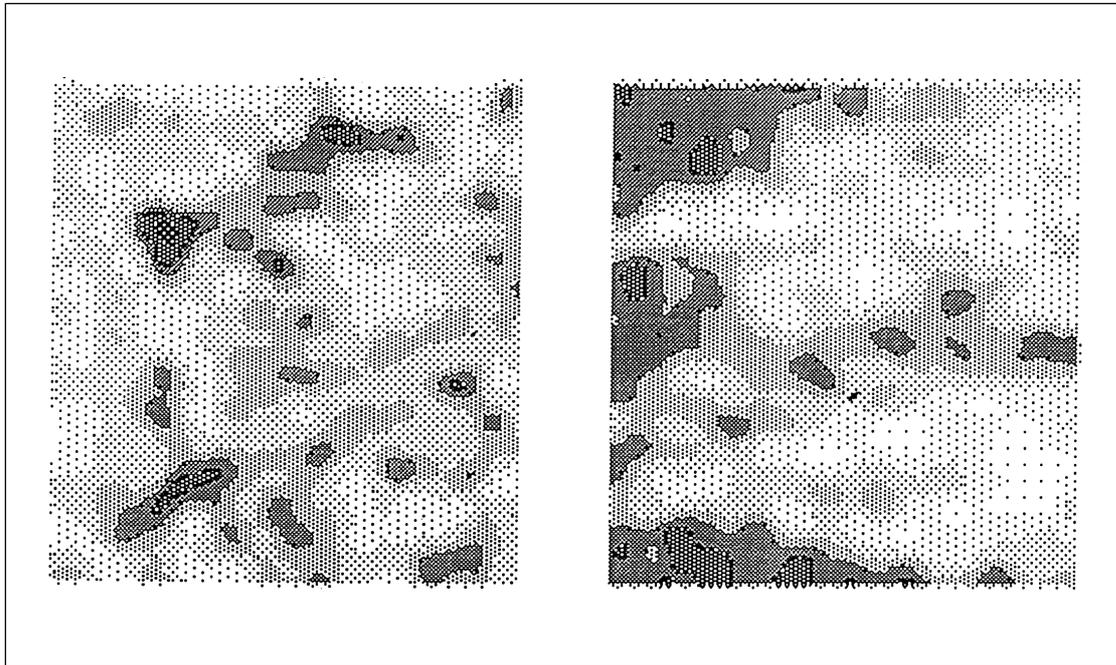


Figure IV-48 Saturations locales dans des tranches dans les expériences de Maneval

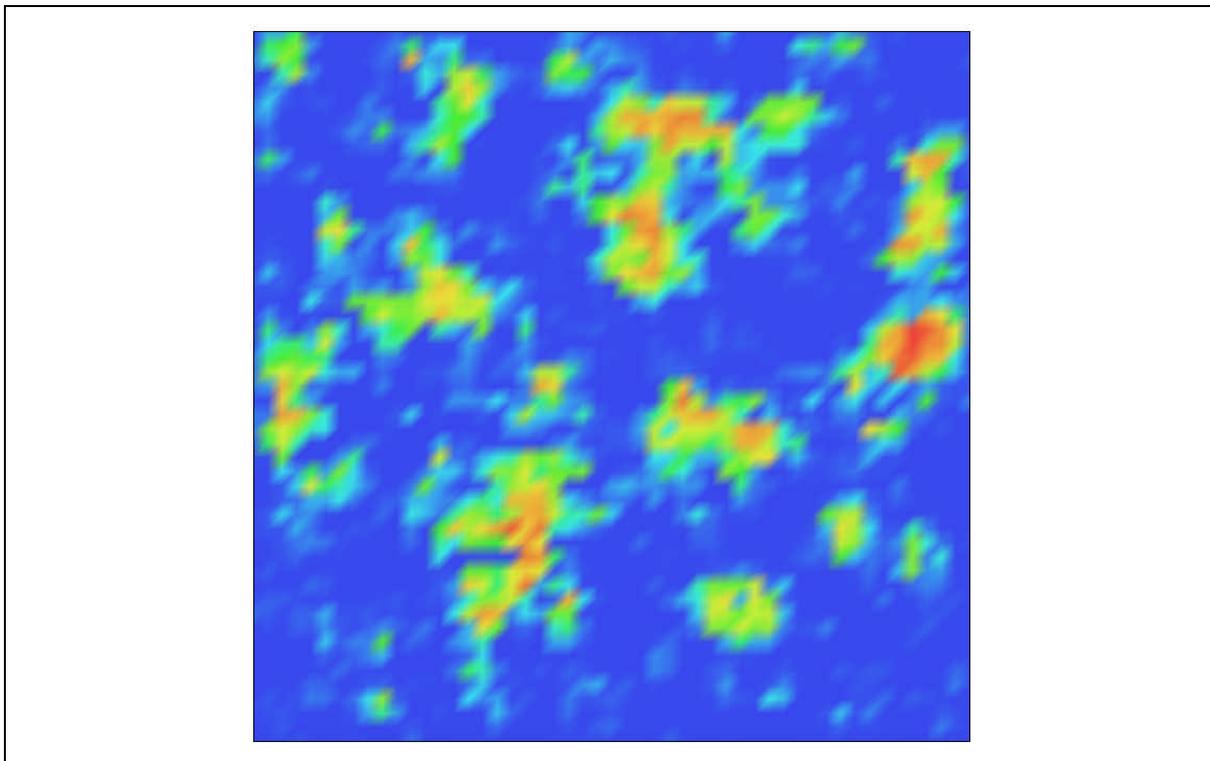


Figure IV-49 Pressions partielles dans une tranche, simulation numérique

IV.2-3 Cas avec gravité stabilisante ($B > 0$)

IV.2-3-a Introduction

Cette situation a été beaucoup étudiée en drainage, WILKINSON, 1984, CLEMENT et al., 1985, 1987, HULIN et al., 1988. Elle s'analyse dans le cadre de la théorie de la percolation en gradient, GOUYET et al., 1988, ou plus exactement de sa variante qui est la percolation d'invasion en gradient. Les principaux résultats nous intéressant ont été présentés au Chapitre I. On peut les rappeler rapidement pour faciliter la lecture du document.

Tout d'abord rappelons que le phénomène étudié est suffisamment lent pour que le déplacement soit quasi-statique. La distribution de pression dans chaque phase est hydrostatique. Il en résulte que la pression capillaire est une fonction de z (z étant l'axe colinéaire à l'accélération de la pesanteur \mathbf{g}).

On a vu, au Chapitre I, qu'il en résultait que la fraction des liens accessibles variait avec z . Cette dernière pouvant s'interpréter comme une probabilité d'occupation, on a vu qu'ici la probabilité d'occupation était une fonction décroissante de z (si z est orienté dans le même sens que \mathbf{g}). Ceci est la caractéristique essentielle de la percolation en gradient, i.e. percolation sous gradient spatial de probabilité d'occupation. Ceci a les conséquences suivantes :

On peut distinguer trois grandes régions :

- une zone complètement saturée en liquide (fluide mouillant) du côté de la face de sortie;
- une zone contenant des amas liquides piégés du côté de la face d'injection, où la saturation se stabilise à une valeur non nulle. WILKINSON, 1984, a étudié l'évolution de la saturation S dans cette zone. Il montre que celle-ci diminue en fonction du nombre de Bond comme

$$S_{B=0} - S_{B>0} \propto B^{(1+b)/(1+n)} \quad (IV-5)$$

avec $\nu=0,88$, $\beta=0,42$ et $S_{B=0}$ la saturation en liquide mouillant dans le système au point terminal en absence de gravité ($B = 0$);

- une zone de transition, zone de front, entre ces deux zones dont la structure est détaillée dans ce qui suit.

La zone de transition est caractérisée par sa hauteur H qui, d'après la loi de JURIN, varie en fonction du nombre de Bond comme :

$$H \propto B^{-1} \quad (IV-6)$$

En termes de fraction de liaisons occupées par le fluide non mouillant appartenant au front (le problème du point de vue du fluide non mouillant est un problème de percolation de lien car ce sont les liens qui contrôlent le processus d'invasion; du point de vue du fluide mouillant, il s'agit plutôt d'un problème de percolation de site car l'occupation d'un site implique que les liaisons adjacentes à ce site sont automatiquement occupées), on passe d'une proportion de liaisons occupées égale à p_c , seuil de percolation de lien du réseau étudié, du côté inférieur de la zone de transition (on suppose une injection par le haut comme indiqué sur la figure IV-8-b) à une fraction de liens occupés égale à $1-p'_c$ où p'_c est le seuil de percolation du réseau complémentaire (voir GOUYET et al., 1988 pour plus de détails). Dans cette gamme de concentration, (entre p_c et $1-p'_c$), presque toutes les liaisons occupées par le fluide non mouillant font partie du front, c'est-à-dire sont voisines de liaisons occupées par le fluide mouillant.

Très peu d'amas déconnectés en fluide mouillant se forment dans cette zone de transition (on a coexistence de deux amas infinis, l'un en fluide mouillant, l'autre de fluide non mouillant). Les amas déconnectés se forment en fait dans la zone critique pour le fluide mouillant, c'est-à-dire ici au voisinage du bord supérieur de la zone de transition. Le bas de la zone de transition, au voisinage de p_c , est une zone critique dont la taille caractéristique σ varie comme :

$$\sigma \propto B^{-\nu/(1+\nu)} \quad (IV-7)$$

où ν est l'exposant de la longueur de corrélation ($\nu=0,88$ en 3D).

Un des principaux résultats "macroscopiques" concerne l'évolution du profil de saturation moyenne en fluide non mouillant dans la direction perpendiculaire au déplacement :

$$S_{nw} \propto pB^{1+\nu} m\left(\frac{z_f - z}{\sigma}\right) \quad (IV-8)$$

où m est une fonction universelle caractéristique de la zone de transition qui a été déterminée par GOUYET et al., 1981.

$$\log(m(u)) = -1,1u^2 + 0,48u + 0,1 \quad u \leq 0 \quad (IV-9)$$

Ces résultats seront illustrés concrètement à partir de nos simulations. Il convient de remarquer cependant les points suivants :

- l'étude classique de la percolation en gradient, GOUYET et al., 1988, s'effectue en supposant un gradient de probabilité d'occupation constant (variation linéaire de p avec z);
- dans le cas du drainage avec gravité, le gradient de p n'est pas constant (voir équation I-8);
- bien que le gradient ne soit pas constant, on peut localement le supposer constant si B n'est pas trop grand, si bien qu'on peut utiliser les résultats de la percolation en gradient concernant la zone critique;
- on peut aussi rappeler qu'il n'y a pas identité entre fraction de liens occupés et saturation (en fluide non mouillant) car les volumes de liquides contenus dans les liaisons et les pores sont variables.

Nous reviendrons sur ces points dans ce qui suit.

IV.2-3-b Comportement global

Les figures IV-50, IV-51, IV-52, IV-53, montrent l'évolution de l'interface gaz-liquide dans le cas du drainage. Ces images sont à comparer à celles du séchage, figures IV-54, IV-55, IV-56, IV-57. Ces images ont été obtenues pour un réseau 51x51x51. L'effet stabilisant de la gravité, au sens où l'équilibre entre forces de capillarité et forces de gravité impose une extension finie de la zone du front, est clairement visible. Le fait que la zone située du côté de la face d'injection soit composée d'amas déconnectés en drainage n'est pas visible sur les images (on a plutôt l'impression que la phase liquide est connectée). Ce point sera donc vérifié ultérieurement.

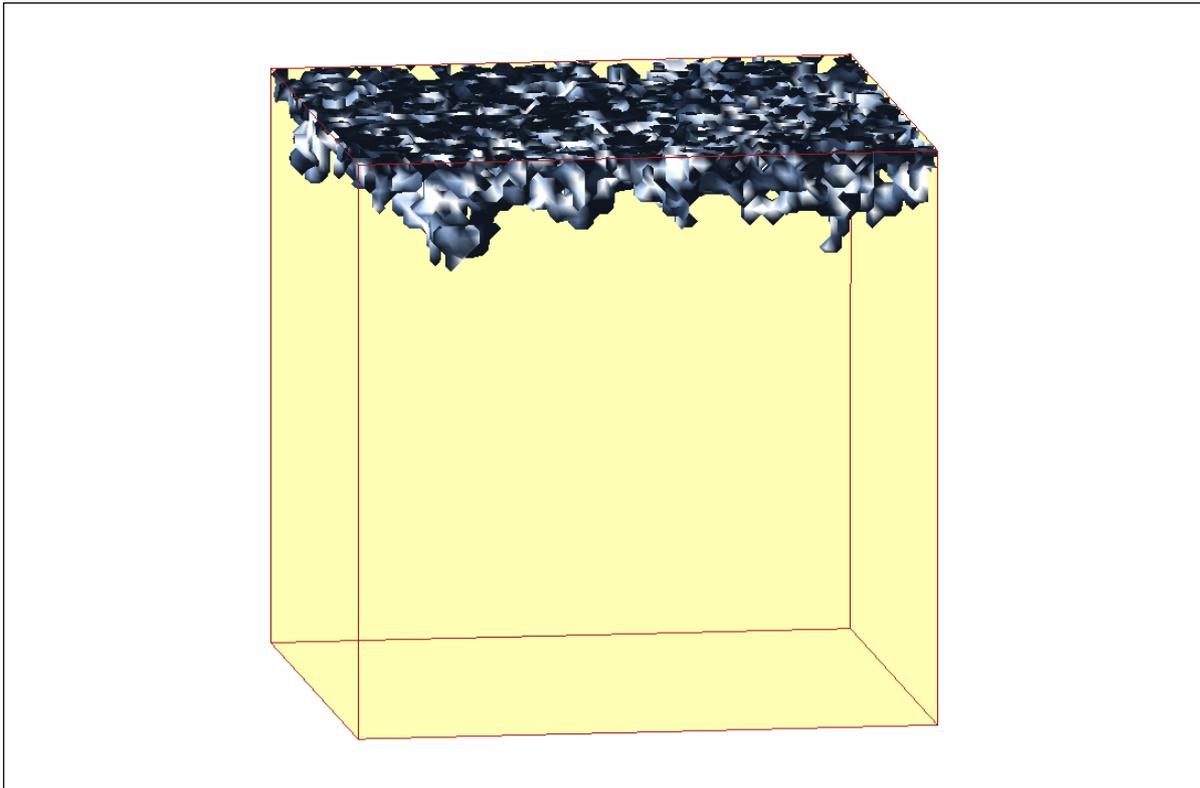


Figure IV-50 Interfaces gaz-liquide en drainage avec gravité stabilisante -a-

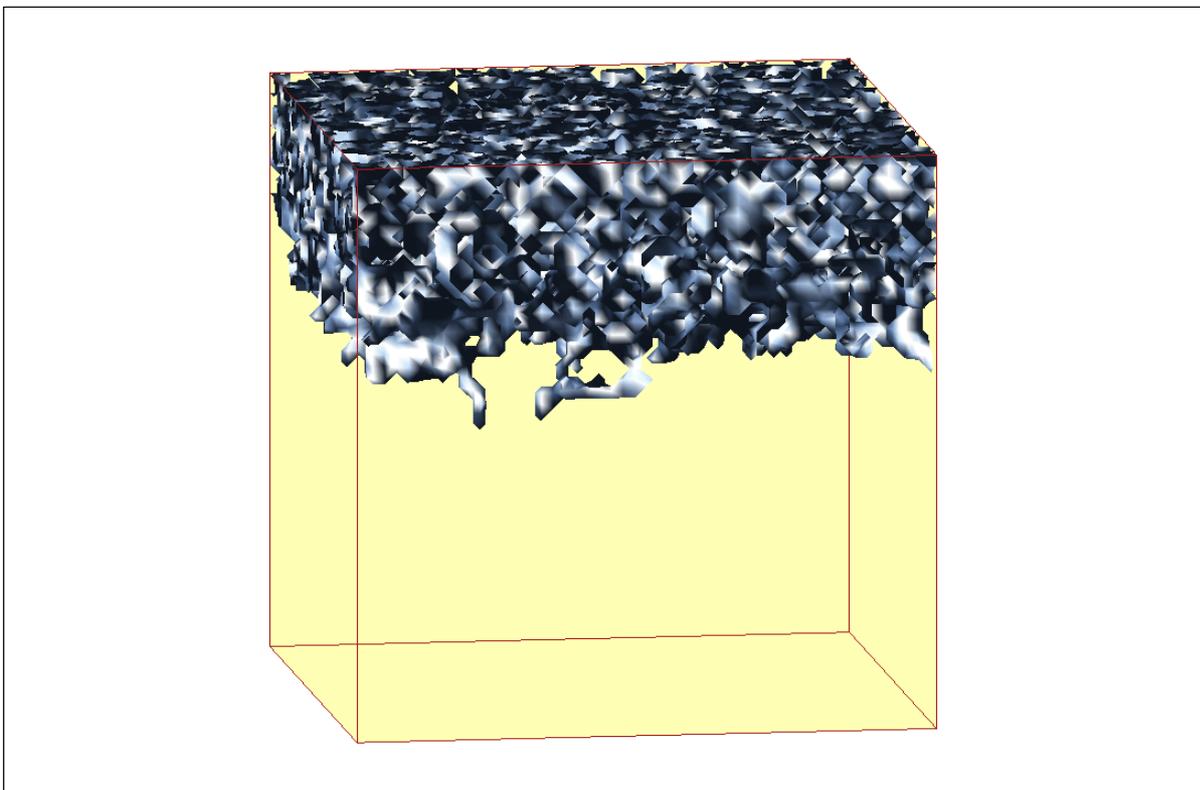


Figure IV-51 Interfaces gaz-liquide en drainage avec gravité stabilisante -b-

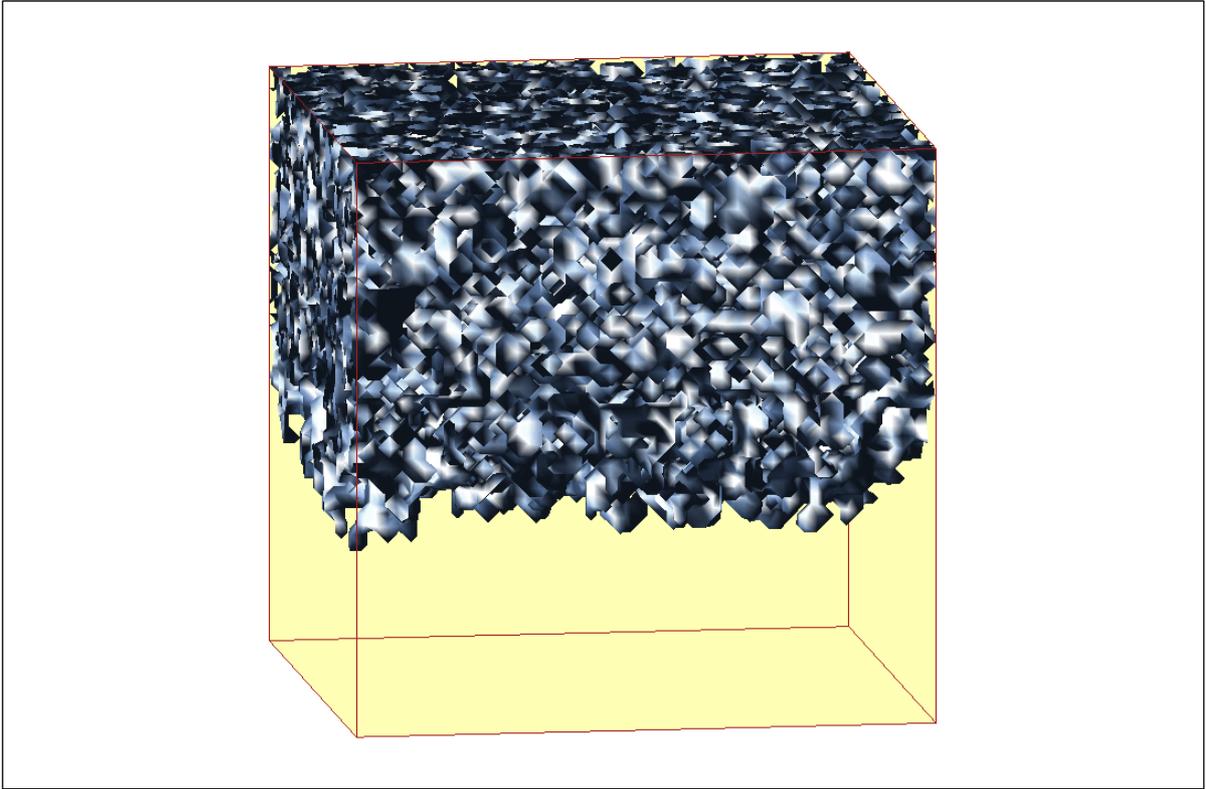


Figure IV-52 Interfaces gaz-liquide en drainage avec gravité stabilisante -c-

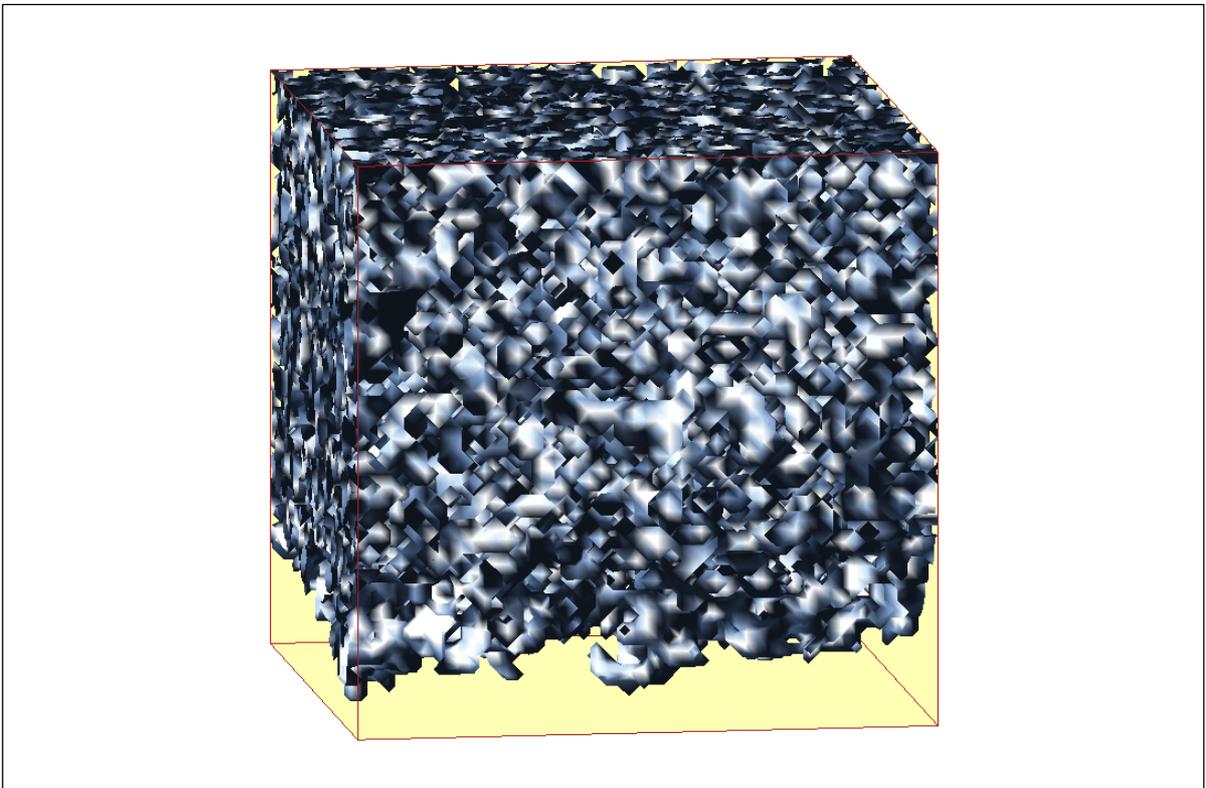


Figure IV-53 Interfaces gaz-liquide en drainage avec gravité stabilisante à la percée

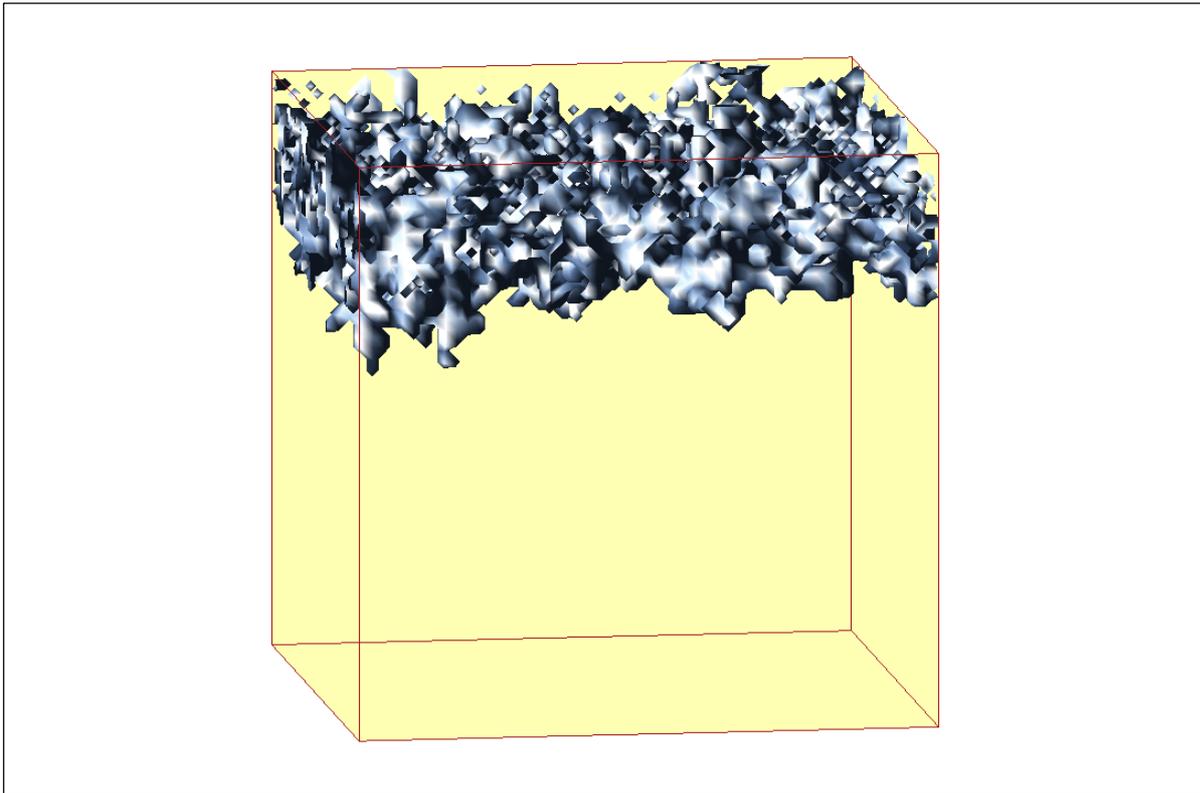


Figure IV-54 Interfaces gaz-liquide au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante -a-

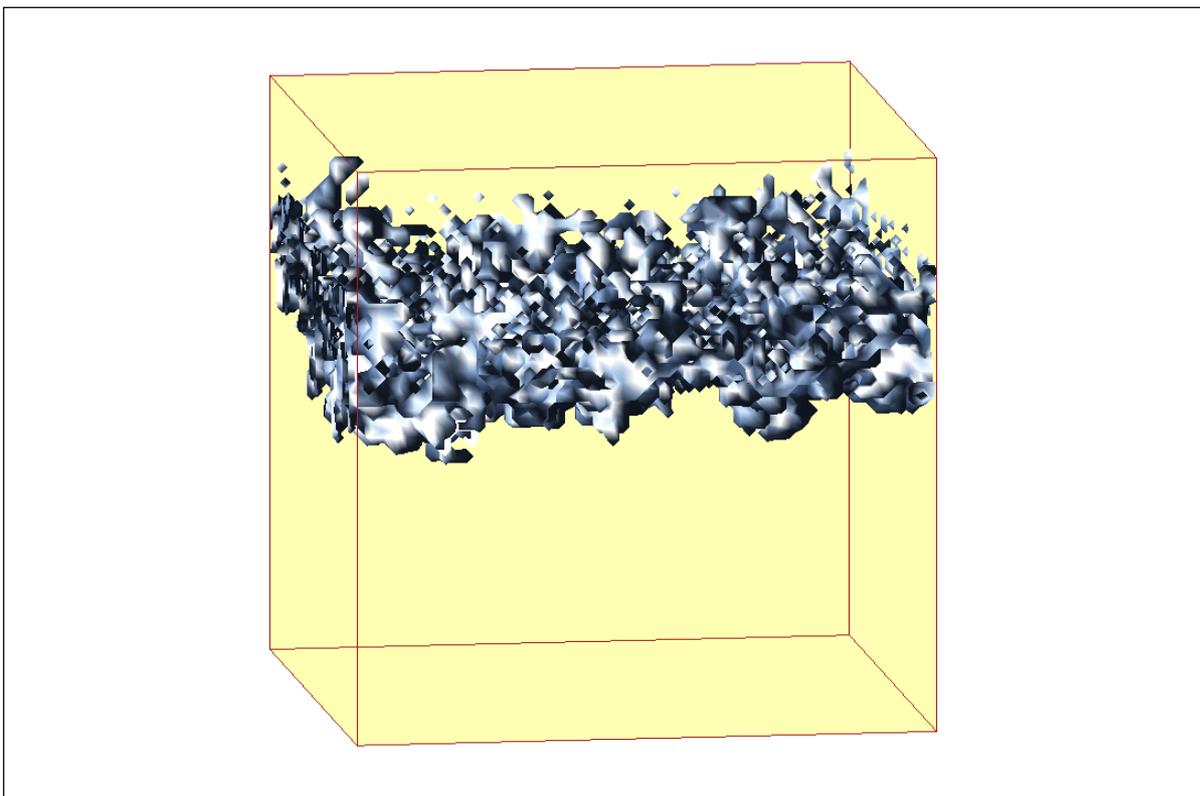


Figure IV-55 Interfaces gaz-liquide au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante -b-

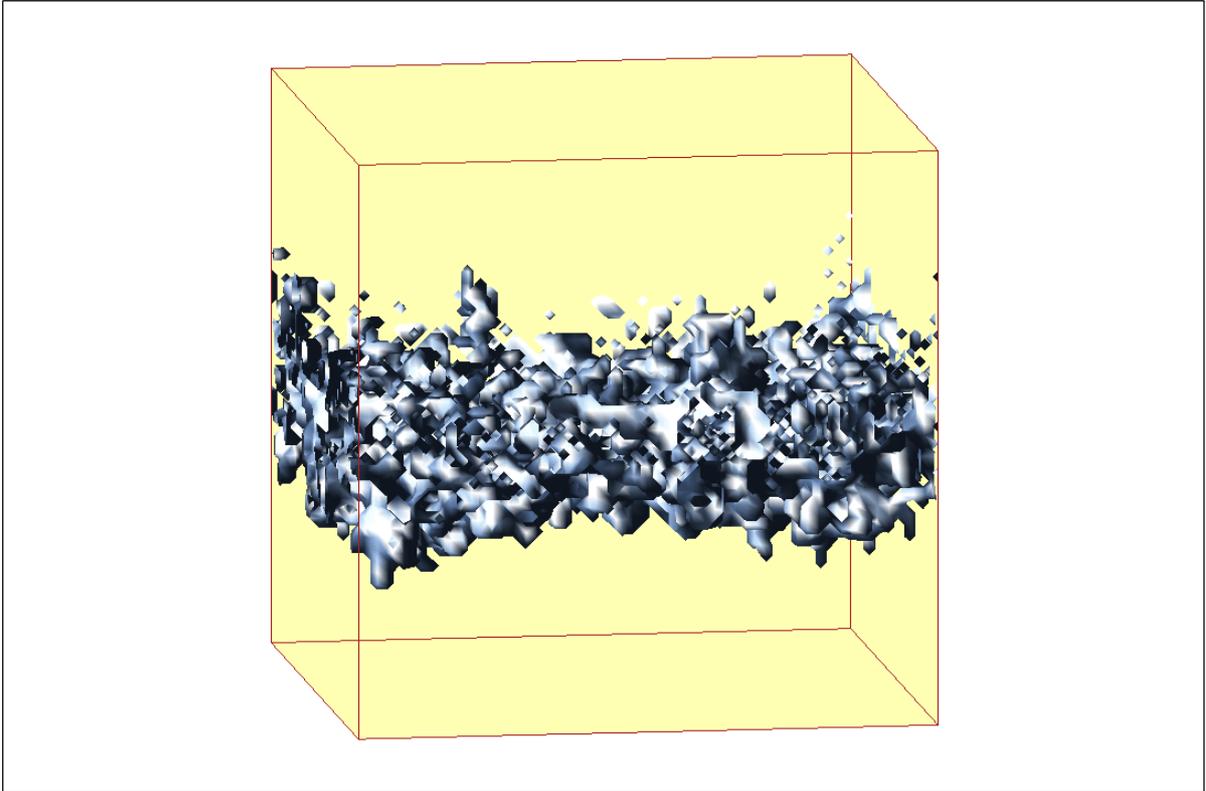


Figure IV-56 Interfaces gaz-liquide au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante -c-

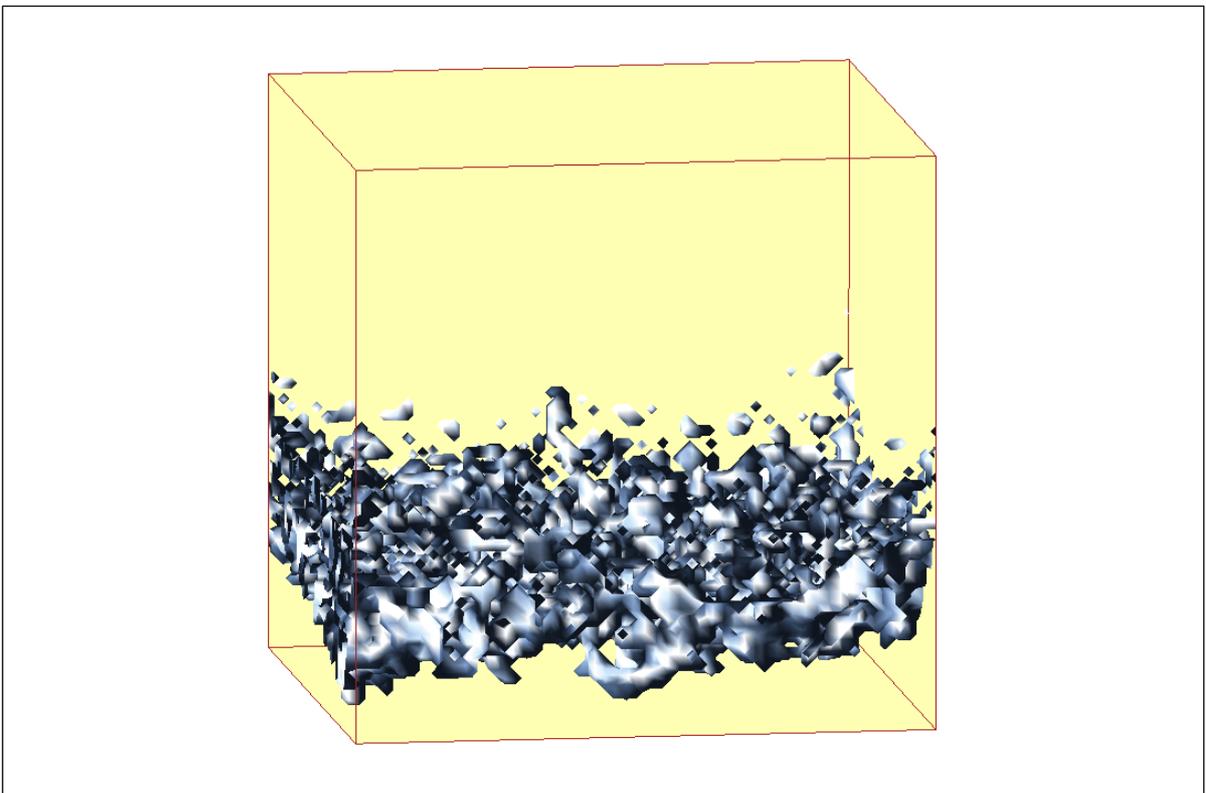


Figure IV-57 Interfaces gaz-liquide au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante -d-

En revanche, cela est clairement suggéré par les images du séchage, car du fait de l'évaporation, les amas "déconnectés" du drainage sont éliminés. Si bien que dans le cas du séchage on a finalement quatre zones :

- la zone saturée en fluide mouillant non encore touchée par le front;
- la zone de front où il y a coexistence des phases mouillantes et non mouillantes;
- la zone sèche côté face d'évaporation où aucun amas liquide ne peut subsister en raison de l'évaporation;
- une zone étroite de transition entre zone sèche et zone du front où des amas déconnectés sont présents.

La principale différence avec le drainage consiste donc en l'élimination quasi-complète des amas déconnectés.

Enfin, en drainage, au point terminal on trouve une saturation en fluide mouillant de 0,47, plus faible que celle obtenue en absence de gravité (0,50), ce qui est qualitativement en accord avec le résultat de WILKINSON.

IV.2-3-c Profils de saturation

Les profils de saturation en fluide mouillant (fluide déplacé) sont montrés sur la figure IV-58 dans le cas du drainage et sur la figure IV-59 dans le cas du séchage. Ces profils ont été obtenus pour le même nombre de Bond ($B=0,05$) et pour la même réalisation d'un réseau 51x51x51.

Dans le cas du drainage, le profil est limité par deux valeurs non nulles, la saturation 1 et la saturation résiduelle après passage du front qui est de l'ordre de 0,5 ici, et dont on sait (WILKINSON, 1984) qu'elle diminue avec le nombre de Bond.

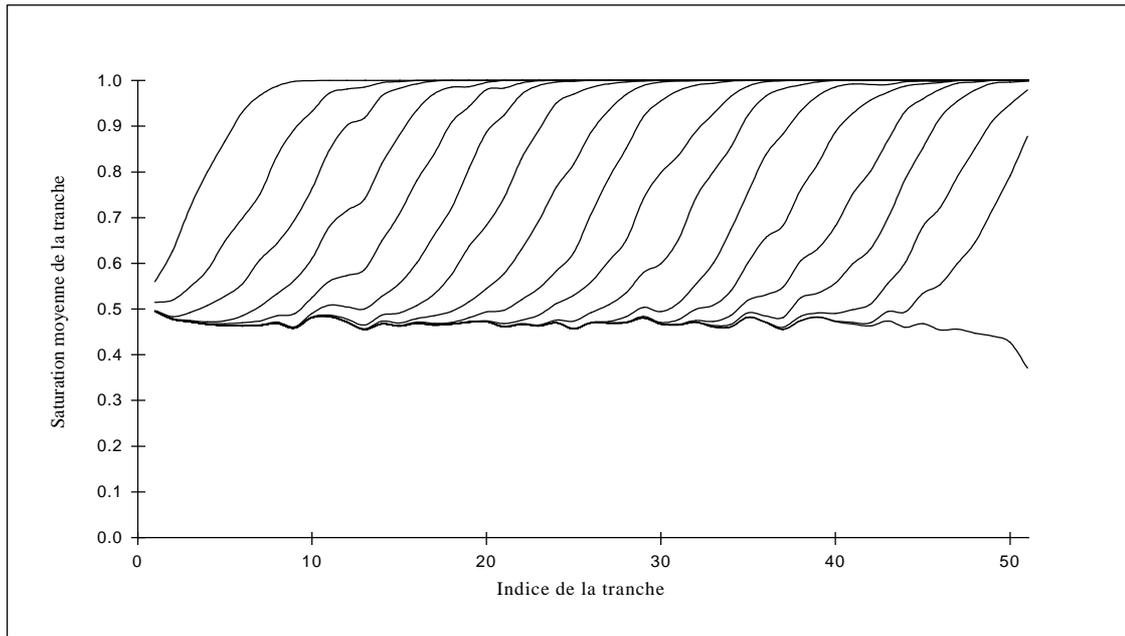


Figure IV-58 Courbes de saturation par tranches en drainage avec gravité stabilisante.

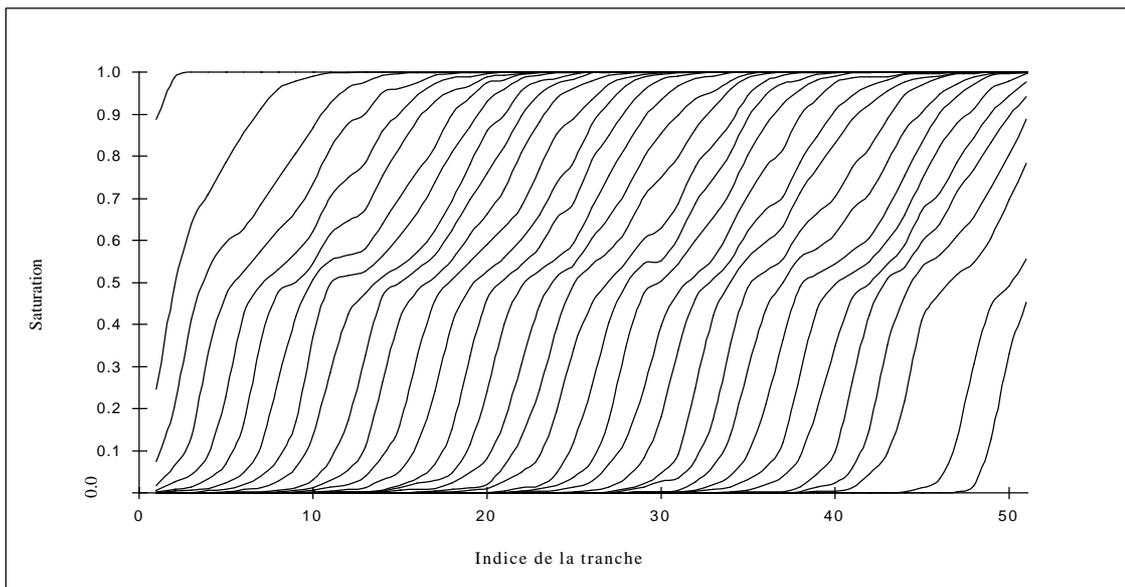


Figure IV-59 Courbes de saturation par tranches en séchage avec gravité stabilisante.

La zone de front en drainage correspond à la zone de variation de la saturation entre ces deux valeurs. Les mécanismes de piégeage d'amas déconnectés introduisent donc une borne supérieure à la plage de variation de la concentration en liaisons occupées par le fluide non mouillant en fonction de z (i.e. en fonction de l'indice des tranches) (cette dernière se stabilisant à une valeur quasi-constante après passage du front).

La distinction entre la zone critique fractale près de p_c et la zone homogène pour $p > p_c$, bien que visible sur la figure IV-59 (zone où il y a un changement de pente du profil pour les saturations en fluide mouillant proches de 1), sera discutée plus en détails dans ce qui suit.

Enfin on peut noter que les profils de saturation sont statistiquement invariants lorsque le front s'enfonce dans le système. Ceci résulte de l'équilibre quasi-statique entre forces de capillarité et forces de gravité.

Dans le cas du séchage, figure IV-59, la plage de saturation s'étend de 1 à 0 puisqu'on a vu qu'il y avait assèchement complet du réseau sur la face d'entrée.

Deux zones peuvent être distinguées sur ces profils : la zone comprise entre les saturations 0,5 et 1, et la zone comprise entre les saturations 0 et 0,5.

Dans la zone 0,5 et 1, les profils sont identiques à ceux du drainage, figure IV-58. Dans la zone 0-0,5, les profils sont plus raides et moins bruités. Ils correspondent à la zone active du point de vue de l'érosion des amas piégés.

Sur la figure IV-60, on a porté les profils obtenus pour deux nombres de Bond (B_0 et $B_1=0,66B_0$, avec $B_0=0,06$), sur un réseau $41 \times 41 \times 41$. Si le profil dans la zone de saturation (0,5-1) exhibe une dépendance nette avec le nombre de Bond, qui comme on le verra est parfaitement cohérente avec la théorie de la percolation en gradient, on peut constater qu'aucune dépendance avec le nombre de Bond n'est notable dans la zone 0-0,5.

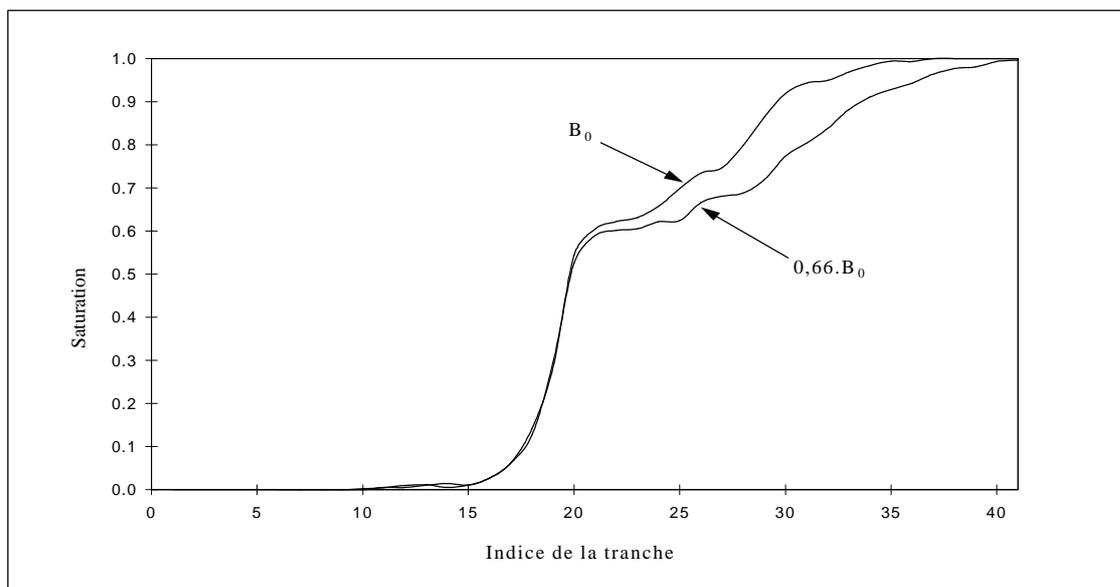


Figure IV-60 Profils de saturation en liquide pour un cas de séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille $41 \times 41 \times 41$.

Comme on le verra, cette zone correspond en fait à une zone d'érosion d'amas déconnectés dont la taille est trop faible pour qu'ils "sentent" les effets de gravité.

IV.2-3-d Structure de la zone de transition

Dans ce paragraphe, la structure de la zone de transition (zone à gradient de saturation moyenne) est étudiée. On s'intéresse pour cela aux :

- profils de concentration en liaisons gazeuses;
- profils de concentration en noeuds occupés par la phase liquide.

Du point de vue de la phase envahissante, nous avons vu que le problème étudié est un problème de percolation de lien, il est donc naturel de s'intéresser aux profils de concentration en liaisons occupées par la phase envahissante.

En revanche, du point de vue de la phase mouillante, il s'agit d'un problème de percolation de site, il est donc naturel de s'intéresser aux profils de concentration en noeuds occupés par la phase liquide.

La figure IV-61 montre l'allure typique des profils obtenus en séchage (en se rappelant que ces profils sont statistiquement constants au cours du temps pour B donné). Elle illustre les points suivants :

- la zone de transition est caractérisée par la coexistence de deux amas infinis (un en phase non mouillante, l'autre en phase mouillante). (Rappelons au passage que toute liaison gazeuse appartient nécessairement à l'amas infini gazeux);
- aucun amas déconnecté de fluide non mouillant ne "survit" en dehors de la zone où existe l'amas infini en fluide mouillant;
- sur une large plage de concentrations, la plupart des noeuds formant l'amas infini en fluide mouillant sont aussi des noeuds interfaciaux (ils ont au moins un voisin occupé par du fluide non mouillant).

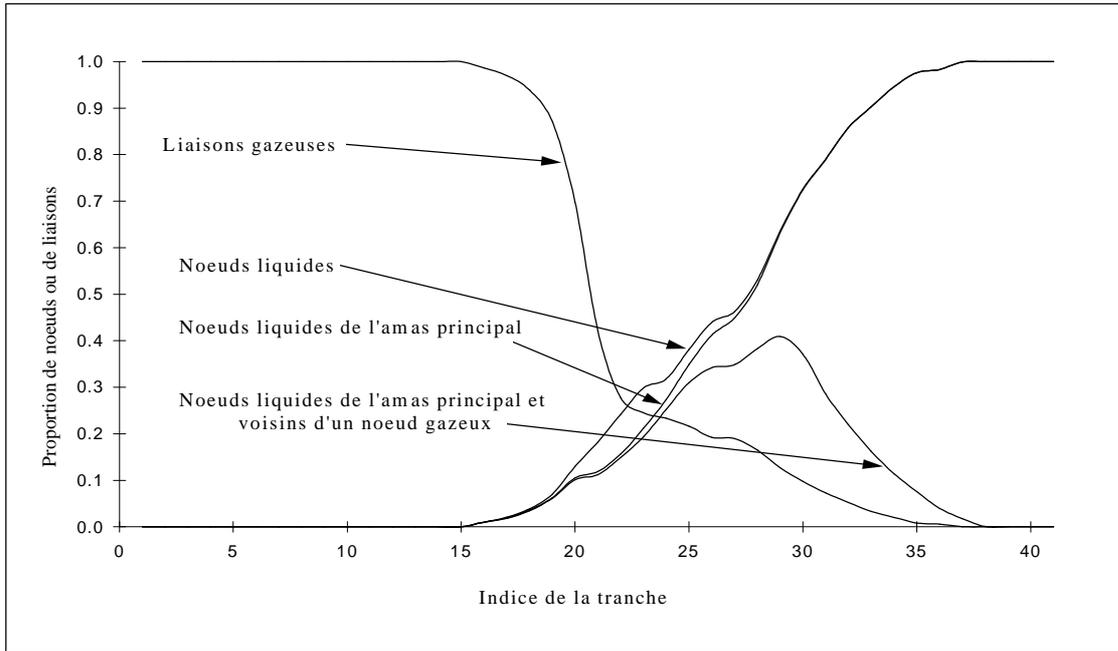


Figure IV-61 Concentrations en noeuds liquides et en liaisons gazeuses en séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille 41x41x41.

Influence du nombre de Bond :

Nous savons que la taille de la zone de transition doit augmenter lorsque le nombre de Bond diminue (comme B^{-1} , équations I-30 et I-33). Ceci est illustré sur la figure IV-60. Une autre illustration de cette influence est donnée sur la figure IV-62.

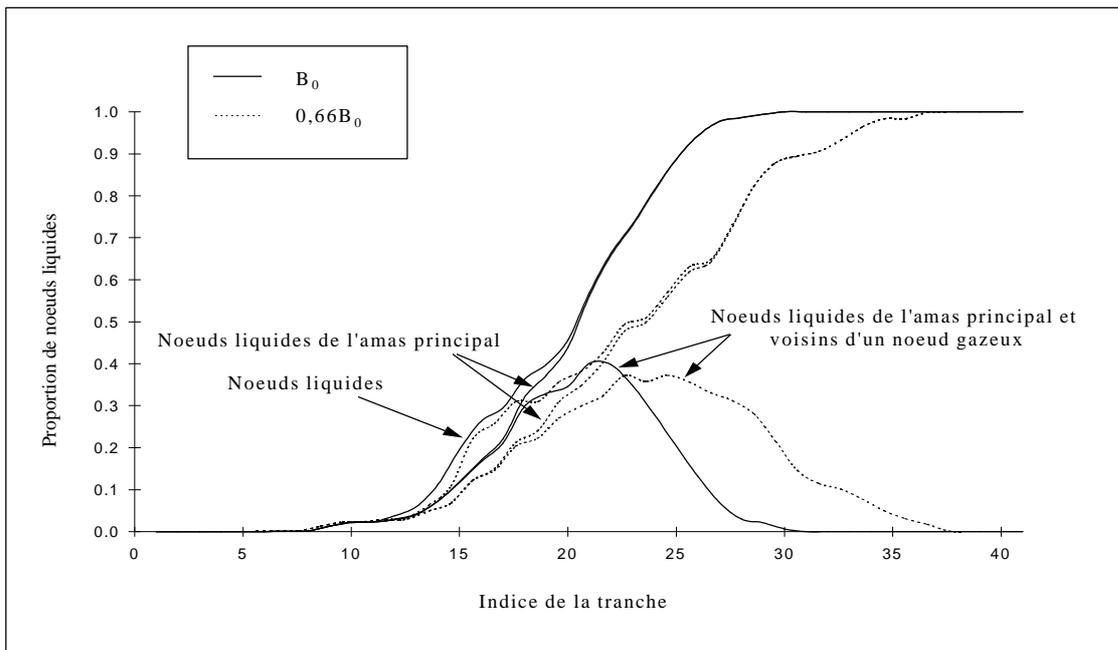


Figure IV-62 Concentrations en noeuds liquides en séchage avec gravité stabilisante pour deux nombres de Bond, pour un réseau de taille 41x41x41.

Comparaison avec les prédictions de la théorie de la percolation en gradient

Pour interpréter nos résultats dans le cadre de la théorie de la percolation en gradient, intéressons-nous plus en détails aux profils de concentration en liaisons gazeuses. Commençons par rappeler les prédictions théoriques. La probabilité d'occupation p varie ici en fonction de z (z est orienté dans le même sens que la gravité et l'invasion se fait par la face supérieure). D'après l'équation (I-21) nous avons l'équation suivante entre probabilité d'occupation et taille de liaison :

$$p(z) = \frac{-r(z) + \bar{r}}{I} + \frac{1}{2} \quad (IV-10)$$

où $r(z)$ désigne la taille du canal le plus petit susceptible d'être envahi ($\bar{r} = \frac{r_{\max} - r_{\min}}{2}$, $I = r_{\max} - r_{\min}$). D'autre part nous pouvons exprimer comment varie la taille du canal seuil en fonction du nombre de Bond (cf. équation I-20) :

$$\frac{r}{a} = \frac{2}{\frac{2a}{r_{\min}} + B\left(\frac{z_{\min}}{a} - \frac{z}{a}\right)} \quad \text{avec } z_{\min} < z < z_{\max} \text{ (} z_{\max} \text{ correspond à } r_{\max} \text{)} \quad (IV-11)$$

On note au passage qu'avec une distribution de taille de liaison uniforme (comme adopté dans ce travail) le gradient de p n'est pas constant en fonction de z .

Soit également r_c la taille seuil correspondant à p_c ($r_c = (p_c - 1/2)I + \bar{r}$) et notons C_{lg} la concentration en liaisons gazeuses (nombre de liaisons gazeuses/nombre total de liaisons dans une tranche).

D'après la théorie de la percolation en gradient, on s'attend au comportement suivant :

$$C_{lg} \propto (p - p_c)^b \quad \text{pour } p \geq p_c \quad (IV-12)$$

C'est-à-dire que pour $p \geq p_c$, la concentration en liaisons gazeuses se comporte comme la probabilité P_∞ d'appartenir à l'amas infini.

soit :

$$C_{lg}(z) \propto \left(\frac{2a}{\frac{2a}{r_c} + B \left(\frac{z_c - z}{a} \right)} - r_c \right)^b \quad \text{pour } r \geq r_c \text{ ou } z \leq z_c \quad (IV-13)$$

(z_c étant la cote de la tranche où $p=p_c$)

Dans la zone critique :

$$C_{lg}(z) \propto p B^{\frac{nb}{1+n}} m(u) \quad (IV-14)$$

avec :

$$u = \frac{z_c - z}{\sigma}, \quad z \geq z_c$$

$$\sigma \propto |B|^{n/1+n}$$

$$\text{et } m(u) = \exp(-1,1u^2 + 0,48u + 0,1)$$

Le nombre de Bond B_0 est, dans nos expériences numériques, égal à $B_0=0,06$. Nous avons réalisé également une simulation pour le nombre $B_1=0,66B_0=0,04$. Pour pouvoir comparer nos simulations aux prédictions, nous avons deux paramètres à préciser : la localisation de la zone critique z_c et l'extension de la zone critique σ . Les ajustements sont faits pour le nombre de Bond $B=B_0$, et on compare prédiction et calculs pour les nombres de Bond B_0 et B_1 . La zone critique est tout d'abord déterminée en ajustant le profil de concentration en liaisons gazeuses numérique au profil prédit par l'équation (IV-9) dans la zone $z \leq z_c$. L'extension σ de la zone critique est ensuite déterminée en utilisant l'équation (IV-10). Les figures IV-63, IV-64 et IV-65 illustrent les résultats trouvés ainsi que la cohérence de nos résultats avec les prédictions de la théorie de la percolation en gradient.

On peut noter ici que l'on s'est contenté de faire ces comparaisons en choisissant un profil pour chaque cas (B_0 et $B_1=0,66B_0$). Nous avons prévu de faire une comparaison a priori plus significative en extrayant des profils moyennés à partir des profils obtenus à différentes localisations (i.e. profondeurs).

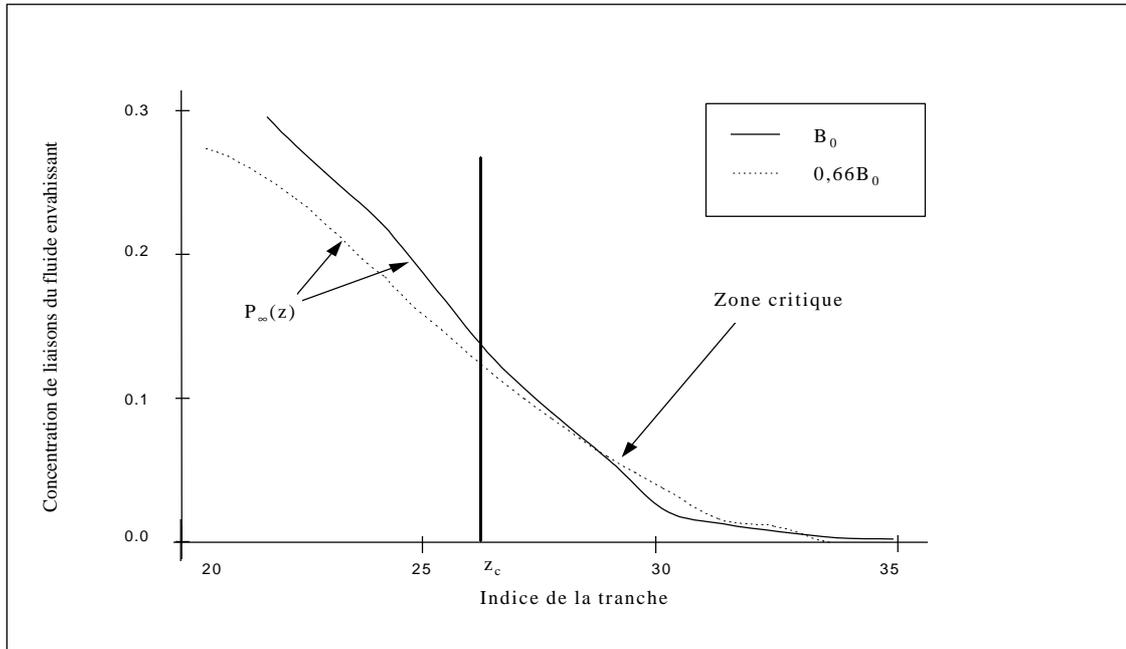


Figure IV-63 Concentrations en liaisons gazeuses en séchage avec gravité stabilisante pour deux nombres de Bond - calcul numérique. Réseau de taille 41x41x41.

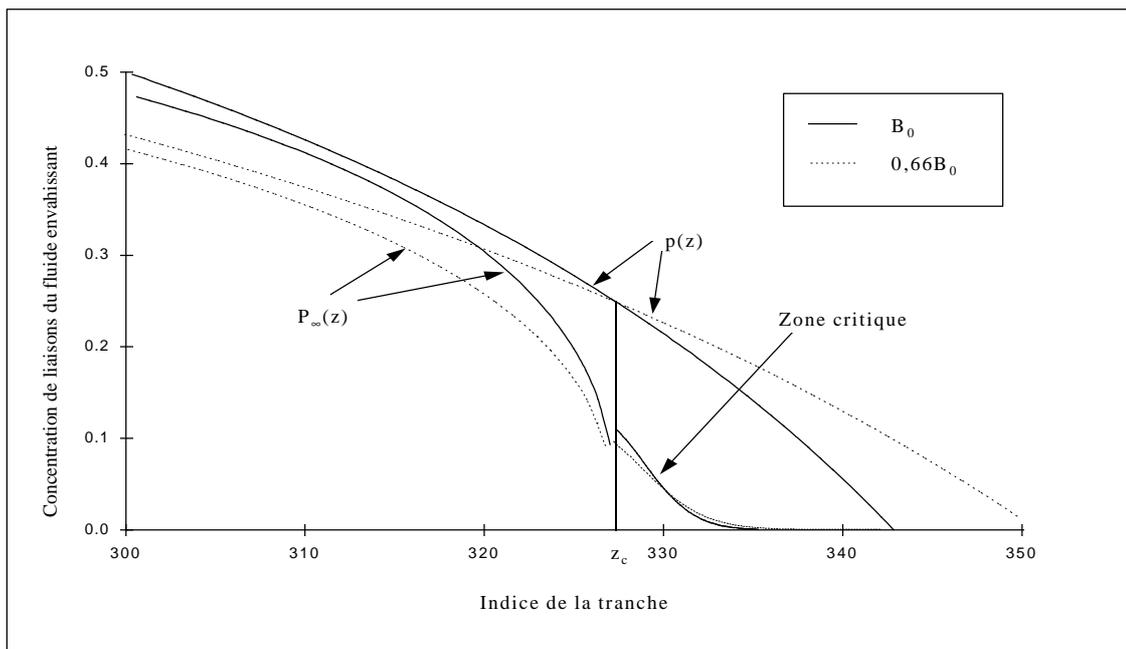


Figure IV-64 Concentrations en liaisons gazeuses en séchage avec gravité stabilisante pour deux nombres de Bond - prédictions théoriques.

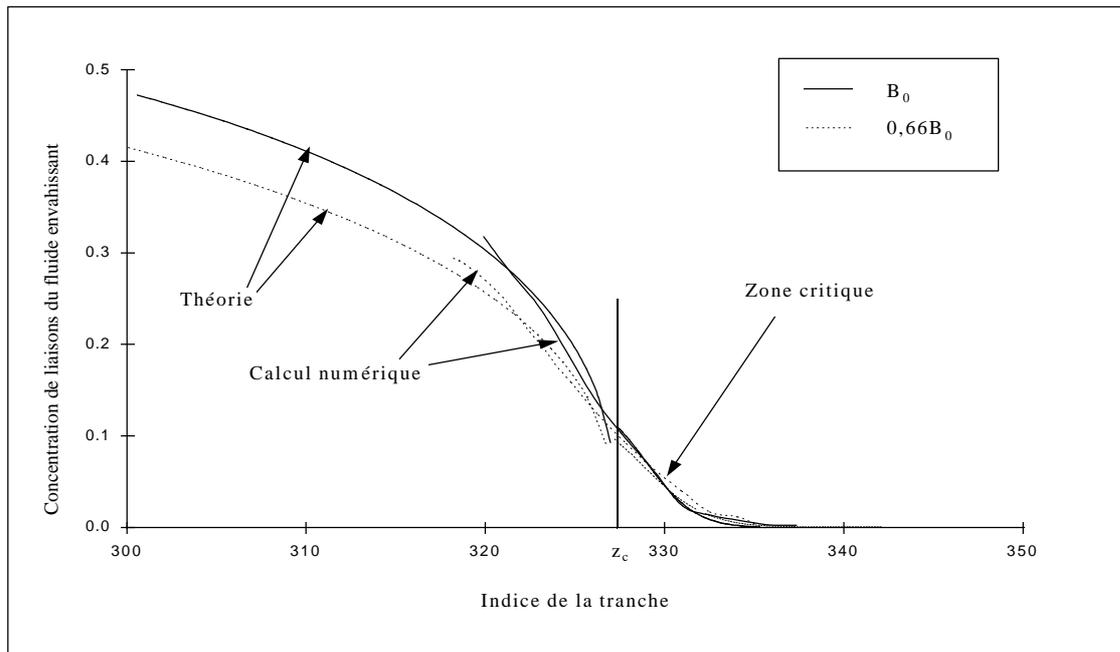


Figure IV-65 Concentrations en liaisons gazeuses en séchage avec gravité stabilisante pour deux nombres de Bond - Comparaison calcul/théorie

Effet d'érosion

La figure IV-66 montre les profils de concentration en liaisons gazeuses à différents instants obtenus dans le cas du séchage. Outre l'invariance statistique avec le temps de la structure de ces profils, ceux-ci exhibent très nettement deux zones : la zone comprise entre les concentrations 0,250 et 0 que nous venons d'étudier, et la zone comprise entre les concentrations 0,250 et 1 où les profils sont plus raides et moins bruités. Cette plage de concentrations correspond à la plage de saturations 0-0,5 des profils de saturations en fluide non mouillant de la figure IV-59. Ils correspondent à la zone où il y a érosion des amas formés. Il est piquant d'observer que la valeur de transition $p=0,250$ correspond au seuil de percolation pour le réseau cubique en percolation de liens (nous n'avons cependant aucun argument de nature théorique ou de nature numérique permettant de relier le point de transition du profil à p_c). On peut observer cependant que cette transition est indépendante du nombre de Bond, figure IV-67 obtenue pour $B_1=0,66B_0$, ce qui est logique puisque dans cette zone la phase liquide est principalement formée d'amas déconnectés dont la taille est trop petite pour être sensible aux effets de gravité.

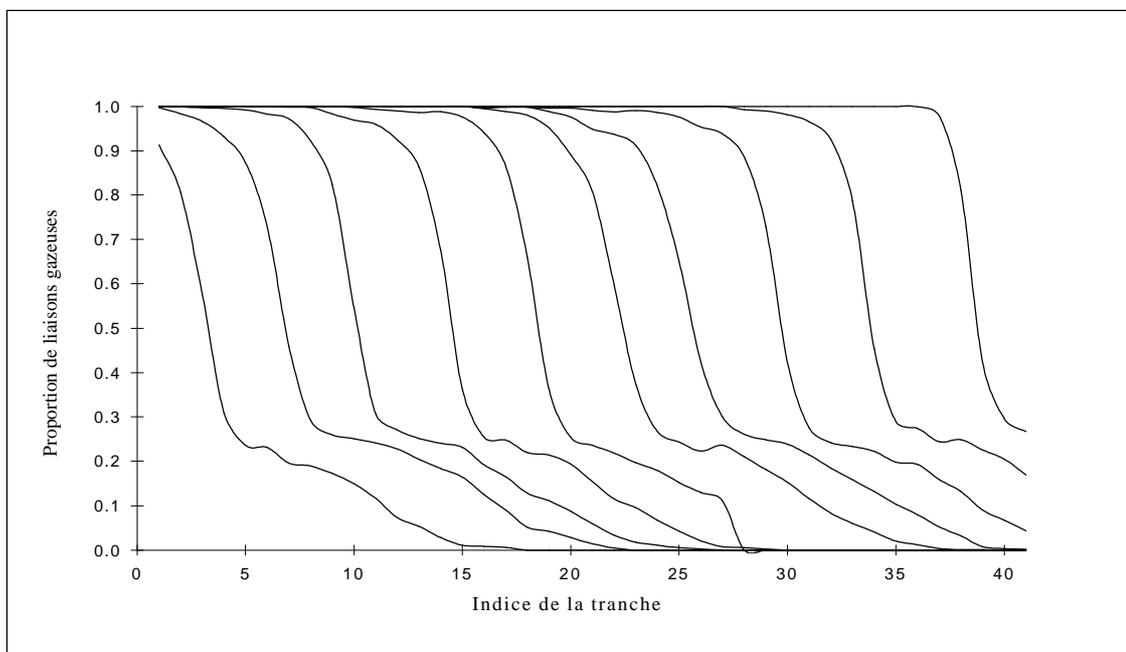


Figure IV-66 Concentrations en liaisons gazeuses en séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille $41 \times 41 \times 41$.

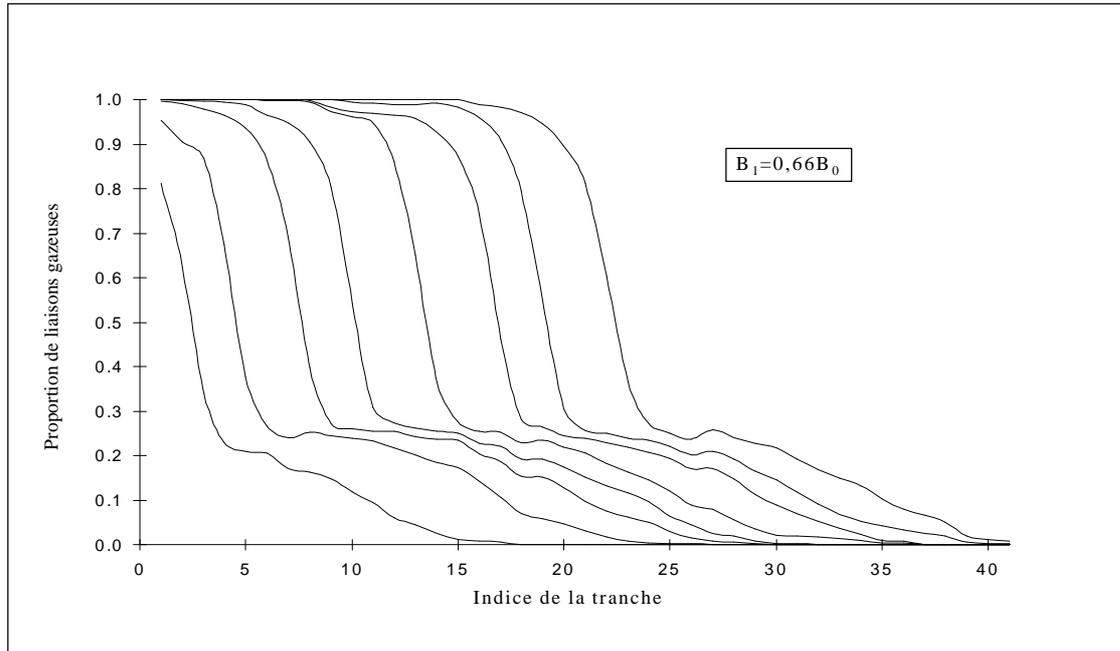


Figure IV-67 Concentrations en liaisons gazeuses en séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille 41x41x41.

IV.2-3-e Remarques sur la structure de la phase liquide

Le profil de concentration en noeuds liquides obtenu dans le cas du séchage est comparé à celui obtenu en drainage sur la figure IV-68.

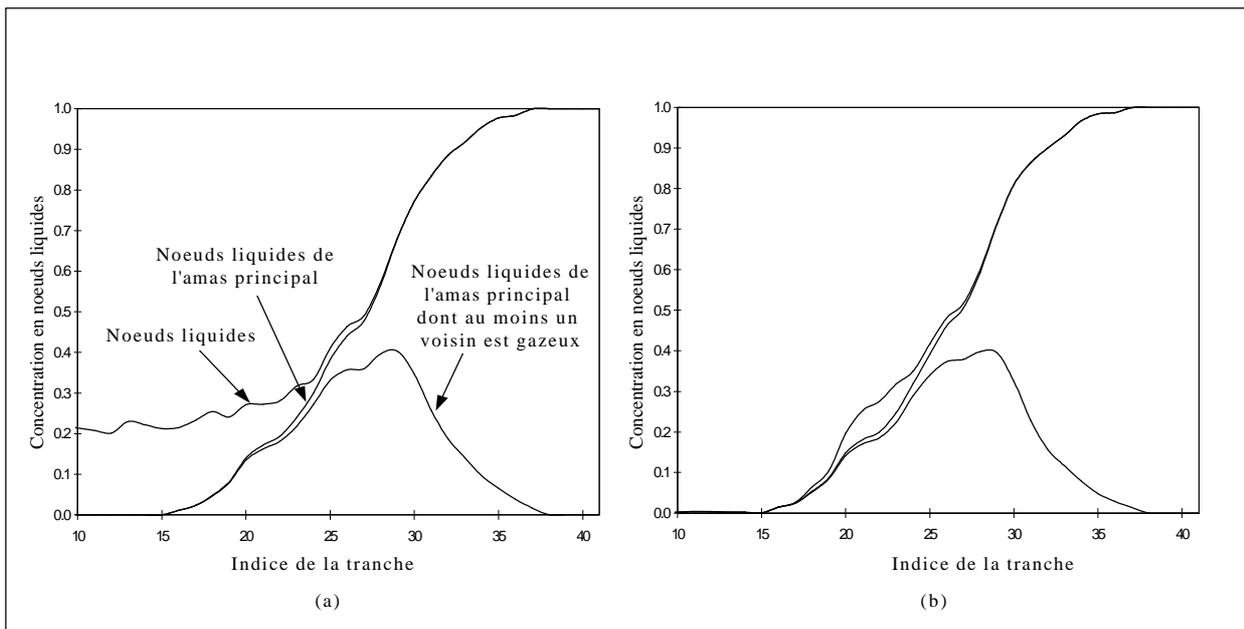


Figure IV-68 Concentrations en noeuds liquides en drainage et en séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille 41x41x41

Cette figure illustre le fait que la différence entre drainage et séchage intervient ici uniquement à travers le processus d'érosion des amas déconnectés. La structure de l'amas infini est identique en drainage et en séchage.

On peut constater qu'en séchage les amas déconnectés ne sont pas présents en dehors de la zone où est présent l'amas infini. En séchage, le haut de la zone de transition est donc caractérisé (figure IV-68-b) par :

- une petite région de queue où les noeuds occupés par la phase liquide sont essentiellement des noeuds appartenant à l'amas infini;
- une région où il y a coexistence d'amas déconnectés et de l'amas infini;
- une région où pratiquement tous les noeuds liquides appartiennent à l'amas infini.

On sait que la taille des plus grands amas déconnectés se formant, évolue avec B comme, WILKINSON, 1994,

$$L_{\max} \propto B^{-n/1+n} \quad (IV-15)$$

La zone où les amas déconnectés sont présents est donc au moins de taille L_{\max} . L_{\max} correspond aussi à la taille de la zone critique pour le fluide mouillant (queue des profils de noeuds liquides appartenant à l'amas infini). En conséquence, on s'attend en fait à ce que l'extension de la zone où il y a des amas déconnectés suive la loi d'échelle (IV-15). (Compte tenu des problèmes de temps de calcul, nous n'avons pas tenté de vérifier cette conjecture).

Nombre d'amas

Les figures IV-79 et IV-80 montrent l'évolution du nombre d'amas présents dans le système. On s'attend à ce qu'en moyenne ce nombre d'amas soit constant (à Bond fixé). La longueur des systèmes étudiés est trop courte pour véritablement observer la stationnarité du comportement moyen, mais celle-ci ne fait physiquement aucun doute. L'influence du nombre de Bond est visible en comparant ces deux figures. Lorsque le nombre de Bond augmente, le nombre d'amas qui se forme diminue. Ceci est cohérent avec la limitation de l'extension de la zone d'amas et de la taille limite des amas présentés dans le paragraphe précédent.

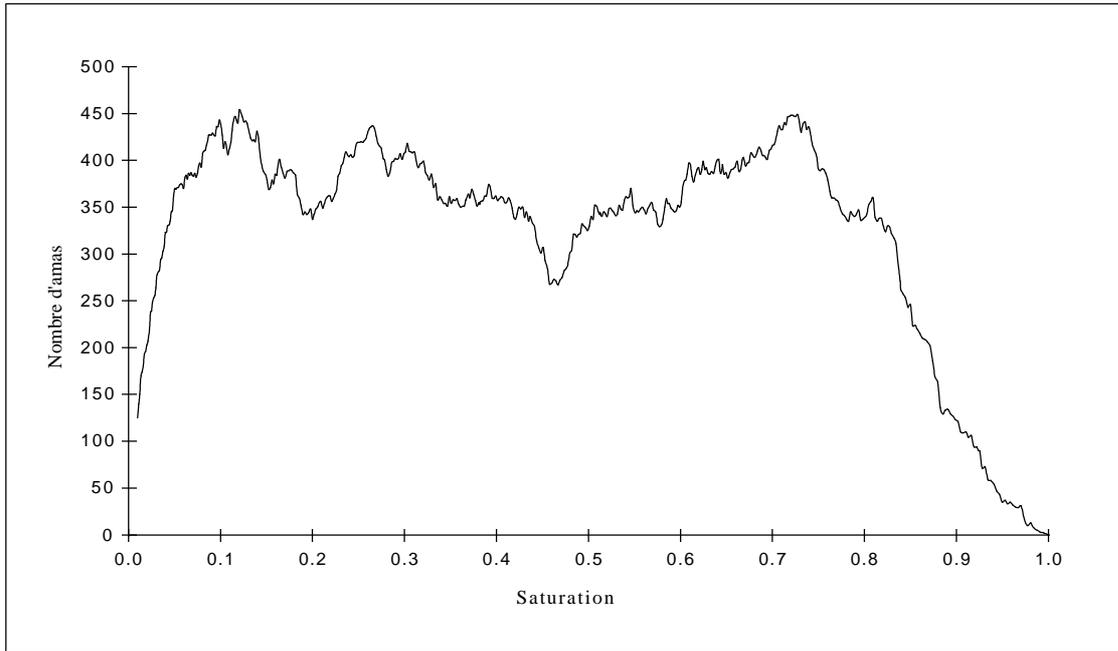


Figure IV-69 Evolution du nombre d'amas au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille $41 \times 41 \times 41$. $B=B_0$.

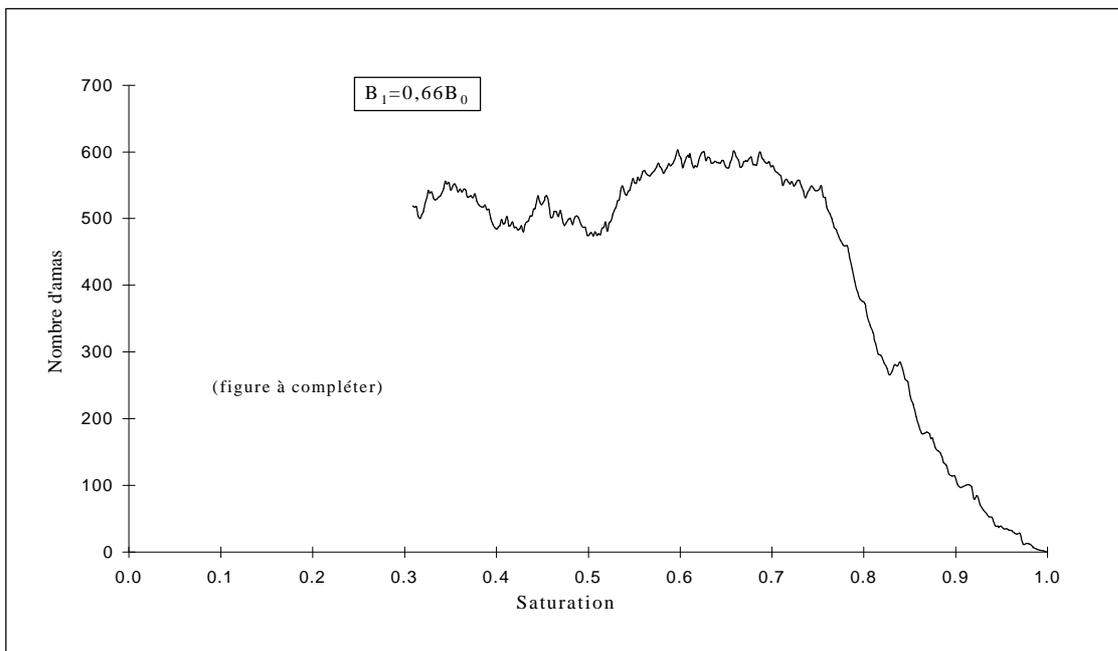


Figure IV-70 Evolution du nombre d'amas au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille $41 \times 41 \times 41$. $B=B_1=0,66B_0$.

Sur les figures IV-71 et IV-72 sont montrées les évolutions comparées du nombre d'amas et du nombre de singletons (liaisons liquides isolées). Les singletons représentent les plus petits "amas" liquides; il est cohérent avec la théorie de la percolation qu'ils soient aussi les "amas" les plus nombreux. On constate également l'augmentation du nombre de singletons avec la diminution du nombre de Bond.

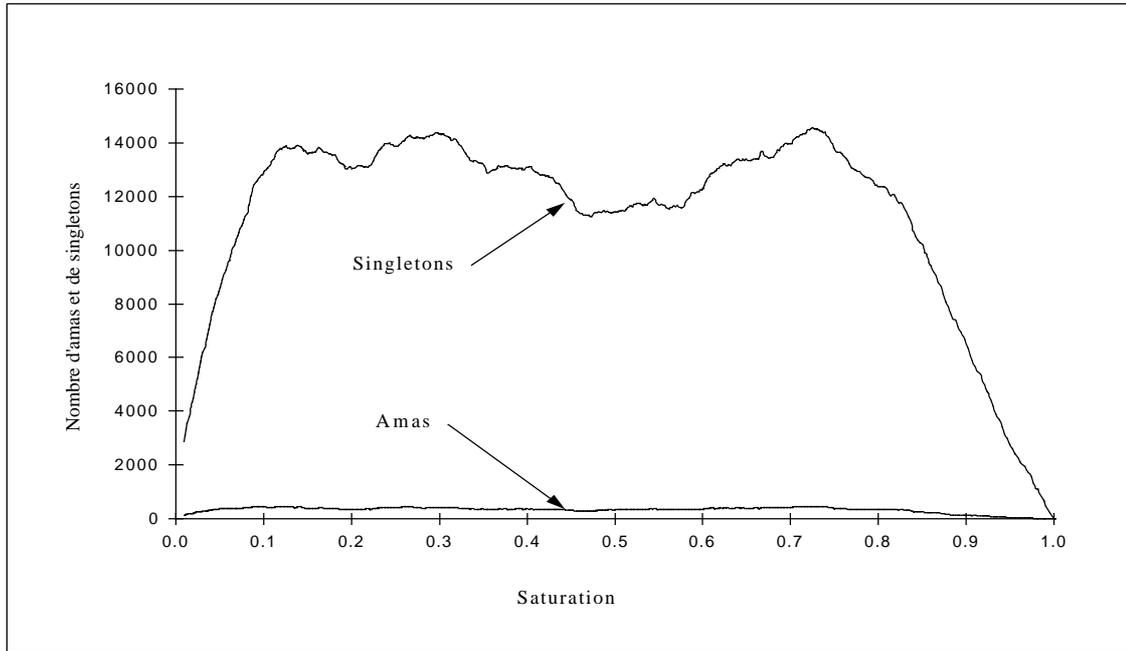


Figure IV-71 Evolution du nombre de singletons au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille $41 \times 41 \times 41$. $B=B_0$.

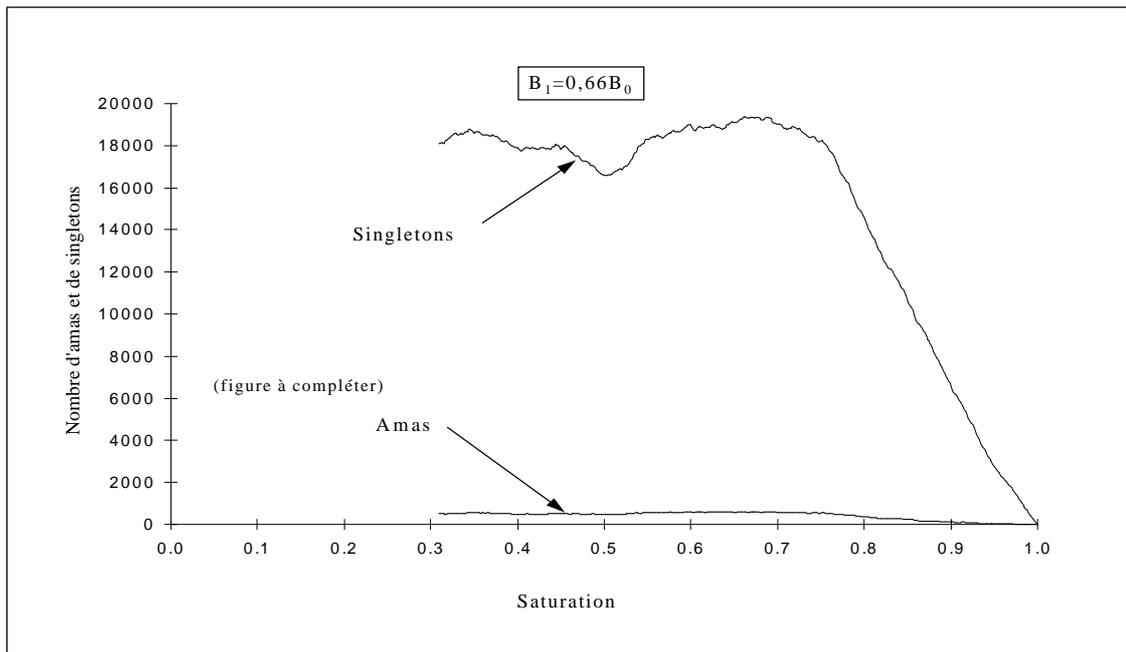


Figure IV-72 Evolution du nombre de singletons au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante, pour un réseau de taille $41 \times 41 \times 41$. $B=B_1=0,66B_0$.

La figure IV-73 montre comment évoluent les saturations et les saturations relatives par tranche (saturation dans les singletons/saturation totale; saturation dans les amas piégés/saturation totale; saturation dans l'amas infini/saturation totale).

Les courbes de saturations relatives illustrent en particulier le fait que la queue de la zone de transition côté zone sèche est essentiellement formée par des pores appartenant à l'amas principal. Les amas piégés et les singletons ne survivent pas en dehors des "fjords" formés par l'amas principal.

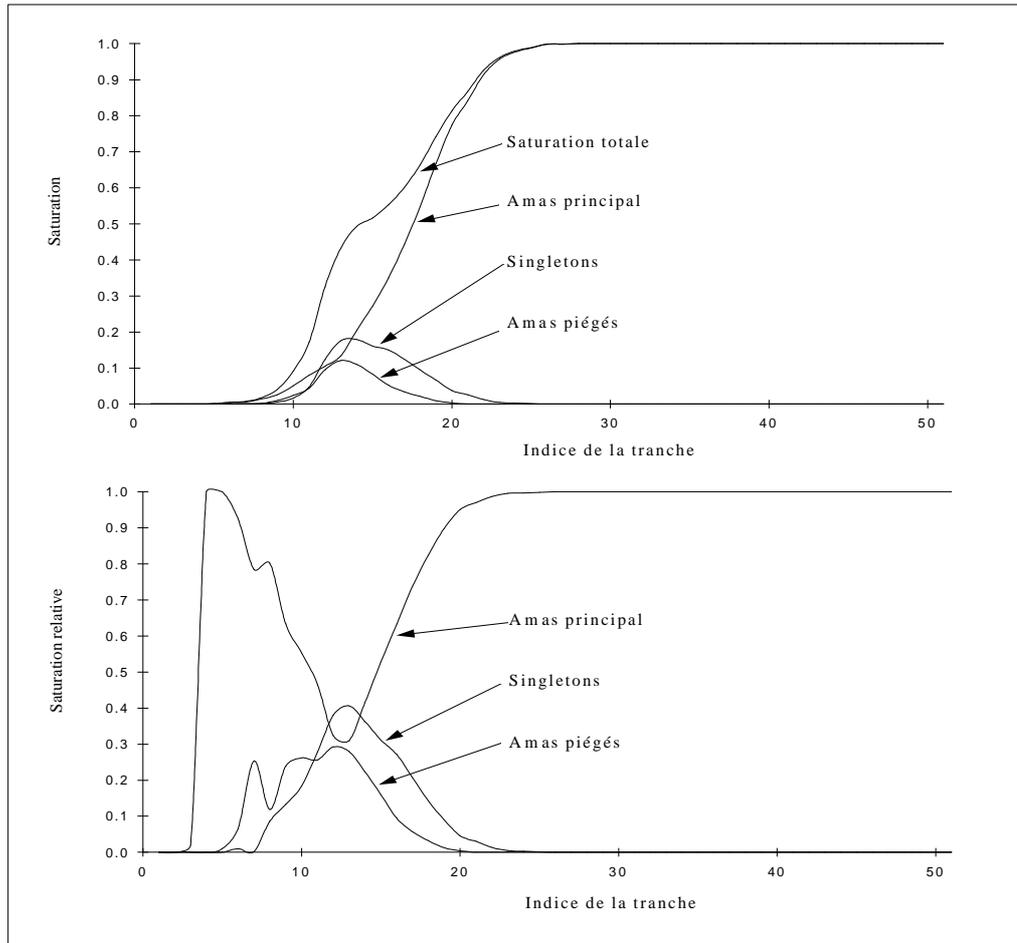


Figure IV-73 Saturations et saturations relatives dans l'amas principal, dans les amas piégés et dans les singletons au cours d'un processus de séchage avec gravité stabilisante.

IV.2-3-f Front d'évaporation

La figure IV-74 montre où se trouve la zone de changement de phase (zone à l'intérieur de la zone de transition où la variation de la pente du profil de pression partielle de vapeur moyenne par tranche n'est pas nulle). On constate que la zone de changement de phase démarre au point de changement de pente caractéristique du profil de concentration en liaisons gazeuses (au voisinage de $C_{lg} \approx 0,250$). En d'autres termes, du point de vue des gradients de

pression partielle (et donc du point de vue du transport par diffusion en phase gazeuse de l'espèce vaporisée) la zone de transition peut être découpée en deux zones :

- une zone sans gradient notable :

Cette zone correspond aux concentrations en liaisons gazeuses comprises entre 0,250 et 0 (ou en termes de saturation en liquide à la zone de saturation variant entre 0,5 et 1, cf. figure IV-60) où il n'y a pas de gradient en pression partielle, et donc pas de transport en phase gazeuse. L'ensemble de la phase gazeuse se sature à la pression partielle d'équilibre dans cette zone. Ceci est dû au caractère extrêmement ramifié de la structure de la phase liquide qui fait que chaque noeud gazeux dans cette zone est en fait voisin de plusieurs noeuds liquides.

- une zone à gradient :

Cette zone correspond aux concentrations en liaisons gazeuses comprises entre 1 et 0,250 (ou en termes de saturation en liquide à la zone comprise entre 0 et 0,5, cf. figure IV-60). C'est donc la zone active du point de vue de l'érosion des amas.

Ce problème de diffusion de vapeur à partir d'une interface fractale peut bénéficier des résultats acquis sur les interfaces fractales par SAPOVAL, 1994, bien que les résultats connus concernent essentiellement des problèmes bidimensionnels. On sait, SAPOVAL, 1994, qu'il y a un effet "d'agrandissement" (pour reprendre la terminologie de SAPOVAL); toute l'interface n'est pas active du point de vue du transfert (dans notre problème, il s'agit de la zone à gradient de pression partielle moyenne nulle). Il existe en fait seulement une fraction des sites formant l'interface qui sont actifs du point de vue diffusif (dans notre problème, il s'agit des sites localisés dans la zone à gradient de pression partielle moyenne). En d'autres termes il faut que la phase gazeuse ne soit pas "cernée" de trop près par des sites liquides pour qu'un gradient de pression partielle puisse se développer. Il faut donc que la proportion de sites liquides par tranche diminue suffisamment pour qu'un gradient de pression partielle s'installe. Il serait certainement intéressant de préciser quantitativement tout ceci de façon à voir comment l'aspect fragmentation de la phase liquide et diminution de la proportion de sites liquides par tranche se conjuguent pour permettre le transport par diffusion. Ceci permettrait

peut-être d'expliquer la valeur seuil de transition en concentration en liaisons gazeuses aux alentours de 0,250 marquant un changement net des profils.

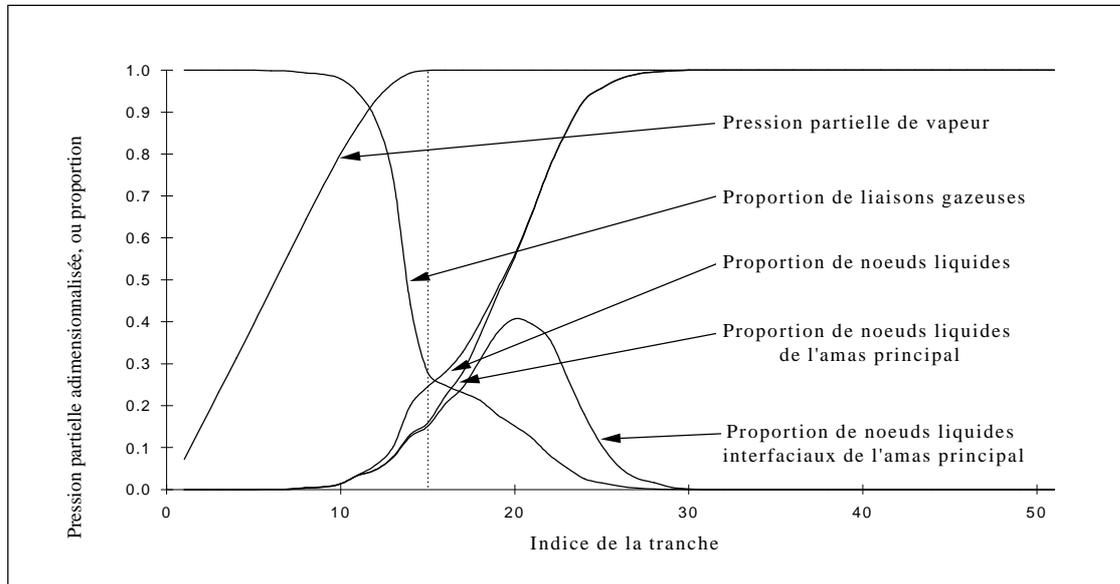


Figure IV-74 Localisation du front d'évaporation

IV.2-3-g Courbe de séchage

La figure IV-75 montre les courbes de séchage dans les cas avec gravité et sans gravité. La présence de la gravité favorise l'installation de la zone sèche et donc conduit à une réduction rapide du flux d'évaporation.

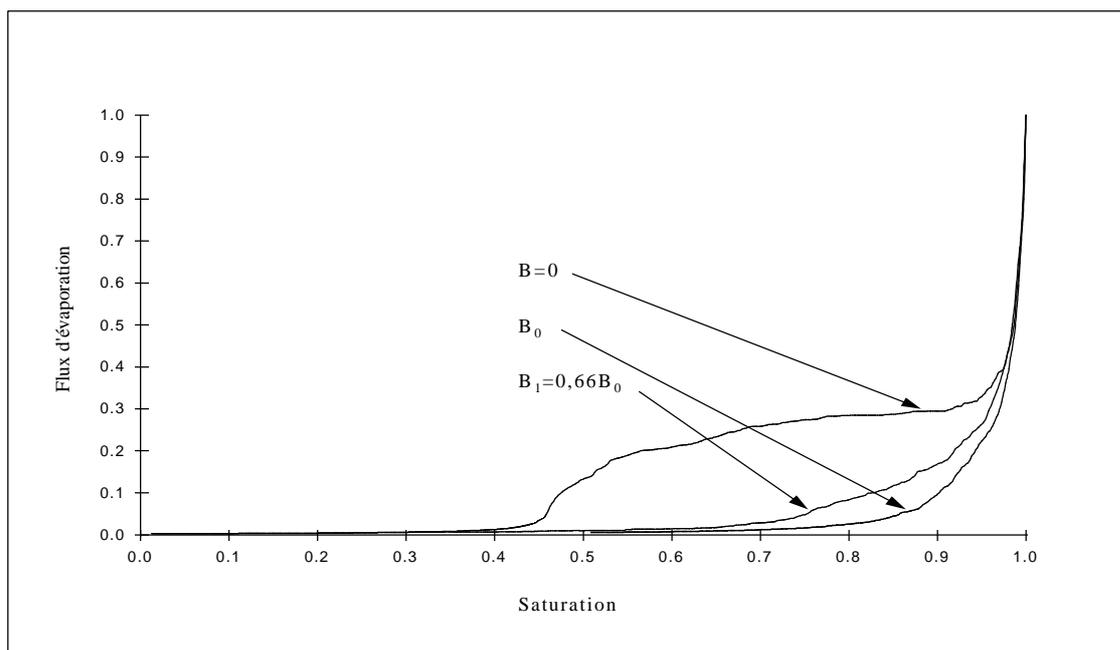


Figure IV-75 Courbes de séchage pour trois nombres de Bond.

Dans le même esprit que pour le cas $B=0$, nous montrons sur la figure IV-76 l'évolution de la pression partielle moyenne dans la tranche interfaciale (tranche 1), l'évolution de l'écart type de la distribution de pression partielle, ainsi que l'évolution du flux d'évaporation. On note la forte corrélation entre pression partielle moyenne et flux d'évaporation, et on observe également que la zone de variation du taux de séchage est caractérisée par l'explosion de l'hétérogénéité de pression partielle à la surface.

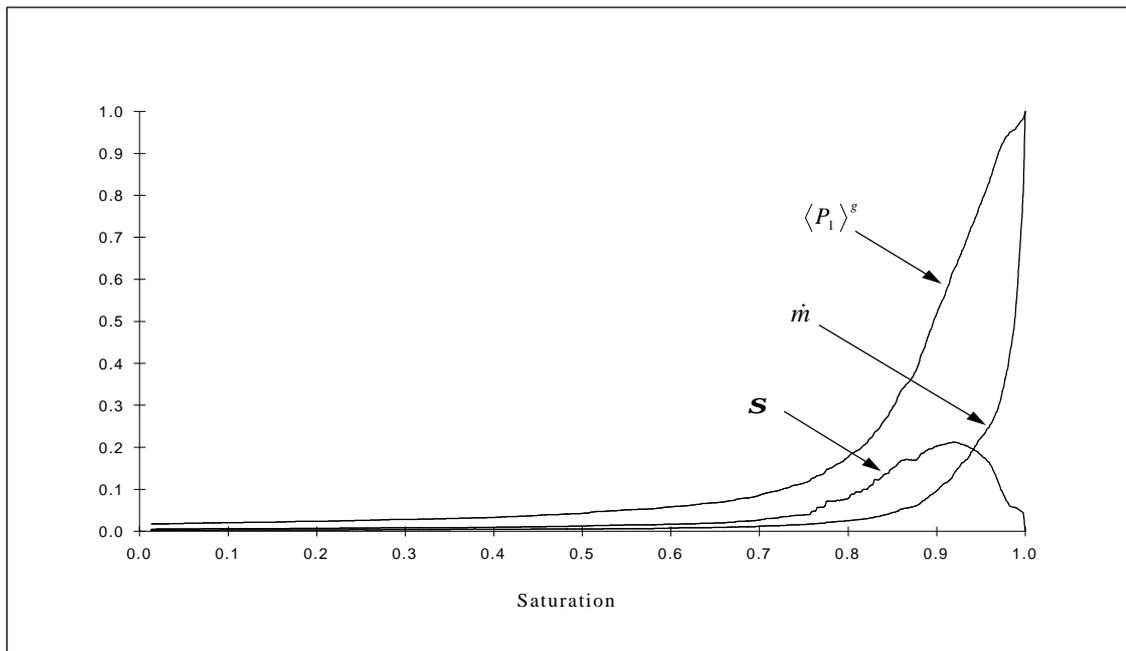


Figure IV-76 Evolution de la pression partielle moyenne dans la première tranche de l'échantillon, de l'écart type de la distribution des valeurs de cette pression partielle dans la tranche, et du flux d'évaporation (courbe de séchage)

IV.2-4 Cas avec gravité déstabilisante ($B < 0$)

IV.2-4-a Comportement global

Drainage : Le drainage pour ce cas a été étudié par MEAKIN et al., 1992, FRETTE et al., 1992, HIRSCH et THOMPSON, 1994. Ces derniers ont plus particulièrement étudié le cas de l'injection contrôlée par la pression alors que MEAKIN et al. ont considéré le cas de l'injection à débit contrôlé. Ce cas est le plus intéressant dans la perspective du séchage. Le résultat principal est que l'invasion se fait par croissance d'une branche unique. Cette branche unique est formée d'une chaîne de "blobs" réalisant une marche aléatoire orientée vers le haut (g est orienté vers le bas). La taille des blobs et la distance moyenne entre blobs suit la loi d'échelle, WILKINSON, 1984 :

$$L \propto |B|^{-n/1+n} \quad (IV-16)$$

A l'intérieur de chaque blob (soit sur une distance inférieure à L) la structure est celle de l'amas infini de percolation. La structure est d'autant moins diffuse et large que le nombre de Bond augmente. De même, la saturation en fluide injecté à la percée est d'autant plus faible que le nombre de Bond est grand.

Les figures IV-77 et IV-78 montrent les distributions de phase obtenues en drainage à l'aide de notre simulateur, à la percée et au point terminal (quand la phase liquide (mouillante) se trouve déconnectée complètement pour la première fois de la face de sortie). Le réseau utilisé est un réseau $51 \times 51 \times 51$ et le nombre de Bond est égal à 0,06. La face d'injection est la face inférieure. La face de sortie est la face supérieure.

La branche unique est parfaitement visible. Une fois la percée effectuée, l'envahissement se fait de façon privilégiée dans la partie supérieure de l'échantillon jusqu'à déconnexion complète de la phase mouillante de la face de sortie.

En fait, après la percée, tout se passe, comme nous le verrons, comme si on réalisait un drainage en gravité stabilisante.

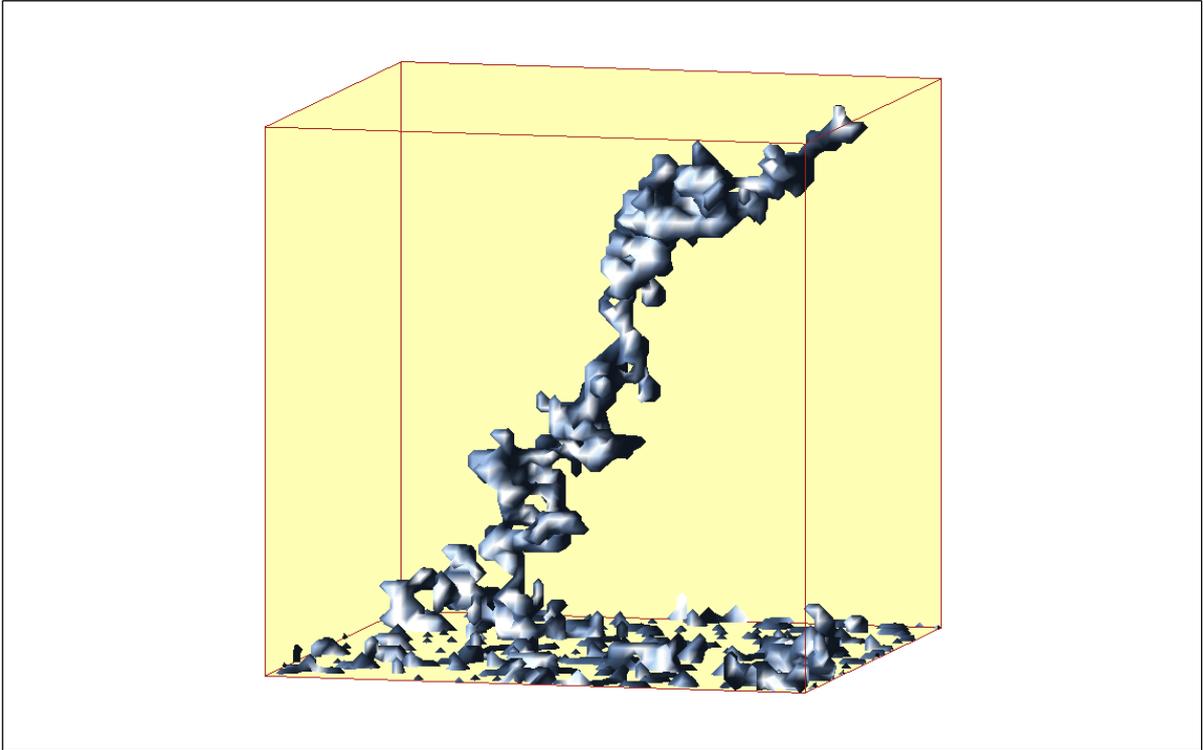


Figure IV-77 Interfaces gaz-liquide à la percée dans un cas de drainage avec gravité déstabilisante

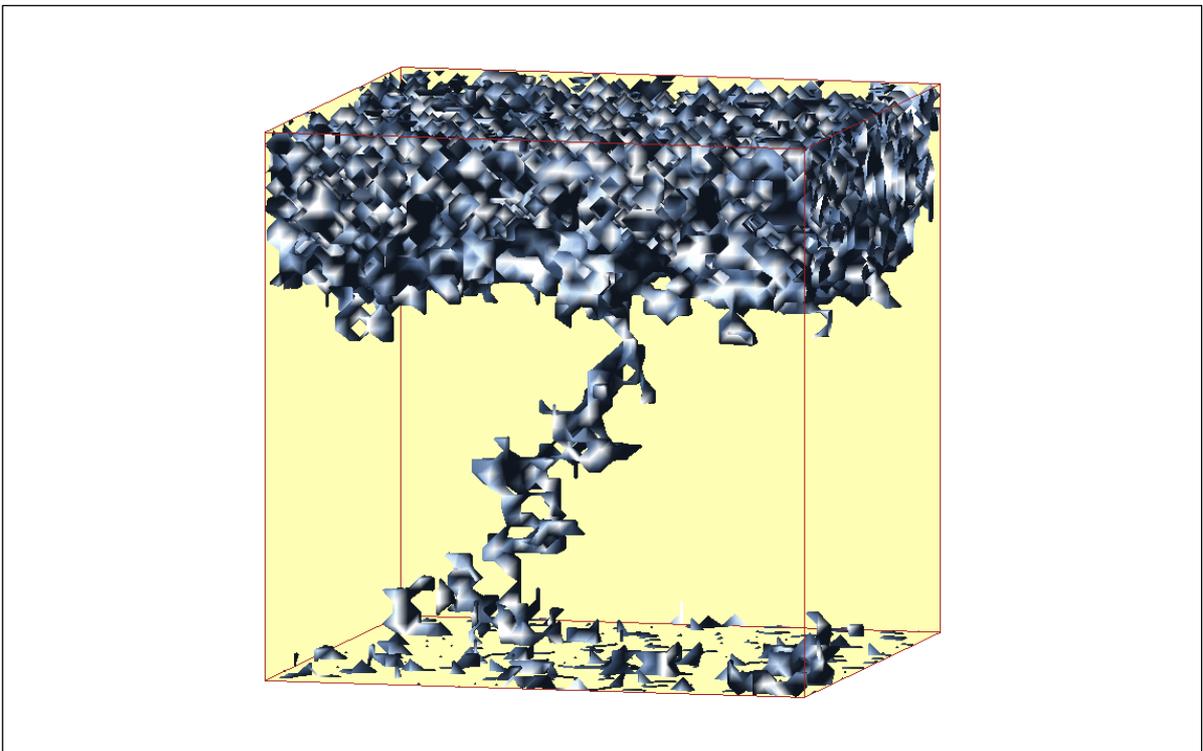


Figure IV-78 Interfaces gaz-liquide au point terminal dans un cas de drainage avec gravité déstabilisante

Séchage

Les figures IV-79, IV-80, IV-81, IV-82, IV-83 et IV-84 illustrent l'évolution de la distribution des phases en séchage.

Cette évolution est caractérisée par trois grandes phases :

- phase de croissance de la branche unique (figure IV-79);
- phase de drainage gravitationnel stabilisant jusqu'à fragmentation complète de la phase liquide (figures IV-80, IV-81, IV-82);
- phase d'érosion progressive depuis la face ouverte de la zone liquide, et d'installation d'une couche sèche (figure IV-83, IV-84).

Croissance de la branche unique : la structure de la branche unique est identique à celle observée en drainage, le processus de séchage et de drainage quasi-statique conduisant à la même séquence d'invasion (à réalisation de réseau identique).

Phase de drainage gravitationnel : en séchage, l'invasion ne s'arrête évidemment pas une fois la déconnexion du dernier amas de liquide de la face supérieure réalisée. En fait, on réalise un drainage gravitationnel complet du système, le front d'évaporation étant maintenu sur la face ouverte inférieure.

Il est intéressant de comparer les structures des profils de concentration en noeuds liquides (figure IV-85) avec ceux obtenus dans le cas du drainage avec gravité stabilisante (figure IV-86). On constate qu'ils ont exactement la même structure (leurs sens de déplacement sont opposés sur les figures IV-85 et IV-86). Ceci illustre que tout se passe comme dans un drainage gravitationnel (stabilisant). En conséquence, on sait que la phase liquide à l'arrière du front de vidange descendant est formée d'amas dont la taille maximum suit la loi d'échelle :

$$L_{\max} \propto |B|^{-n/1+n} \quad (IV-17)$$

et que la distribution des tailles d'amas est identique à celle d'un drainage gravitationnel (voir WILKINSON, 1984).

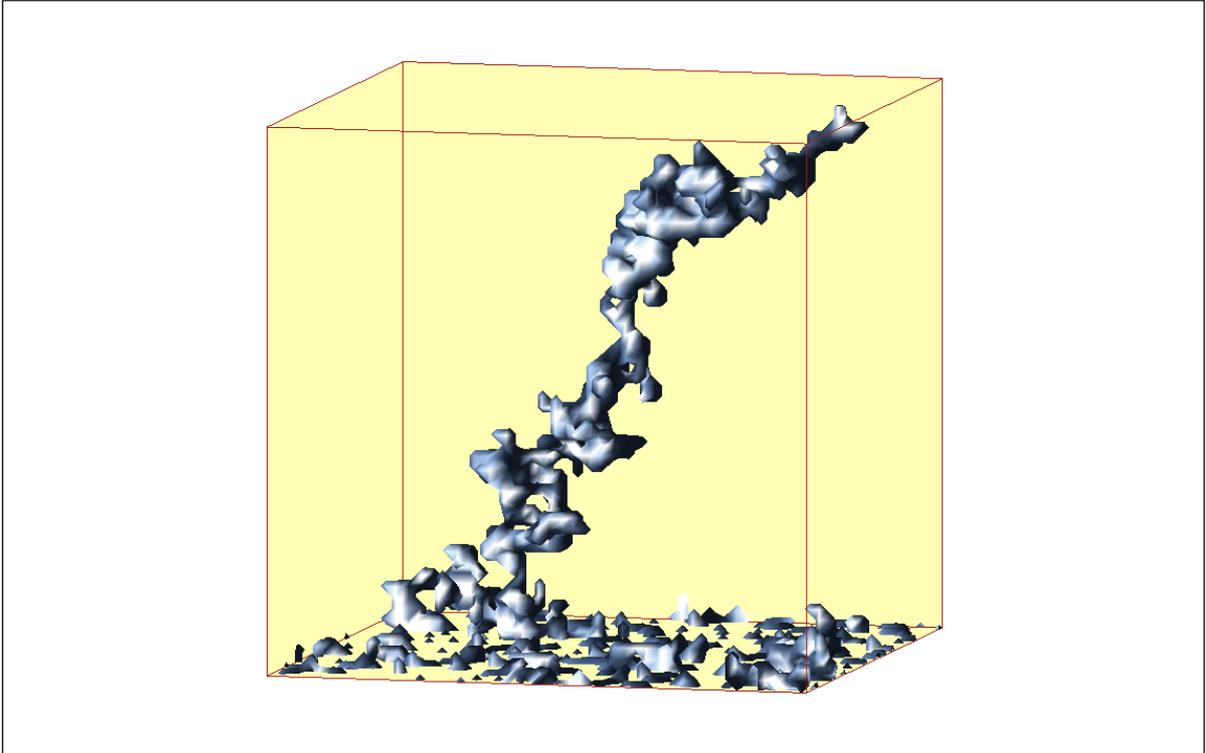


Figure IV-79 Interfaces liquide-gaz dans le cas du séchage avec gravité déstabilisante à la percée

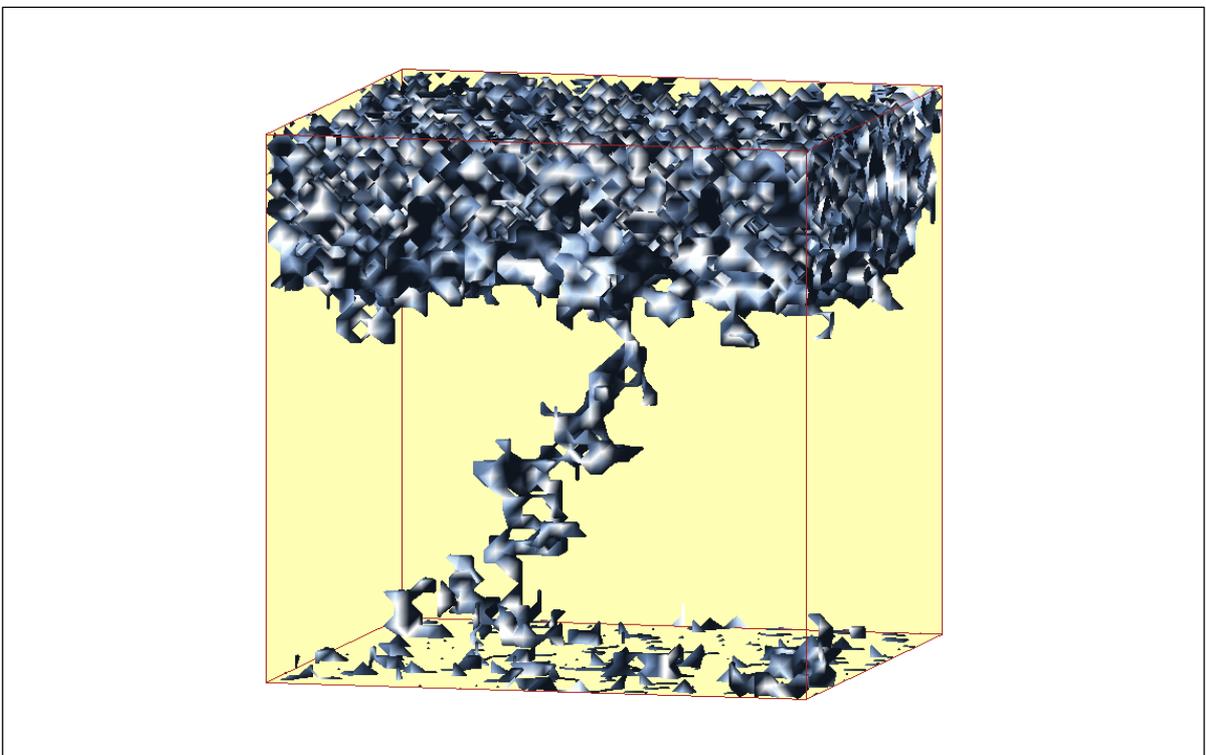


Figure IV-80 Interfaces liquide-gaz dans le cas du séchage avec gravité déstabilisante à la déconnexion de l'amas principal

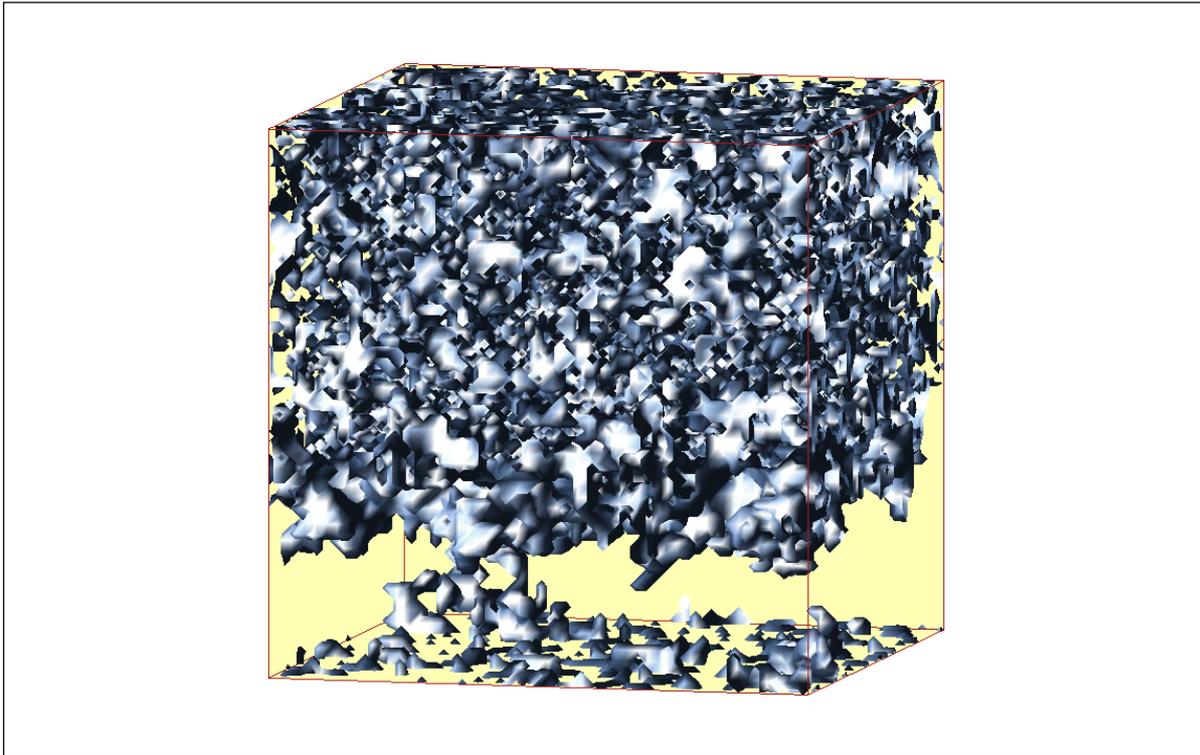


Figure IV-81 Interfaces gaz-liquide pour un cas de séchage avec gravité stabilisante - descente du front de vidange

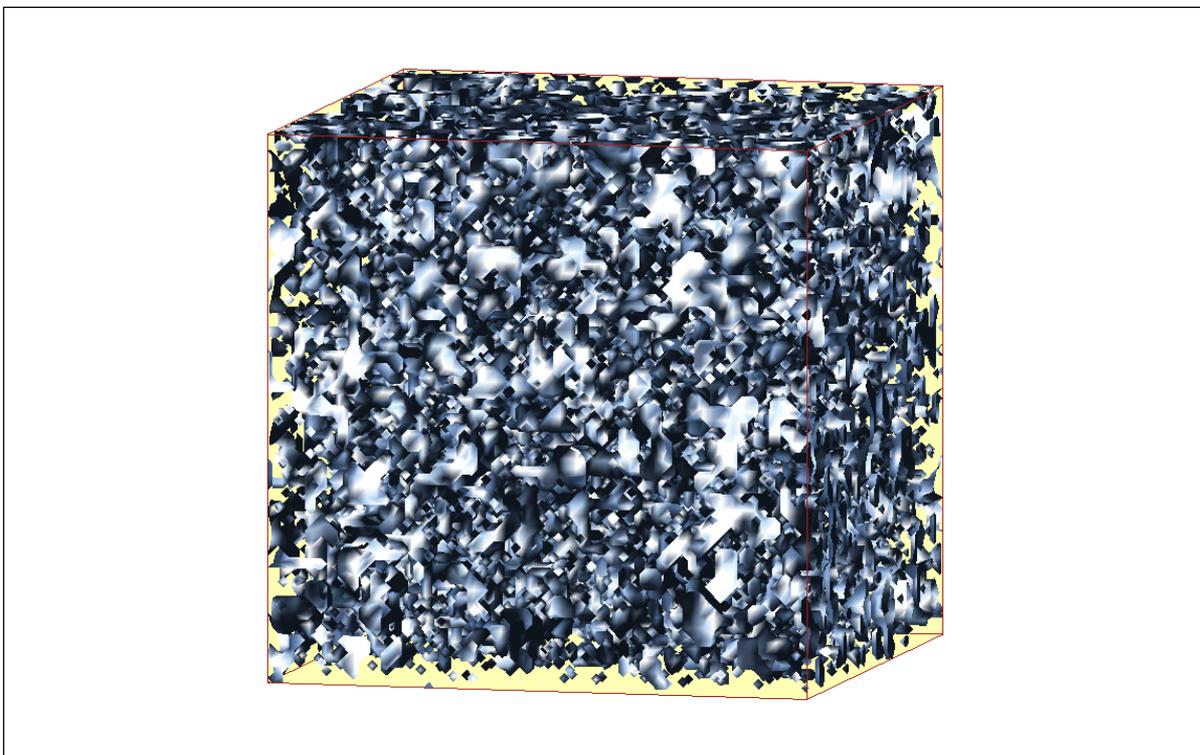


Figure IV-82 Interfaces gaz-liquide pour un cas de séchage avec gravité stabilisante - le front de vidange et le front d'évaporation se confondent

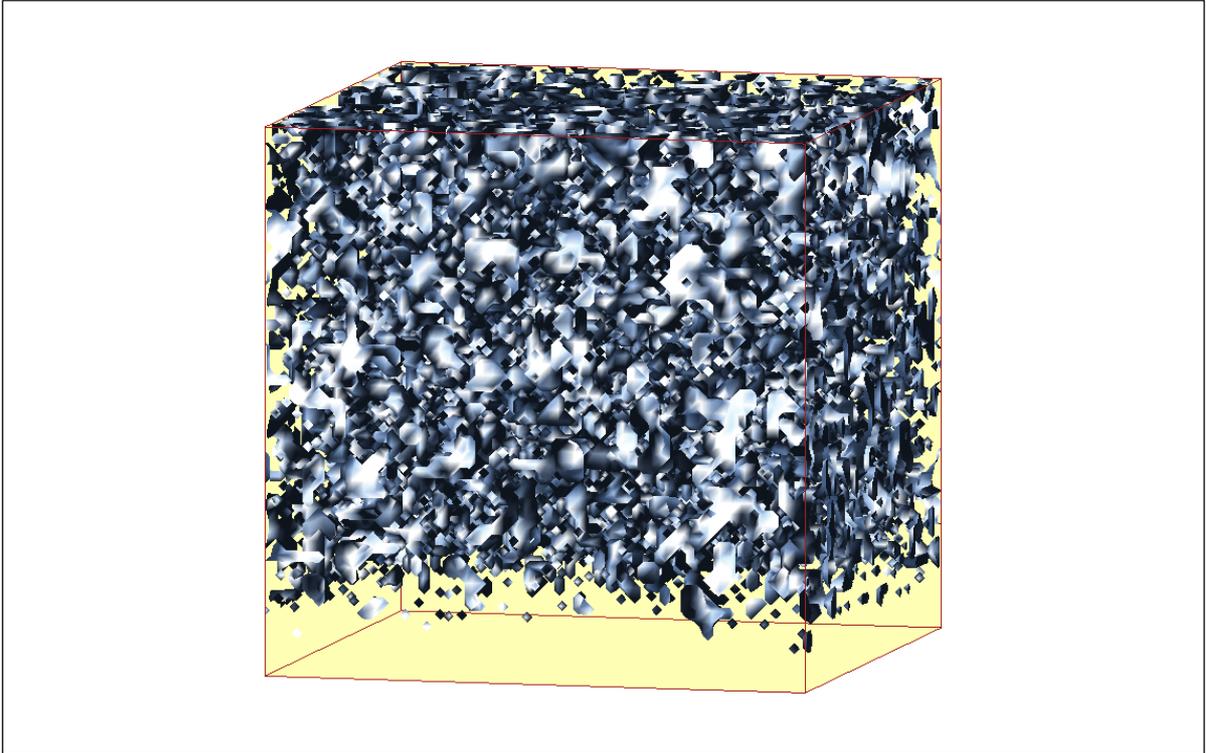


Figure IV-83 Interface gaz-liquide dans un cas de séchage avec gravité déstabilisante - remontée du front -a-

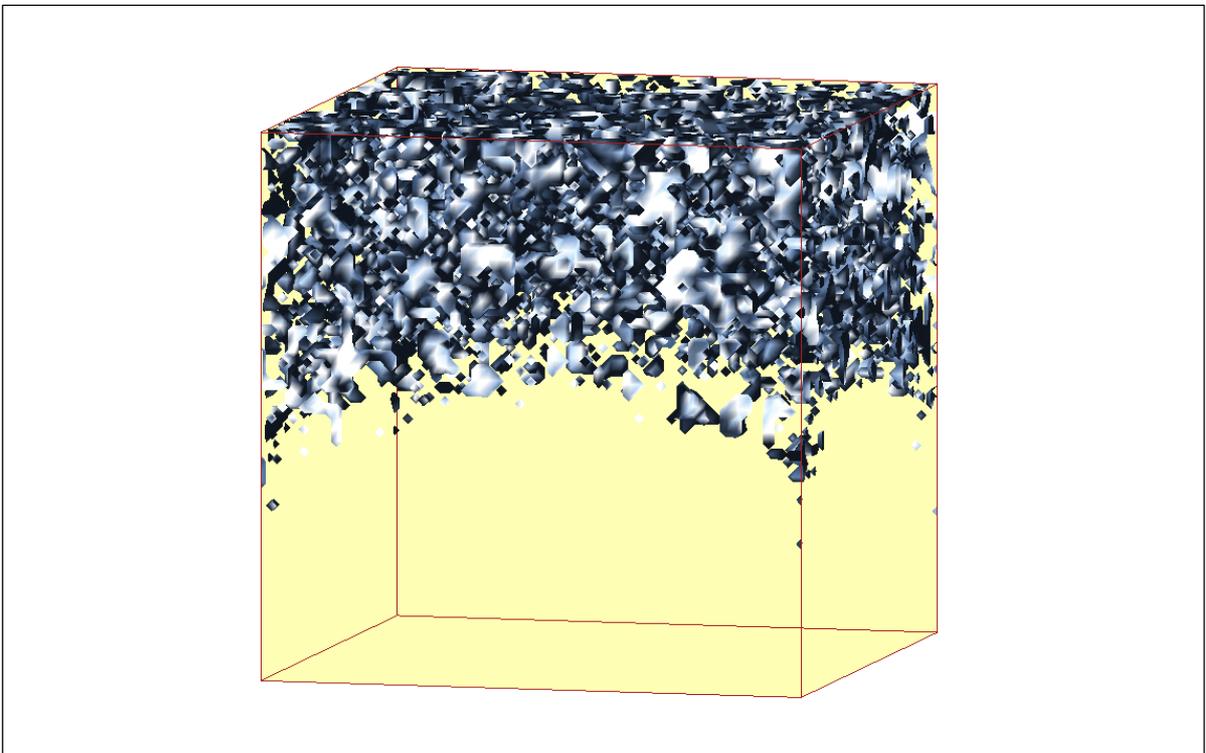


Figure IV-84 Interface gaz-liquide dans un cas de séchage avec gravité déstabilisante - remontée du front -b-

On peut en particulier utiliser un résultat de WILKINSON, 1984, pour prédire que la saturation $S_{B>0}$ en fluide mouillant au moment où le front de vidange atteint la face d'entrée, figure IV-82, suit la loi d'échelle suivante :

$$S_{B=0} - S_{B>0} \sim B^{\frac{1+b}{1+n}} \quad (IV-18)$$

où $S_{B=0}$ est la saturation en fluide mouillant au point terminal en absence de gravité.

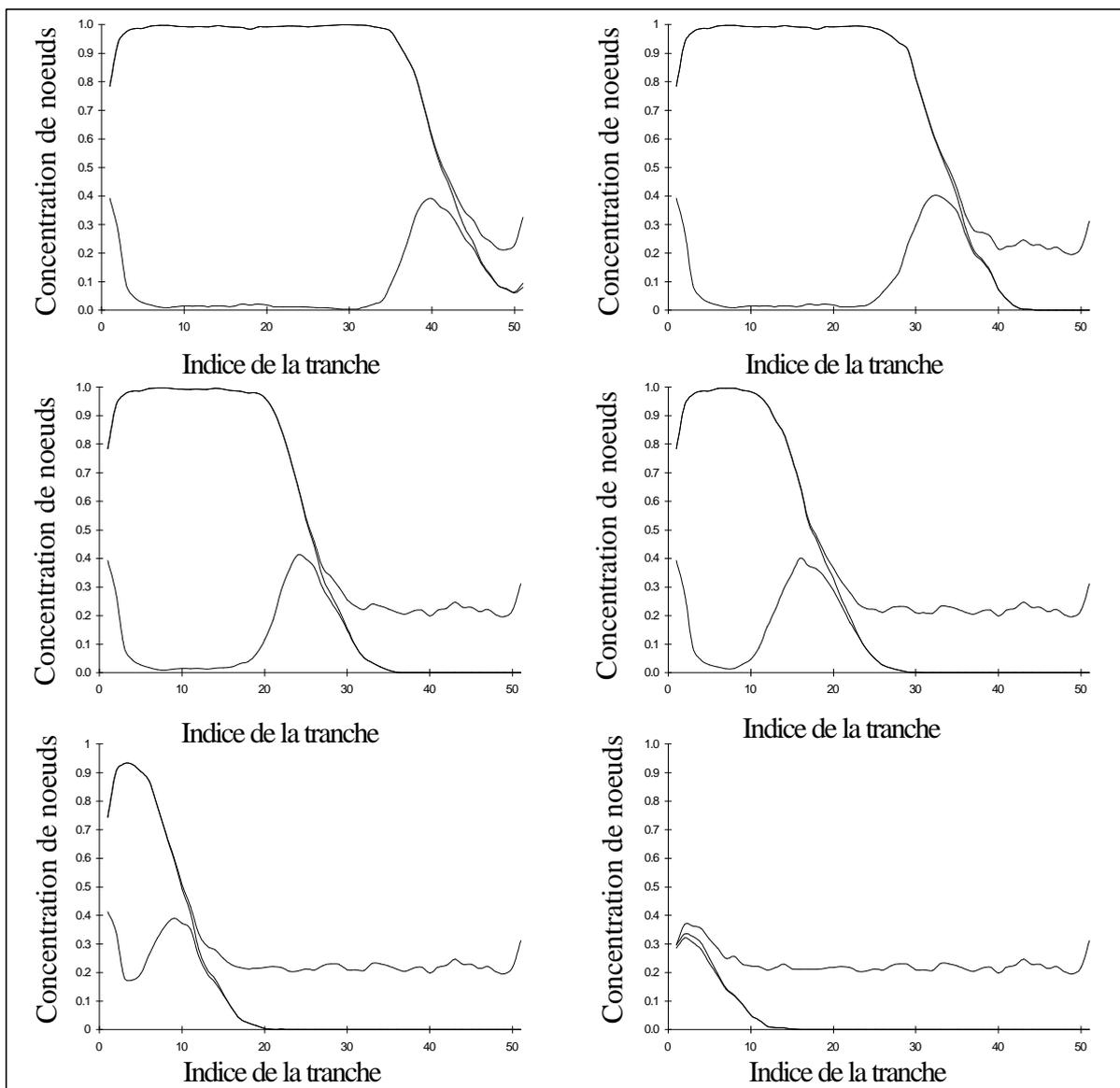


Figure IV-85 Courbes des concentrations de noeuds liquides - propagation du front de vidange dans un cas de séchage avec gravité *déstabilisante*

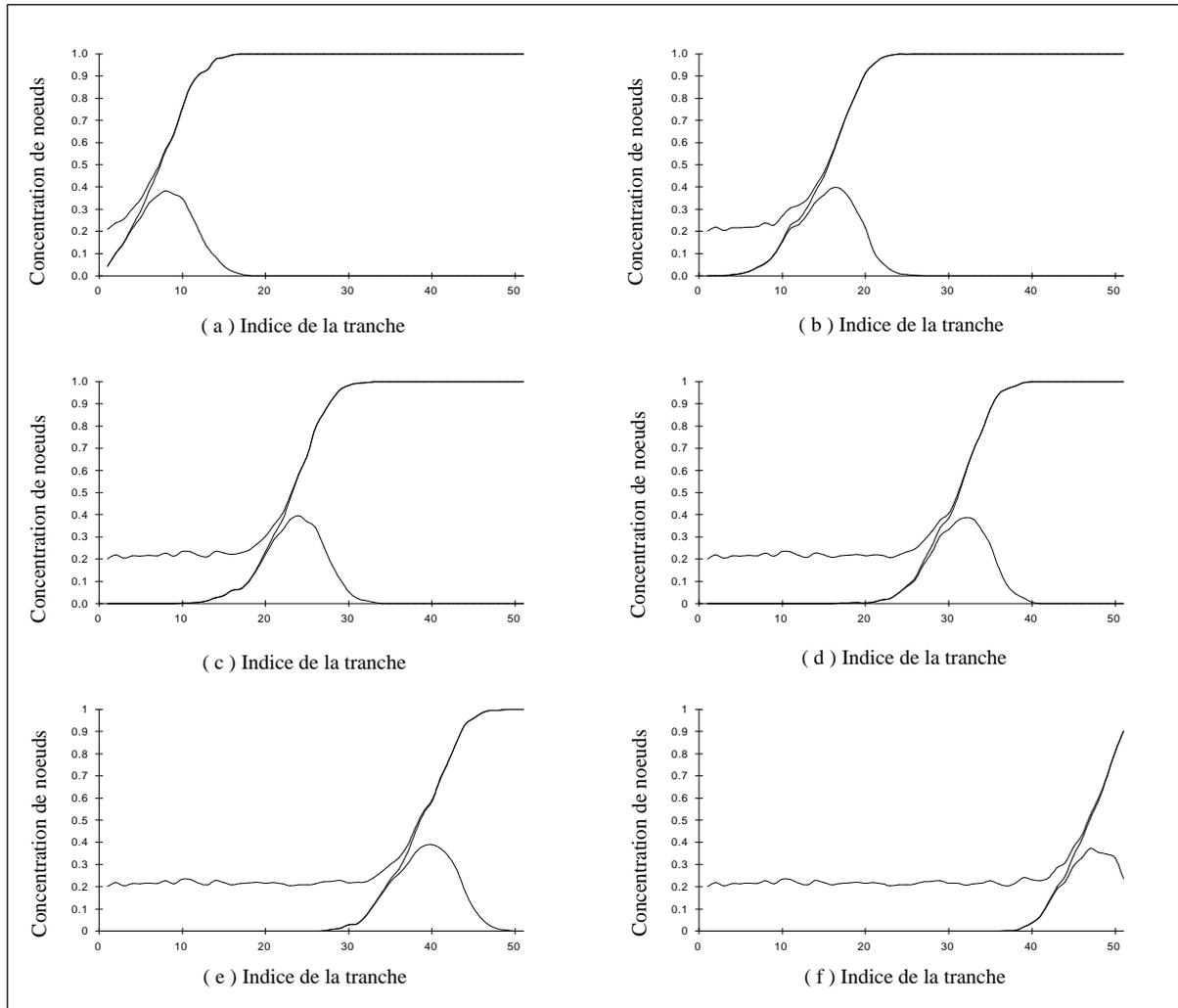


Figure IV-86 Graphique des concentrations des noeuds liquides - propagation du front de vidange dans un cas de drainage avec gravité *stabilisante*

IV.2-4-b Profils de saturation par tranche

L'évolution des profils de saturation par tranche est montrée sur la figure IV-86 pour un cas de drainage, et sur la figure IV-87 pour un cas de séchage. Les différentes étapes de séchage sont parfaitement identifiables sauf la partie initiale correspondant à la croissance de la branche unique. On peut comparer cette figure à la figure IV-88 montrant l'évolution des profils dans le cas d'un drainage gravitationnel en gravité stabilisante. On retrouve ainsi que la phase de vidange intervenant après la percée (partie en trait plein sur la figure IV-87) est en fait identique à un drainage en gravité stabilisante.

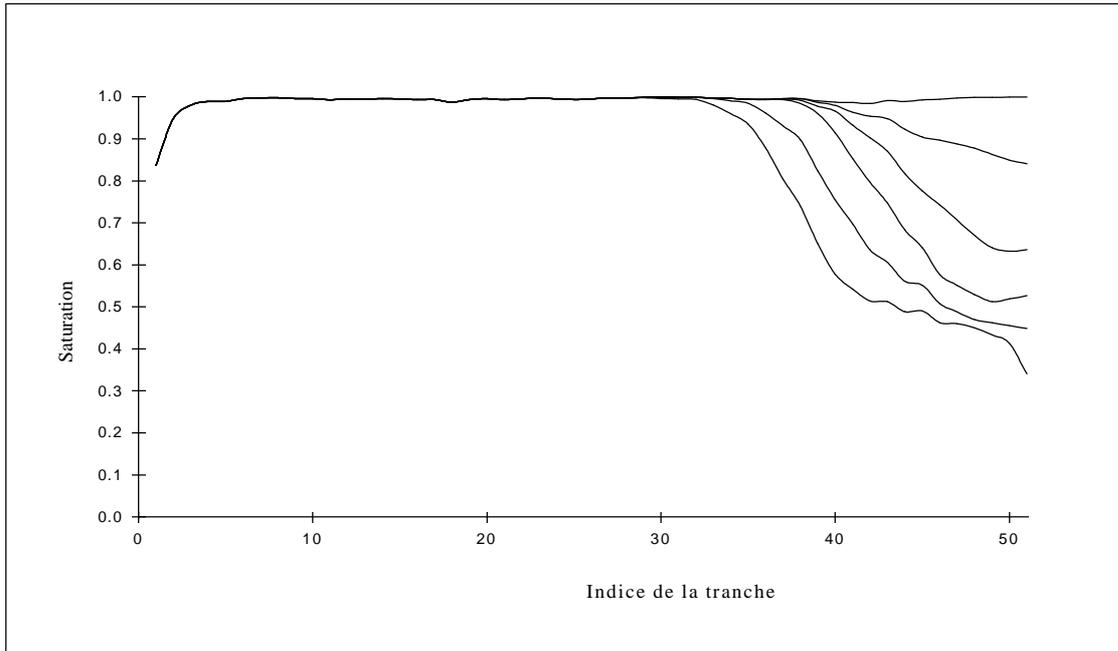


Figure IV-87 Courbes de saturation par tranches pour un cas de drainage avec gravité déstabilisante.

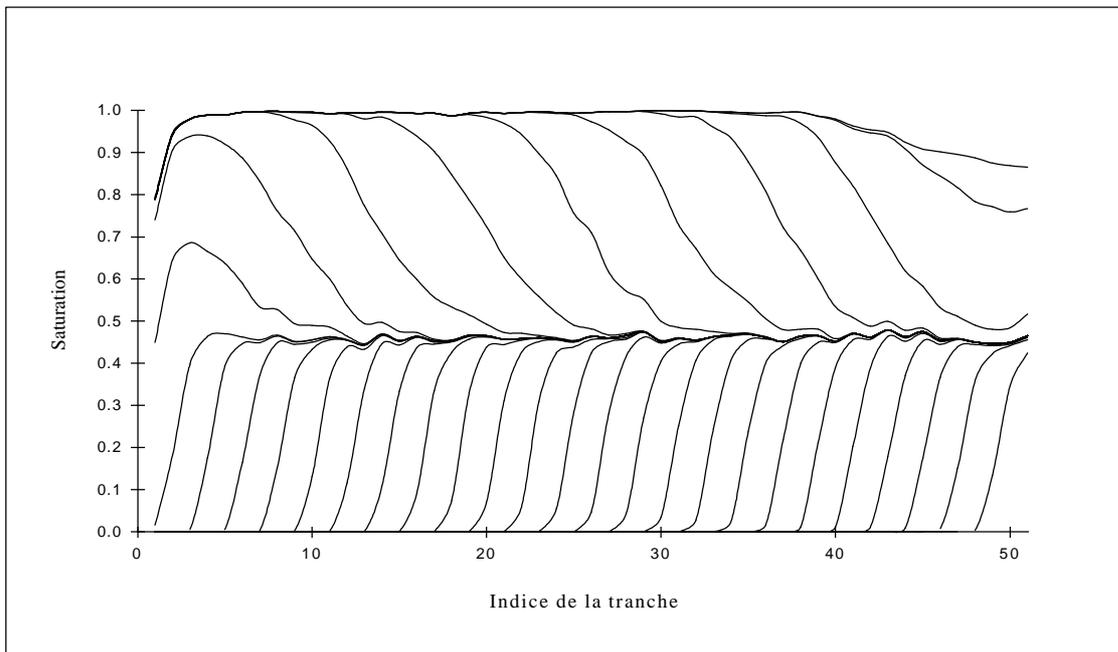


Figure IV-88 Courbes de saturation par tranches pour un cas de séchage avec gravité déstabilisante.

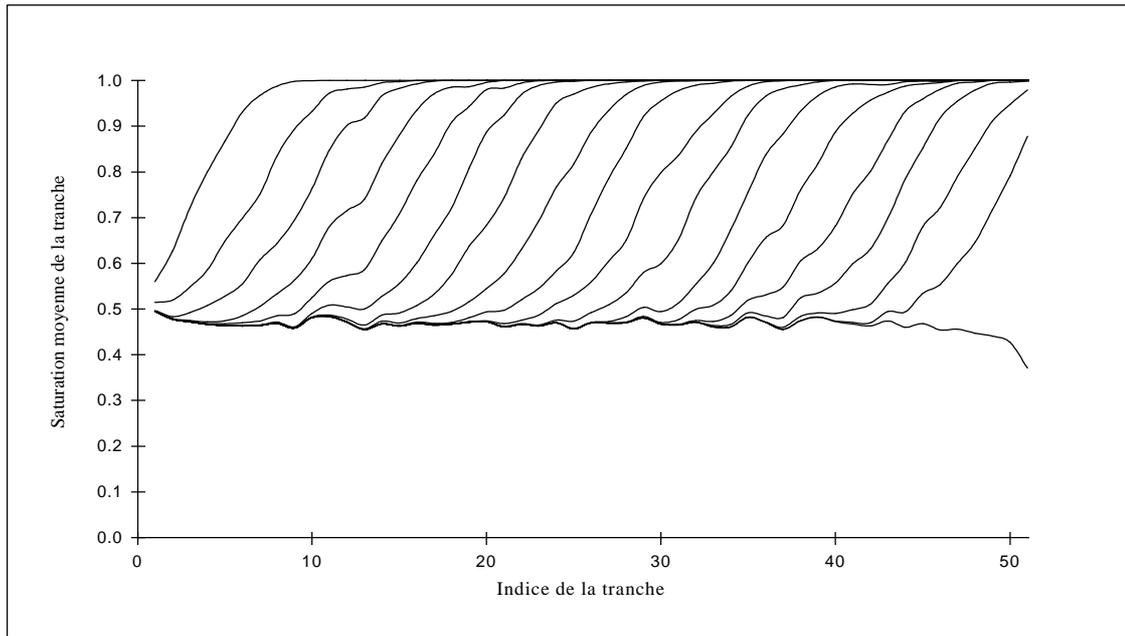


Figure IV-89 Courbes de saturation par tranches en drainage avec gravité stabilisante.

Concernant les profils correspondant à la phase d'érosion des amas déconnectés (courbes inférieures sur la figure IV-88), on note que leur pente semble rester invariante avec l'enfoncement dans le milieu. Une tendance similaire avait été observée en absence de gravité pour la période à front d'évaporation interne, voir figure IV-26. La structure de la phase liquide en termes d'amas déconnectés est donc invariante spatialement.

IV.2-4-c Cinétique d'évaporation

La cinétique d'évaporation pour $B < 0$ est montrée sur la figure IV-89. Elle est facile à expliquer en termes d'évolution de la distribution des phases observées. En particulier, la longue plage à flux d'évaporation constant est directement liée au fait qu'entre le moment où la croissance de la branche unique est amorcée et le moment où la phase d'érosion des amas est sur le point de commencer (point EN), la distribution des phases reste inchangée sur la face ouverte du réseau.

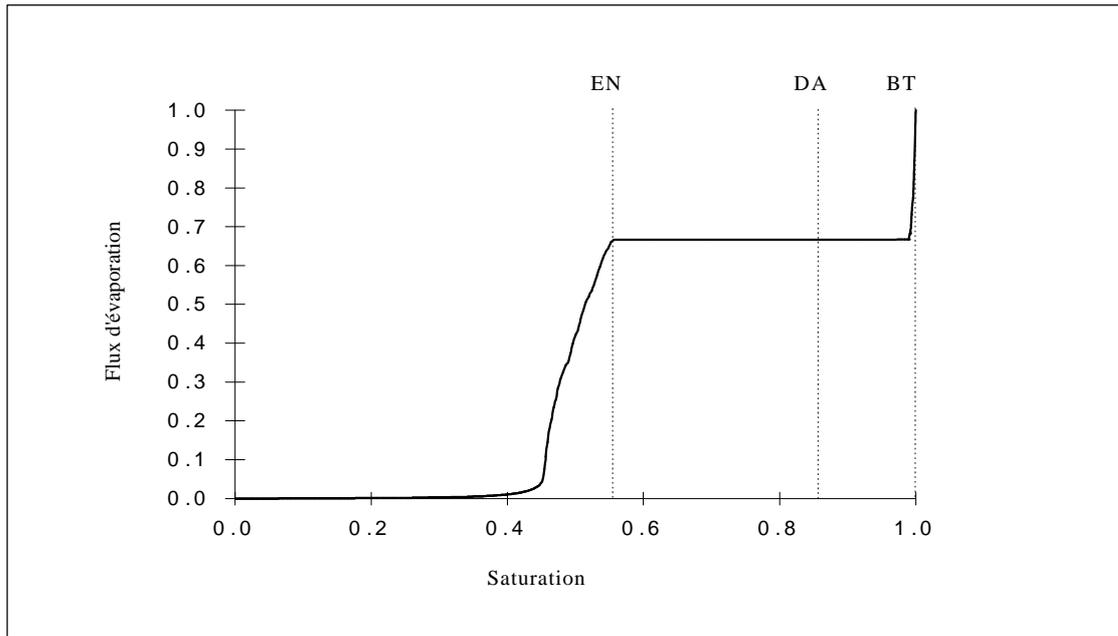


Figure IV-90 Courbe de séchage pour un cas avec gravité déstabilisante.

IV.3 CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES

IV.3-1 Effets de viscosité

Le simulateur utilisé néglige tout effet de viscosité puisqu'il est basé en fait sur l'hypothèse de déplacement quasi-statique. Nous avons vu cependant, lors de l'étude élémentaire de l'évaporation pour un système de deux tubes interconnectés, cf. chapitre III, que les effets de viscosité pouvaient affecter la distribution des phases (i.e. la position des interfaces dans le système des deux tubes) et en conséquence les cinétiques de séchage. Dans le cas d'un milieu poreux, il est donc légitime de s'interroger sur le rôle joué par la viscosité des fluides sur la structuration des phases au cours du séchage. Auparavant on peut noter que l'analyse des effets de viscosité en drainage a été effectuée notamment par LENORMAND et al., 1988. Si on se restreint, comme c'est le cas ici, aux situations où les effets capillaires restent dominants, mais où les effets visqueux ne peuvent plus être négligés, on peut également citer les travaux de WILKINSON, 1984, BLUNT et al., 1992, LENORMAND, 1989.

L'analyse qui suit utilise le même genre d'arguments que dans ces travaux, mais est appliquée au cas du séchage.

On peut commencer par reprendre la discussion présente dans LAURINDO, 1996, p. 95 et suivantes : Considérons donc une situation de base du type de celles étudiées jusqu'ici, figure IV-91.

Supposons que les forces de gravité soient négligeables et qu'il existe un front d'invasion au sein du système et voyons en quoi les effets de viscosité modifient le scénario d'invasion (i.e. la règle de percolation d'invasion qui veut que c'est la liaison du plus grand rayon disponible qui est envahie).

On suppose également que les effets de capillarité restent suffisamment forts pour que l'on soit toujours dans un scénario où il y a envahissement d'une seule liaison à chaque étape.

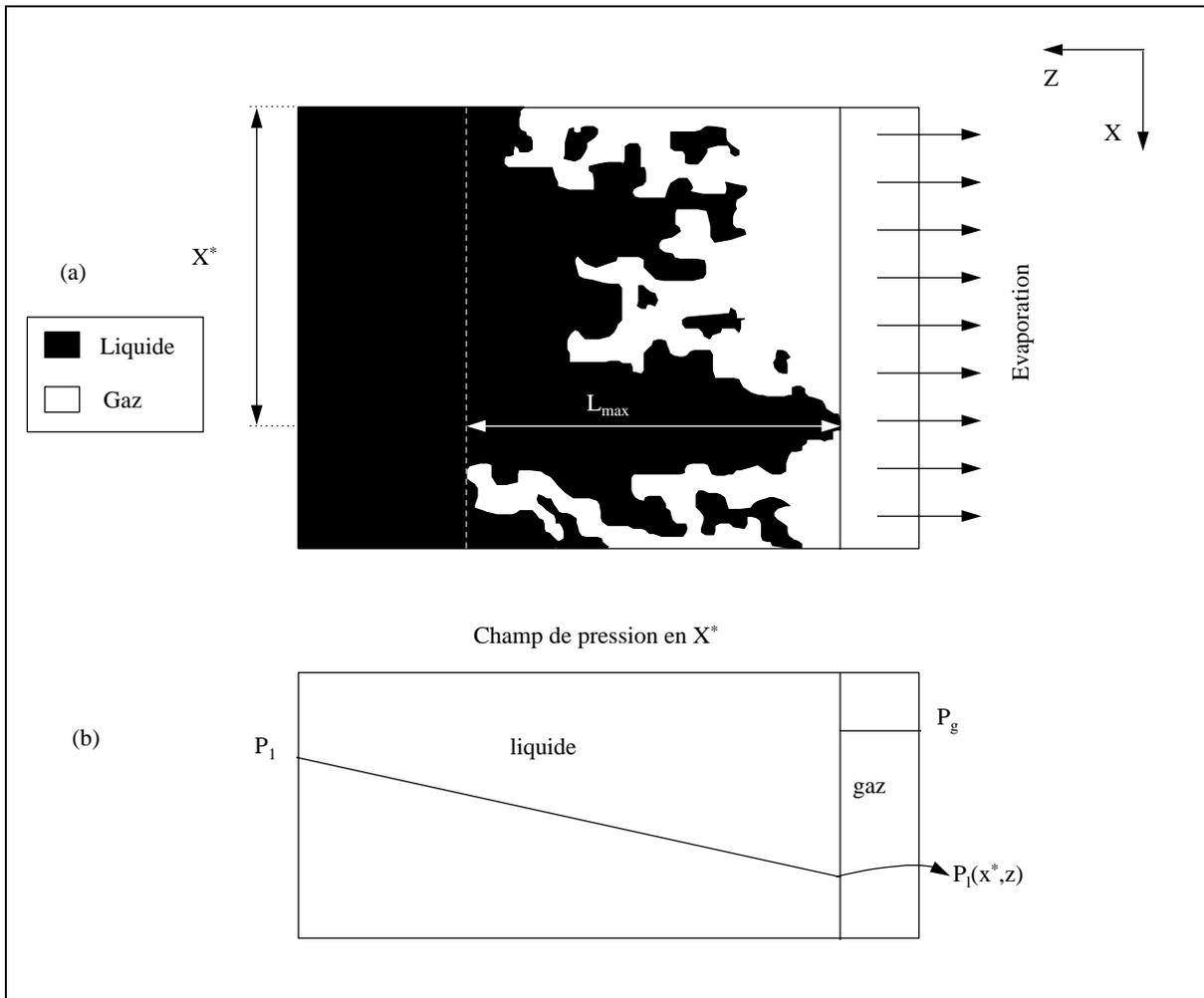


Figure IV-91 Schéma de principe pour l'étude des effets de viscosité (a). L'échantillon est ouvert seulement sur un bord, les autres étant imperméables. Le champ de pression dans le milieu suivant l'axe z est schématisé en (b) : la pression en phase liquide est maximale au fond du système (P_1) et minimale à l'interface ($P_1(x,z)$), à cause des effets de tension superficielle. La pression dans la phase gazeuse est constante.

Remarquons que pour qu'une interface liquide-gaz soit stabilisée à l'intérieur du système, il faut que le flux d'évaporation sur cette interface soit compensé par le flux de liquide vers cette interface, figure IV-92.

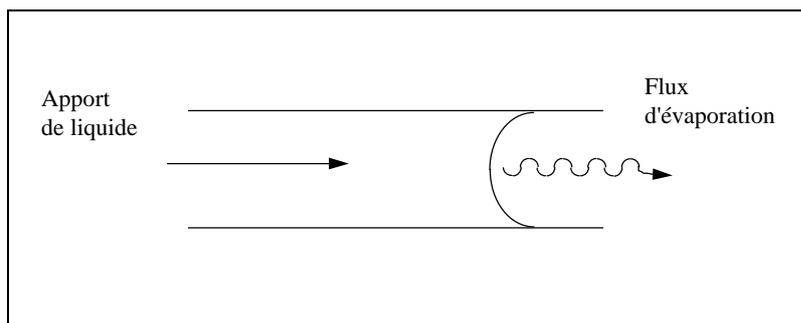


Figure IV-92 Évaporation à l'interface - réalimentation en liquide

En se plaçant dans le cadre de notre modèle-réseau du séchage, on voit qu'en fait le champ de pression dans la phase liquide est donné par le problème suivant (on ne considère que l'amas principal) :

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad \text{dans } v_1 \quad (IV-19)$$

$$-\nabla p_l + \mathbf{m}\nabla^2 \mathbf{v} = 0 \quad \text{dans } v_1 \quad (IV-20)$$

$$\mathbf{r}_l \mathbf{v} \cdot \vec{n} = e \quad \text{sur chaque liaison interfaciale de l'amas principal} \quad (IV-21)$$

$$P_l = P_1 \quad \text{en } z = L \quad (IV-22)$$

où e désigne la densité de flux d'évaporation ($\text{kg/m}^2\text{s}$) sur la liaison interfaciale et v_1 le domaine occupé par la phase liquide dans le réseau.

De cette manière, on peut calculer le champ de pression dans le liquide (on peut envisager dans le cadre d'une approche réseau de discrétiser ces équations en supposant un écoulement de Poiseuille dans chaque liaison). Si bien que maintenant la pression capillaire pour chaque liaison interfaciale est donnée par :

$$P_c(x, z) = P_g - P_l(x, z) \quad (IV-23)$$

où la pression dans la phase gazeuse P_g est constante pendant tout le processus de séchage. (Cette hypothèse peut être critiquable dans le cas "pétrolier").

Il s'ensuit, de façon un peu analogue au cas de la gravité, que la pression capillaire devient une fonction de la position (contrairement au cas quasi-statique où la pression capillaire est identique sur chaque liaison interfaciale).

En conséquence, ce n'est plus nécessairement la liaison du plus grand rayon qui va être envahie, mais celle, de façon analogue au cas avec gravité, qui présente l'écart minimum entre $P_c(\text{seuil})$ et $P_c(x, z)$ soit :

$$Q_v(x, z) = P_c(\text{seuil}) - P_c(x, z) \quad (IV-24)$$

où

$$Q_v(x, z) = \frac{2S \cos \mathbf{q}}{r_l} - P_c(x, z) \quad (IV-25)$$

Le critère d'envahissement devient donc :

- la liaison qui a le plus petit potentiel Q_v est envahie.

Si ceci nous indique que l'effet de la viscosité conduit à modifier la règle d'invasion et nous donne une méthode assez simple pour le faire, cela ne nous renseigne pas sur l'effet stabilisant ou au contraire déstabilisant de la viscosité.

Pour comprendre l'effet en fait stabilisant de la viscosité, remarquons que dans ce système la pression dans le liquide diminue nécessairement du fond du système vers le front d'invasion. Si bien que la pression dans le liquide est en première approximation d'autant plus facilement envahie qu'elle se situe près du bord ouvert (figure IV-91). En d'autres termes, l'effet de la viscosité va avoir pour conséquence de limiter l'extension de la zone du front. Physiquement, ceci peut s'interpréter en considérant que la perte de charge dans le liquide ne peut excéder la différence maximum de pression motrice disponible due à la capillarité. On peut tenter de préciser les choses à partir de considérations en champ moyen. Côté liquide, on peut admettre d'après la loi de Darcy que suivant z :

$$v_1 = -\frac{k}{m_l} \frac{\mathcal{P}_l}{\mathcal{L}z} \quad (IV-26)$$

où k est la perméabilité du milieu poreux et μ_l la viscosité du liquide. D'où :

$$\frac{\mathcal{P}_l}{\mathcal{L}z} = -\frac{m_l v_1}{k} \quad (IV-27)$$

Soit alors P_0 une référence de pression dans le fluides mouillant "assez" loi du front, on a :

$$P_l \cong P_0 + \frac{\mathbf{m}_l |v_1|}{k} (z - z_0) \quad (IV-28)$$

où z_0 est la position du point de référence où la pression vaut P_0 .

Il vient alors :

$$\begin{aligned} P_c(z) &\cong P_{nm}(z) - P_m(z) \\ &\cong P_{atm} - P_0 + \frac{\mathbf{m}_l |v_1|}{k} (z - z_0) \end{aligned} \quad (IV-29)$$

D'après la loi de Laplace, on a :

$$\frac{2\mathbf{s} \cos \mathbf{q}}{r} = \frac{\mathbf{m}_l |v_1|}{k} (z - z_0) + P_{atm} - P_0 \quad (IV-30)$$

d'où :

$$r = \frac{2\mathbf{s} \cos \mathbf{q}}{P_{atm} - P_0 + \frac{\mathbf{m}_l |v_1|}{k} (z - z_0)} \quad (IV-31)$$

Ce qui peut s'écrire aussi en introduisant le nombre capillaire $Ca = \frac{\mathbf{m}_l |v_1|}{\mathbf{s} \cos \mathbf{q}}$:

$$\frac{r}{a} = \frac{2}{\left(\frac{P_{atm} - P_0}{\mathbf{s} \cos \mathbf{q}}\right)a + Ca \left(\frac{z}{a} - \frac{z_0}{a}\right) \frac{a^2}{k}} \quad (IV-32)$$

On trouve ici une formule du même type à celle obtenue dans le cas de la gravité stabilisante, équation (I-20). Ceci est parfaitement logique car en fait on suppose ici une

distribution linéaire de la pression avec z , ce qui est localement grossier mais sans doute raisonnable en moyenne.

On peut à nouveau supposer une distribution de taille de liaison uniforme, ce qui donne, cf. équation (I-21), en terme de relation entre probabilité d'occupation et taille de liaisons :

$$P = \frac{r - \bar{r}}{I} + \frac{1}{2} \quad (IV-33)$$

ce qui permet de calculer le gradient de probabilité d'occupation :

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dz} &= -\frac{1}{I} \frac{2Ca \frac{a^2}{k}}{\left[\left(\frac{P_{am} - P_0}{S \cos \mathbf{q}} \right) a + Ca \left(\frac{z}{a} - \frac{z_0}{a} \right) \frac{a^2}{k} \right]^2} \\ &= -\frac{1}{2I} Ca \frac{a^2}{k} \left(\frac{r}{a} \right)^2 \\ &= -\frac{1}{2I} Ca \left(\frac{r}{k} \right)^2 \end{aligned} \quad (IV-34)$$

Comme dans le cas avec gravité, le gradient de probabilité d'occupation n'est pas constant mais varie avec z .

Dans ces conditions, les résultats obtenus dans le cas de la gravité stabilisante sont transposables au cas où les forces de viscosité ne sont pas négligeables. On voit par exemple que la taille maximum des amas qui peuvent se former suit la loi d'échelle :

$$L_{\max} \propto Ca^{-\frac{n}{1+n}} \quad (IV-35)$$

(puisque'il suffit de remplacer B par Ca dans les loi d'échelles discutées à propos du cas de la gravité stabilisante).

Si donc la structure du front doit être proche de celle obtenue en gravité stabilisante, on peut toutefois noter une différence importante : alors que le nombre de Bond est une constante

lorsque le système et les fluides sont fixés (on se place à la surface terrestre et donc à \mathbf{g} fixé), il n'en va pas de même de Ca . En effet, rappelons que :

$$Ca = \frac{\mathbf{m}_l |\mathbf{v}_1|}{\mathbf{s} \cos \mathbf{q}} \quad (IV-36)$$

On peut estimer $|\mathbf{v}|$ en exprimant que \mathbf{v} est de l'ordre de grandeur de $\frac{e}{\mathbf{r}_l}$ où e est la densité de flux d'évaporation et ρ_l la masse volumique du liquide.

$$|\mathbf{v}| \cong \frac{|e|}{\mathbf{r}_l} \quad (IV-37)$$

Or, on a vu que la formation du front avait pour conséquence l'installation progressive d'une zone sèche, et en conséquence une diminution de $|e|$ avec t croissant (comme cela est bien visible sur les courbes de séchage avec $B > 0$, par exemple, figure IV-75).

En conséquence, Ca diminue progressivement au fur et à mesure que le front s'enfonce dans le milieu. Aussi le front tend à s'étaler au cours du processus. On a en effet :

$$H \propto Ca^{-1} \quad (IV-38)$$

où H est l'extension totale de la zone du front (dans le cas avec gravité stabilisante, on avait trouvé $H \propto B^{-1}$, équation IV-6).

On peut noter que la variation de la largeur du front a été observée expérimentalement par SHAW, 1987, en deux dimensions.

Il serait intéressant de s'assurer que l'approximation linéaire de la pression est bien correcte, ou ce qui est plus vraisemblable d'analyser l'influence des variations du gradient de pression dans la phase liquide sur les lois d'échelles caractérisant le front d'invasion, thèse F. BOULEUX, en cours.

IV.3-2 Tableau des phases

Nous avons vu qu'en absence de transfert de chaleur significatif, la structuration des phases lors du séchage dépendait du poids relatif de trois forces : forces de capillarité, forces de gravité, forces de viscosité. Trois classes de situations sont donc identifiées :

- cas où les effets de viscosité et de gravité sont négligeables : on obtient l'installation d'un amas de percolation sur l'ensemble du système et on retrouve les grandes phases classiques du séchage, séchage à flux constant, période à taux de séchage décroissant, période à front d'évaporation interne;
- cas où les effets de gravité sont suffisamment forts devant les effets capillaires pour que le séchage soit caractérisé par un front statistiquement invariant en taille (on ne considère dans le paragraphe que le cas $B > 0$);
- cas où les effets de viscosité sont suffisamment forts devant les effets capillaires pour que le séchage soit caractérisé par un front, front dont cette fois la taille évolue.

Le but de cette section est de donner des éléments pour prévoir a priori quel type de structuration des phases va être obtenu en fonction :

- des propriétés du milieu poreux (typiquement sa perméabilité ou une taille caractéristique des pores);
- de ses dimensions géométriques macroscopiques;
- de la sollicitation à laquelle il est soumis du point de vue séchage (densité de flux d'évaporation).

Soit e_0 , la densité de flux d'évaporation initial, L la taille de l'échantillon, k la perméabilité intrinsèque du poreux.

Du point de vue des effets de gravité, on peut commencer par estimer une longueur L_{ga} pour laquelle la différence de pression entre deux points dans le liquide due à la gravité devient comparable aux différences de pression capillaire que l'on peut espérer, soit :

$$\mathbf{r}_l g L_{ga} = \frac{\mathbf{S} \cos \mathbf{q}}{\sqrt{k}} \quad (IV-39)$$

où on a pris \sqrt{k} comme échelle des pores, d'où :

$$L_{ga} = \frac{\mathbf{S} \cos \mathbf{q}}{\sqrt{k} \mathbf{r}_l g} \quad (IV-40)$$

Dans le même esprit, on peut définir une longueur L_{vis} pour laquelle la différence de pression entre deux points dans le liquide due à la viscosité devient comparable aux différences de pression capillaire que l'on peut espérer, soit :

$$\frac{\mathbf{m} \mathbf{v}}{k} L_{vis} = \frac{\mathbf{S} \cos \mathbf{q}}{\sqrt{k}}$$

$$L_{vis} = \frac{\mathbf{S} \cos \mathbf{q} k}{\sqrt{k} \mathbf{m} \mathbf{v}} \quad (IV-41)$$

On peut remarquer que si on définit le nombre de Bond par $B = \frac{k \mathbf{r}_l g}{\mathbf{S} \cos \mathbf{q}}$ et le nombre capillaire par $Ca = \frac{\mathbf{v} \mathbf{m}}{\mathbf{S} \cos \mathbf{q}}$, on a :

$$\frac{L_{ga}}{\sqrt{k}} = B^{-1} \quad (IV-42)$$

et

$$\frac{L_{vis}}{\sqrt{k}} = Ca^{-1} \quad (IV-43)$$

où on peut prendre $\frac{e}{r_l}$ comme échelle de vitesse, soit $Ca = \frac{em}{r_l \rho \cos \theta}$.

Il est également intéressant de calculer les rapports entre L_{vis} et L_{ga} , soit :

$$\frac{L_{vis}}{L_{ga}} = \frac{B}{Ca} = \frac{kg r_l}{h e} \quad (IV-44)$$

où η désigne la viscosité cinématique du liquide.

La structure que l'on va observer va dépendre des valeurs des trois échelles L , L_{vis} , L_{ga} .

Si L est plus petite que L_{vis} et L_{ga} , ceci signifie que l'échantillon ne "voit" pas pour la sollicitation considérée les effets visqueux, et ne "voit" pas non plus les effets gravitationnels. Dans ce cas, on a un processus de séchage dominé par la capillarité et pas de front marqué avant la période finale à front d'évaporation interne.

On peut ensuite avoir les deux situations asymptotiques suivantes :

$L_{vis} < L < L_{ga}$: dans ce cas le système est sensible aux effets de viscosité et on a mise en place d'un front visqueux;

$L_{ga} < L < L_{vis}$: dans ce cas le système est sensible aux effets de gravité et on a mise en place d'un front gravitationnel.

Le tableau suivant donne l'ensemble des situations possibles (il est rappelé qu'en termes d'influence de la gravité, on se limite dans ce paragraphe au cas de la gravité stabilisante).

	Structure des phases
$L_{vis} > L$ et $L_{ga} > L$	Amas de percolation infini
$L_{vis} > L_{ga}$ et $L > L_{ga}$	Front gravitationnel
$L_{ga} > L > L_{vis}$	Front visqueux
$L > L_{ga} > L_{vis}$	Front visqueux évoluant lentement vers un front gravitationnel (L_{vis} croît avec t)
$L > L_{ga} \cong L_{vis}$	Front gravito-visqueux évoluant en front gravitationnel (L_{vis} croît avec t)

Tableau IV-3 Tableau des phases

Enfin, on peut noter qu'un exemple illustrant cette discussion est détaillé dans LAURINDO et PRAT, 1996.

IV.4 RETOUR SUR LE MODÈLE MACROSCOPIQUE

D'un point de vue pratique, il est certainement intéressant d'analyser les performances de l'approche macroscopique classique vis à vis des résultats détaillés des simulations microscopiques. La comparaison détaillée entre approche discrète et approche continue est un objectif qui dépasse toutefois largement le cadre de cette thèse. La discussion présentée ici doit être considérée comme tout à fait préliminaire et modeste.

Nous nous contentons ici de discuter la capacité de l'approche macroscopique à simuler correctement les profils de saturation moyenne par tranche.

Macroscopiquement, il s'agit donc d'un processus unidirectionnel. En absence de transfert thermique, nous pouvons nous contenter ici de ne considérer que la partie du modèle rendant compte du transfert de la phase liquide. On peut se référer à WHITAKER, 1977, pour une présentation complète du modèle classiquement utilisé pour les processus de séchage s'effectuant sous la température de saturation. Le transfert en phase liquide est essentiellement décrit par la combinaison de l'équation de continuité macroscopique pour la phase liquide et la loi de Darcy généralisée, soit en 1D;

$$\varepsilon \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} (v_1) = 0 \quad (IV-45)$$

$$v_1 = \frac{k k_{rl}}{\mu} \left(\frac{\partial P_c}{\partial z} + \rho_l g \right) \quad (IV-46)$$

où ε est la porosité du milieu poreux supposé homogène, k la perméabilité intrinsèque du milieu poreux, k_{rl} la perméabilité relative de la phase liquide, μ et ρ_l respectivement la viscosité et la masse volumique du liquide. P_c est la pression capillaire (en séchage on suppose que la pression de la phase gazeuse est uniforme et constante et donc : $\nabla P_l = -\nabla P_c$ si P_l est la pression dans le liquide). S est la saturation en liquide.

La combinaison de ces deux équations conduit à :

$$e \frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{k k_{rl}}{m} \frac{\partial P_c}{\partial z} + \frac{k k_{rl} \mathbf{r}_l}{m} g \right) = 0 \quad (IV-47)$$

Nos simulations ont mis en évidence l'existence d'une zone sèche. Soit z_F la position de l'interface zone sèche/zone non saturée. Nos simulations microscopiques nous indiquent également que la structure des profils de saturation est invariante dans le repère mobile dont l'origine est placée en z_F , lorsque le nombre de Bond est assez grand et les effets de viscosité négligeables. De plus, lorsque les effets de viscosité sont assez forts et les effets de gravité négligeables, nous avons vu que le profil dans un repère mobile dont l'origine est placée en z_F était localement invariant (il dépend de Ca qui tend à diminuer lorsque z_F augmente). Dans ces conditions, il est naturel de rechercher des solutions de l'équation (IV-47) dans le repère mobile se déplaçant à la vitesse $\frac{dz_F}{dt}$.

Pour cela, nous effectuons le changement de variable :

$$\mathbf{x} = z - z_F(t) \quad (IV-48)$$

$$t^* = t \quad (IV-49)$$

Dans le nouveau repère, l'équation devient (en omettant *) :

$$e \frac{\partial S}{\partial t} + e \left(\frac{\partial z_F}{\partial t} \right) \frac{\partial S}{\partial \mathbf{x}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{x}} \left(\frac{k k_{rl}}{m} \frac{\partial P_c}{\partial \mathbf{x}} + \frac{k k_{rl} \mathbf{r}_l}{m} g \right) = 0 \quad (IV-50)$$

Dans ce repère, nous cherchons donc des solutions, où S est indépendant de t^* , soit en notant la vitesse de déplacement de l'interface zone sèche/zone non saturée :

$$U_F = \frac{\partial z_F}{\partial t} \quad (IV-51)$$

$$-eU_F \frac{\mathcal{I}S}{\mathcal{I}\mathbf{x}} + \frac{\mathcal{I}}{\mathcal{I}\mathbf{x}} \left(\frac{kk_{rl}}{\mathbf{m}} \frac{\mathcal{I}P_c}{\mathcal{I}\mathbf{x}} + \frac{kk_{rl}\mathbf{r}_l}{\mathbf{m}} g \right) = 0 \quad (IV-52)$$

Cette équation se met sous la forme (en notant que S n'est cherchée comme ne dépendant que de ξ , on peut remplacer les signes de dérivation partielle par des d droits).

$$\frac{d}{d\mathbf{x}} \left(-eSU_F(t) + \frac{kk_{rl}}{\mathbf{m}} \frac{\mathcal{I}P_c}{\mathcal{I}\mathbf{x}} + \frac{kk_{rl}\mathbf{r}_l}{\mathbf{m}} g \right) = 0 \quad (IV-53)$$

d'où :

$$-eSU_F(t) + \frac{kk_{rl}}{\mathbf{m}} \frac{\mathcal{I}P_c}{\mathcal{I}\mathbf{x}} + \frac{kk_{rl}\mathbf{r}_l}{\mathbf{m}} g = A(t) \quad (IV-54)$$

Un simple bilan de masse en $z=z_d$, où z_d désigne la position de l'interface zone non saturée/zone saturée, montre que :

$$A(t) = -eU_F(t) \quad (IV-55)$$

$A(t)$ s'interprète donc comme la densité de flux traversant une surface se déplaçant à la vitesse U_F perpendiculairement à l'écoulement.

Pour caractériser U_F on peut considérer qu'en $z=z_F$, où z_F désigne la position de l'interface zone sèche/zone non saturée, la phase liquide se trouve immobile à la saturation irréductible S_{wi} , IV-92.

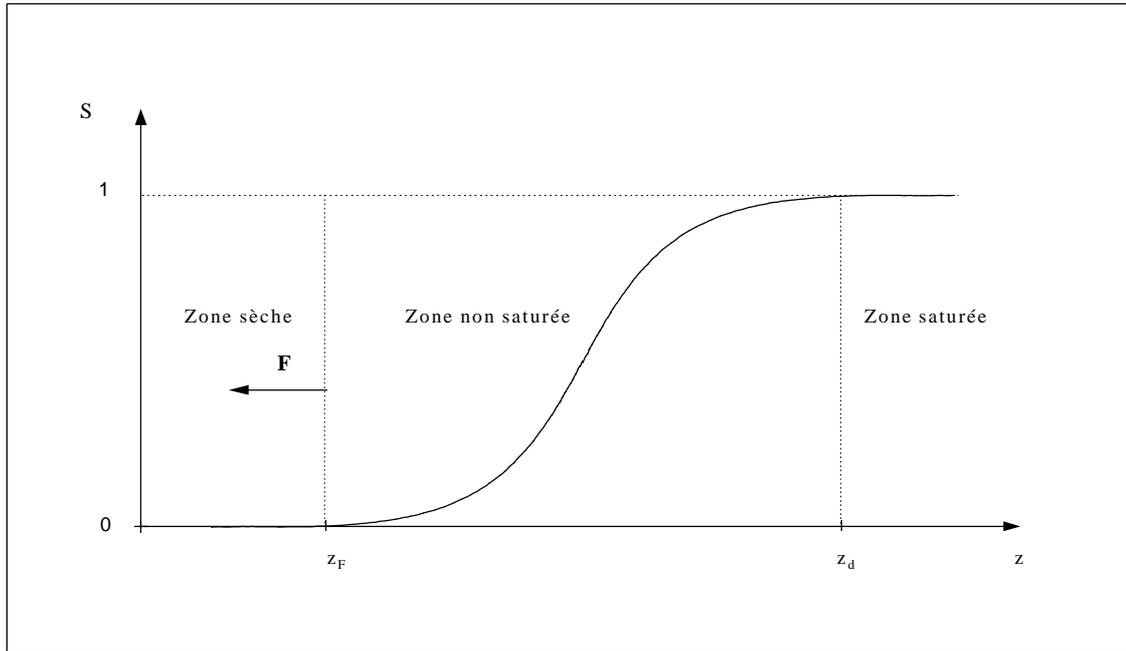


Figure IV-92

Dans ces conditions, un bilan de masse à l'interface en $z=z_F$ dans le repère (o,z) , conduit à :

$$dz_F S_{wi} \mathbf{e} \mathbf{r}_l A = A |F| dt \quad (IV-56)$$

où A désigne l'aire d'une section (à ne pas confondre avec $A(t)$) transversale de milieu poreux, $|F|$ la densité de flux d'évaporation en $z=z_F$, d'où :

$$U_F = \frac{dz_F}{dt} = \frac{|F|}{\mathbf{r}_l S_{wi} \mathbf{e}} \quad (IV-57)$$

En tenant compte de (IV-55) et (IV-57), on obtient successivement à partir de (IV-54) :

$$(1-S) \mathbf{e} U_F + \frac{kk_{rl}}{\mathbf{m}} \frac{\mathcal{P}_c}{\mathcal{X}} + \frac{kk_{rl} \mathbf{r}_l}{\mathbf{m}} g = 0 \quad (IV-58)$$

$$\left(\frac{1-S}{S_{wi}} \right) \mathbf{r}_l + \frac{kk_{rl}}{\mathbf{m}} \frac{\mathcal{P}_c}{\mathcal{X}} + \frac{kk_{rl} \mathbf{r}_l}{\mathbf{m}} g = 0 \quad (IV-59)$$

$$\left(\frac{1-S}{S_{wi}}\right) \frac{|F|}{r_l} + \frac{kk_{rl}}{m} \frac{dP_c}{dS} \frac{dS}{dx} + \frac{kk_{rl} r_l}{m} g = 0 \quad (IV-60)$$

d'où :

$$\frac{dx}{dS} = \frac{-\frac{kk_{rl}}{m} \frac{dP_c}{dS}}{\left(\frac{1-S}{S_{wi}}\right) \frac{|F|}{r_l} + \frac{kk_{rl} r_l}{m} g} \quad (IV-61)$$

Pour de nombreux milieux poreux non consolidés, on peut exprimer $P_c(S)$ à l'aide de la fonction réduite de LEVERETT (voir par exemple KAVIANY, 1991) :

$$P_c(S) = \frac{\sigma}{\sqrt{k/e}} J(S) \quad (IV-62)$$

où σ est la tension superficielle. En assimilant $\sqrt{k/e}$ à une dimension de taille de pore (liaison) :

$$dp = \sqrt{k/e} \quad (IV-63)$$

l'équation (IV-61) se met finalement sous la forme :

$$\frac{d(x/dp)}{dS} = \frac{-\frac{dJ}{dS}}{\left(\frac{1-S}{S_{wi}}\right) k_{rl}^{-1} e^{-1} Ca + B} \quad (IV-64)$$

où les nombres capillaire et de Bond sont définis par :

$$Ca = \frac{|F|m}{r_l \sigma} \quad (IV-65)$$

et :

$$B = \frac{\mathbf{r}_l g d p^2}{\mathbf{s}} \quad (IV-66)$$

On voit donc que le profil va dépendre de Ca et B ainsi que de la forme des relations $J(S)$ et $k_r(S)$.

Il est intéressant d'étudier séparément le cas dominé par la gravité et le cas dominé par la viscosité.

Cas dominé par la gravité

On suppose que $Ca \ll B$. On a donc :

$$\frac{d(\mathbf{x}/dp)}{dS} = B^{-1} \left(-\frac{dJ}{dS} \right) \quad (IV-67)$$

que l'on peut intégrer facilement :

$$\frac{\mathbf{x}_{\max}}{dp} - \frac{\mathbf{x}}{dp} = B^{-1} (J(S) - J(1)) \quad (IV-68)$$

Si on se rappelle que $J(S)$ est en fait une pression capillaire adimensionnelle, équation (IV-62), on a en principe $J(1)=0$.

D'où :

$$\frac{\mathbf{x}_{\max}}{dp} - \frac{\mathbf{x}}{dp} = B^{-1} J(S) \quad (IV-69)$$

Ce cas correspond bien à une situation d'équilibre quasi-statique entre effets capillaires et effets de gravité. L'allure du profil est directement imposée par la courbe de pression capillaire.

On peut remarquer que la largeur de la zone de transition varie comme B^{-1} , ce qui est en accord avec le modèle de percolation en gradient. Toutefois, il est clair à partir de nos simulations microscopiques qu'il ne suffit pas de déterminer $J(S)$ à partir d'une expérience de drainage classique pour prédire correctement les profils de saturation en séchage (ni même en drainage avec gravité). Supposons en effet que nous mesurons $J(S)$ sur un petit échantillon de milieu poreux de telle manière que l'influence de la gravité sur la distribution des phases soit négligeable. Dans ce cas, on sait que la plus grande valeur de $J(S)$ sera obtenue pour la saturation associée au point terminal.

La théorie de la percolation en gradient nous a montré qu'en présence de gravité (i.e. avec une zone de transition plus petite que la taille du système) la saturation irréductible était plus faible que la saturation au point terminal, du fait de la fragmentation de la phase en amas de taille limitée par la gravité lorsque celle-ci joue. En conséquence, on est sûr de se tromper sur la forme du profil vers les faibles saturations (voisines de la saturation irréductible) si on utilise une courbe de pression capillaire déterminée en absence d'effet de gravité !

A ce premier effet, qui est sensible en drainage, se surajoute en séchage le mécanisme d'érosion des amas déconnectés qui fait que le profil de saturation en liquide se trouve fortement modifié aux faibles saturations en séchage par rapport au drainage.

Les problèmes rencontrés ici sont directement liés aux phénomènes de fragmentation de la phase liquide en amas déconnectés aux faibles saturations et la taille de ces amas est d'autant plus petite que les effets de gravité sont forts.

En revanche, il est clair qu'il est possible, à partir de résultats expérimentaux de séchage, d'ajuster (sic !) une fonction $J(S)$ qui donnera un profil de saturation mimant correctement le profil mesuré.

Cas dominé par la viscosité (gravité négligeable)

Faisons $B=0$ dans l'équation (IV-64), il vient :

$$\frac{\mathbf{x}_{\max}}{dp} - \frac{\mathbf{x}}{dp} = Ca^{-1} \int_S^1 k_{rl} \frac{S_{wi} \mathbf{e}}{(1-S)} \left(-\frac{dJ}{dS} \right) dS \quad (IV-70)$$

On peut immédiatement constater que l'évaluation de cette intégrale va être difficile en raison du terme $\frac{1}{1-S}$ qui devient infini pour $S=1$.

En fait, il faut se rappeler que nous avons fait l'hypothèse d'un profil stationnaire dans le repère mobile. Dans le cas dominé par la viscosité ceci n'est pas tout à fait correct, car en fait Ca diminue avec le temps, et donc nous savons que l'extension de la zone de transition doit augmenter (en d'autres termes le membre de droite de l'équation (IV-60) n'est pas strictement zéro, ou encore $A(t)$ dans l'équation (IV-54) est une fonction de ξ). En conséquence, pour l'évaluation des profils, nous supposerons pour éviter la singularité associée au terme en $(1-S)$ que B n'est jamais strictement nul dans l'équation (IV-64).

Notons toutefois dès à présent que l'équation (IV-70) annonce une évolution en Ca^{-1} de l'extension de la zone de transition, ce qui est cohérent avec les résultats de la percolation en gradient. (Remarque : la loi en $Ca^{-n/1+n}$ concerne la zone fractale uniquement).

Pour illustrer l'influence du rapport Ca/B sur les profils de saturation dans la zone de transition, nous avons choisi, à titre d'exemple, des expressions de J et de k_{rl} tirées d'un article de PUIGGALI et al. (1988) :

$$J(S) = 8,94 \left[1 - e^{-55(1-S)} \right] + 2,28(1-S) + 0,13S^{-1,8} \quad (IV-71)$$

$$k_{rl} = \left[\frac{S - S_{wi}}{1 - S_{wi}} \right]^3 \quad (IV-72)$$

Ces relations sont adaptées à la description de ce qui se passe dans les expériences de CEAGLSKE et HOUGEN (1937), effectuées avec du sable. Nous avons fixé assez arbitrairement S_{wi} à 0,1.

La figure IV-93 montre les divers profils obtenus en fonction du rapport B/Ca . Le $B/Ca=10^6$ correspond au cas dominé par la gravité, tandis que la viscosité devient le facteur contrôlant essentiellement le front pour $B/Ca=O(1)$

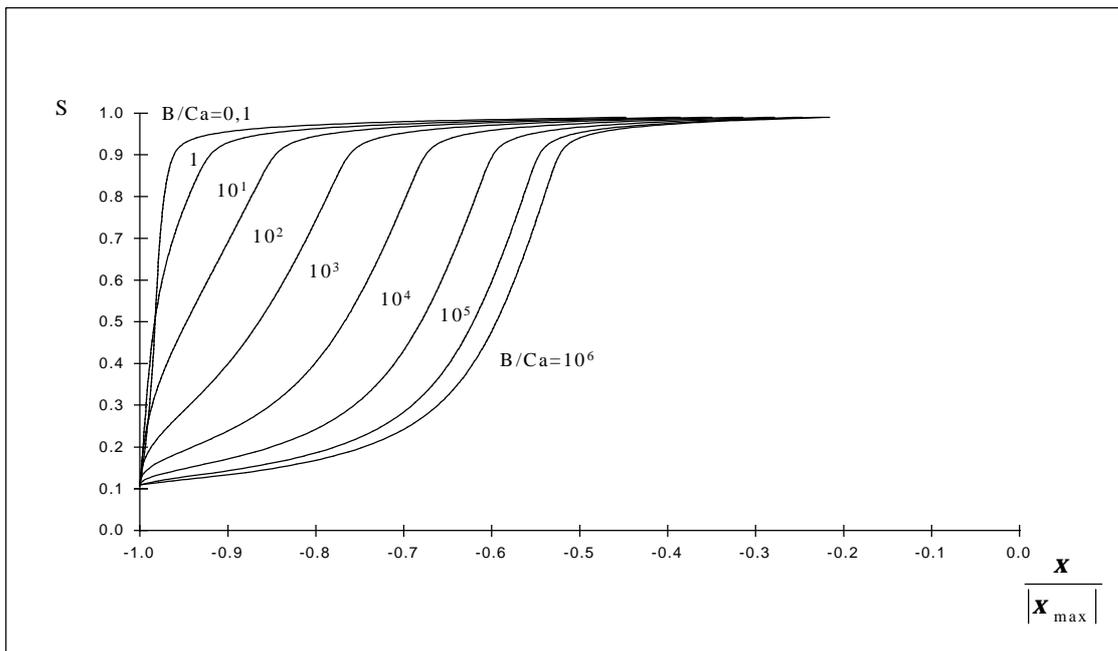


Figure IV-93 Profils de saturation dans la zone de transition pour différentes valeurs du rapport B/Ca .

La structure des profils change assez notablement en passant du cas dominé par la gravité au cas dominé par la viscosité. Notre analyse simplifiée des effets visqueux dans le cadre de la théorie de la percolation annonçait la même allure de profil. Toutefois, cette analyse était basée sur une distribution de pression linéaire dans la phase liquide. Nous avons déjà discuté cette hypothèse. Il n'est pas évident qu'elle soit correcte. Sur la base de la figure IV-93, on voit que les corrélations tirées des approches macroscopiques conduisent à une variation nettement différente de la probabilité d'occupation pour le régime dominé par la viscosité par rapport au régime dominé par la gravité. Il serait intéressant d'étudier ceci plus en détail, par exemple en prenant en compte les effets visqueux dans le simulateur 3D.

IV.5 DISCUSSIONS ET ESSAI DE SYNTHÈSE

Dans ce chapitre, nous avons présenté un simulateur tridimensionnel de type réseau de l'évaporation en milieu poreux. Ce simulateur est adapté au cas des milieux capillaro-poreux et est basé sur les principales hypothèses suivantes :

- effets thermiques négligeables;
- déplacements quasi-statiques;
- écoulements par films non pris en compte.

Ce simulateur donne accès aux détails de la distribution des phases au cours du processus d'évaporation et a été exploité dans le cadre de cette thèse essentiellement en termes d'outil de compréhension.

Nous avons également vu que les théories de la percolation d'invasion et de la percolation d'invasion en gradient sont le cadre naturel pour analyser les résultats obtenus.

De nombreux résultats ont pu aussi être obtenus. Si l'on essaie de s'en tenir au plus marquant, on peut noter que :

- trois régimes principaux ont été mis en évidence : régime purement capillaire, régime capillaire avec effet gravitationnel marqué, régime capillaire avec effet de viscosité marqué, ces deux derniers conduisant à l'apparition d'un "front fractal de type front de diffusion" (GOUYET et al., 1988).

- régime capillaire : ce cas s'accorde bien avec la description classique du séchage des milieux capillaro-poreux en trois phases : phase à taux de séchage constant, phase à taux de séchage décroissant, phase à front d'évaporation interne. En particulier, le modèle fournit une explication pour la période à taux de séchage constant. Celle-ci est directement associée au fait que la phase liquide, après installation de l'amas de percolation formé par la phase gazeuse, reste pour une large plage de saturation globale connecté à grande distance. La structuration des phases obtenue permet ainsi l'envahissement en volume de l'échantillon alors même que la saturation en surface varie peu.

Toutefois, la phase à taux de séchage constant reste relativement courte par rapport à celle observée dans les expériences de séchage classique mettant en jeu des empilements de particules.

Sur ce point, on peut noter la saturation relativement élevée au point terminal pour le réseau étudié. Dans le cas d'une structure associée à un écart entre saturation à la percée et saturation au point terminal plus grand, on s'attend ainsi à une phase à taux constant plus grande. Un autre élément d'explication est certainement à chercher du côté des écoulements par films liquides (films laissés en place après drainage d'un pore ou d'un canal). Des expériences en micromodèles, LAURINDO, 1996, ont montré que ces films affectent significativement les cinétiques d'évaporation. En conséquence, on s'attend à ce que les films liquides contribuent au maintien de la phase à séchage constante.

Enfin, d'autres effets liés aux structures des empilements de particules (hétérogénéités, corrélations des tailles de pores, etc.) peuvent être également une source de différence avec notre modèle simplifié.

Le modèle fournit par ailleurs une explication du phénomène de "dry patches", ou de "peau de léopard", mentionné par différents auteurs. Ce phénomène, conséquence de la formation de l'amas de percolation, apparaît donc même en absence de toute hétérogénéité à grande échelle du milieu poreux.

- régime capillaire avec effets de gravité marqués : cette situation est caractérisée par la présence d'une zone de transition diphasique dont l'extension varie comme l'inverse du nombre de Bond.

- régime capillaire avec effet de viscosité marqué : ici encore une zone de transition diphasique est trouvée. L'extension de cette zone varie comme l'inverse du nombre capillaire et donc tend à s'agrandir au fur et à mesure de son avancement dans le milieu. Ce cas n'a toutefois pas été exploré numériquement. L'hypothèse d'une répartition linéaire de la pression dans la phase liquide reste à confirmer, ceci pouvant avoir des conséquences sur la forme des profils de saturation.

- les modèles macroscopiques classiques permettent de retrouver des zones diphasiques d'extension finie lorsque les effets de gravité ou de viscosité sont marqués. Toutefois, il

semble clair, en raison de la formation d'amas de liquides de taille finie dans les zones à plus faibles saturations, qu'on ne puisse pas importer sans précaution dans les modèles des courbes de pression capillaire ou des perméabilités relatives déterminées lors d'expériences de drainage quasi-statique sans gravité, comme cela est souvent le cas.

Si donc notre modèle nous semble avoir apporté des éléments de compréhension significatifs sur la physique du séchage, on peut, en résumé, noter qu'il reste à conforter nos analyses en déterminant, par exemple, les perméabilités relatives et la courbe de pressions capillaires de notre milieu modèle, et en les utilisant dans les modèles macroscopiques en vue d'une comparaison avec les résultats des simulations directes (à titre d'exemple, la courbe de pressions capillaires correspondant à un réseau 51x51x51 est donné sur la figure IV-94). Par ailleurs, la modélisation macroscopique du transport dans les zones où il y a une fraction notable d'amas de taille finie, mériterait une étude détaillée.

Enfin, il paraît indispensable de prendre en compte, dans ce type d'approche, le rôle des films liquides.

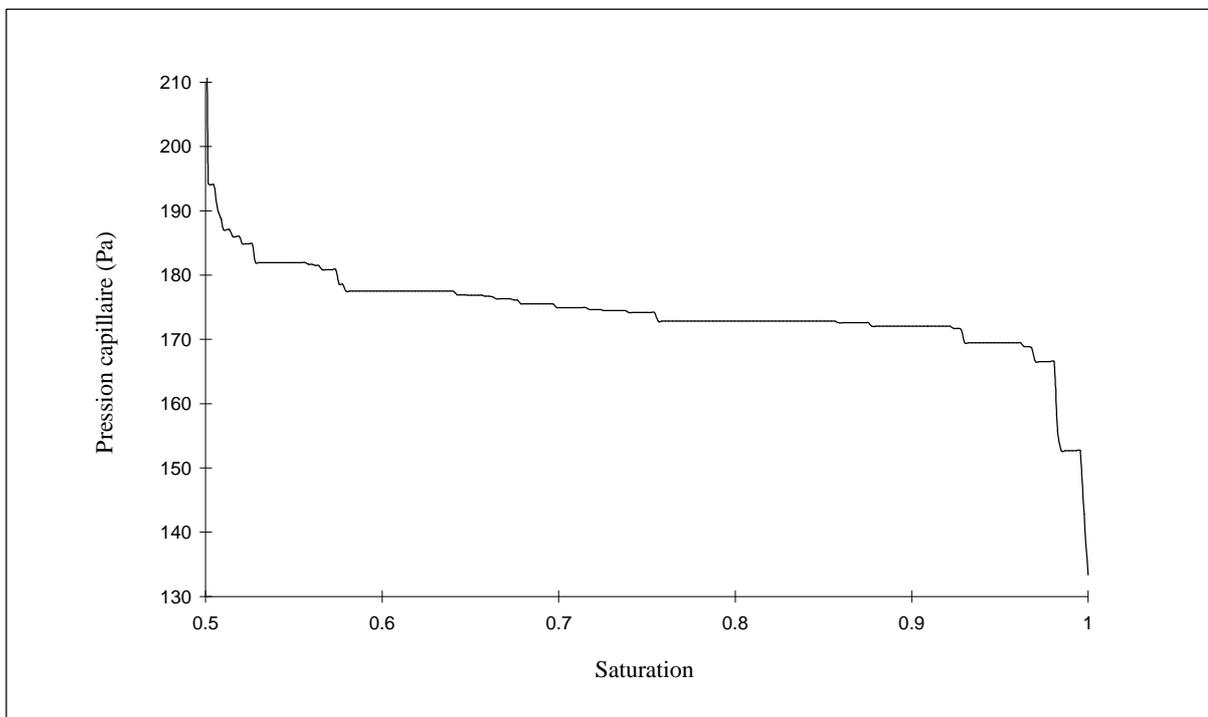


Figure IV-94 Courbe de pression capillaire

(page blanche)

PARTIE II

"EVAPORATEUR CAPILLAIRE"

Chapitre V - Evaporateur capillaire

175

V. Evaporateur capillaire

V.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à une situation où le changement de phase liquide-vapeur s'effectue à une température égale à la température de saturation. Bien que notre étude soit très directement motivée par une application précise, l'étude des transferts couplés de chaleur et de masse intervenant dans la mèche poreuse de l'évaporateur d'une boucle diphasique à pompage capillaire, la situation étudiée appartient à la classe plus générale des situations où le liquide entre dans le domaine poreux par une de ses frontières, et le quitte après changement de phase complet ou partiel, KAVIANY,1991.

Ici encore ces situations ont été généralement étudiées dans le cadre de l'approche du continu des milieux poreux, voir KAVIANY, 1991. Nous proposons quant à nous une approche discrète du problème, i.e. basée sur une représentation de l'espace des pores en termes de réseau de pores et de liaisons. Par rapport au problème considéré dans le chapitre précédent, la prise en compte des transferts de chaleur introduit une complexité supplémentaire notable. De ce fait, nous nous contenterons d'une modélisation en géométrie bidimensionnelle. Nous nous limiterons également à l'étude de solutions stationnaires.

Finalement, ce chapitre est organisé comme suit. Nous commencerons par une description succincte de l'application qui a motivé notre étude. Le modèle discret est ensuite décrit. Les résultats obtenus sont présentés et discutés. Nous proposons enfin un design original de la mèche poreuse en termes de système bi-couche.

V.2 Principe de fonctionnement d'une boucle diphasique à pompage capillaire

Les boucles diphasiques à pompage capillaire représentent une solution attractive comme système de régulation thermique d'équipements embarqués au sein des engins spatiaux. Par rapport à un pompage mécanique classique, le pompage thermocapillaire présente les avantages suivants:

- la seule source d'énergie utilisée pour le pompage est l'énergie thermique à dissiper;
- les éventuelles vibrations de la pompe mécanique sont annulées;
- les pannes mécaniques affectant la pompe sont annulées.

La pression motrice est toutefois majorée par la limite capillaire de la mèche poreuse.

Il est clair que les boucles fluides diphasiques à pompage thermocapillaire sont particulièrement bien adaptées aux transferts de chaleur en microgravité.

Plus généralement, les boucles fluides diphasiques sont des dispositifs qui utilisent la circulation d'un fluide et les propriétés des changements d'état pour transférer d'importantes quantités de chaleur sur des distances de quelques mètres (figure V-1).

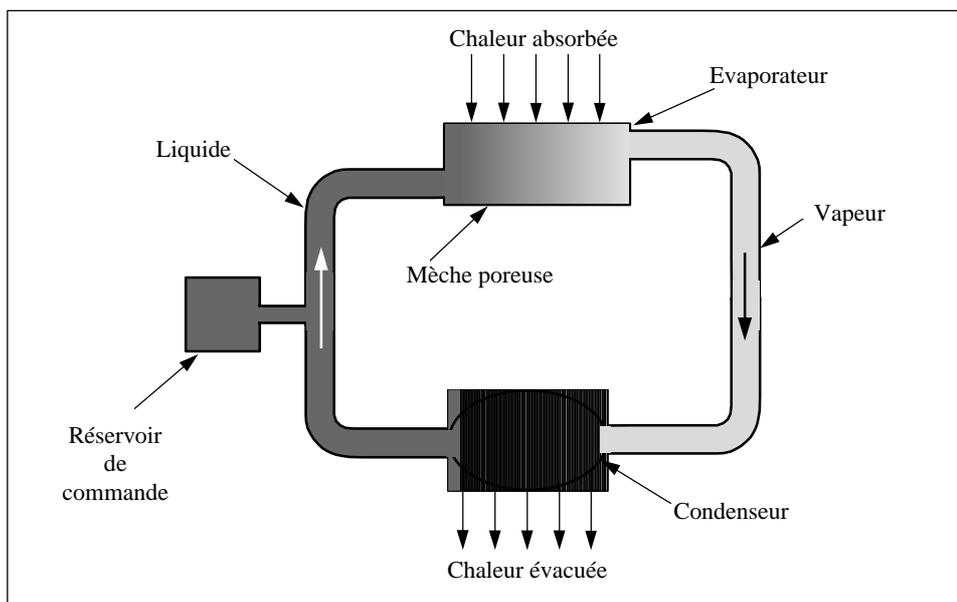


Figure V-1 Représentation schématique d'une boucle diphasique à pompage capillaire.

Dans le cas des boucles à pompage capillaire, l'évaporateur constitue l'élément moteur. Il est constitué d'une paroi métallique, à parois perméables à la chaleur, à l'intérieur duquel se trouve un corps poreux appelé mèche, destiné à assurer le pompage thermocapillaire. Cette mèche poreuse est creuse, afin de pouvoir la réalimenter en liquide. La chaleur à dissiper est transférée par conduction à travers les parois de l'évaporateur jusqu'à la mèche où elle provoque la vaporisation du liquide.

La vapeur produite dans l'évaporateur est collectée par une série de cannelures creusées dans la paroi de l'évaporateur (figure V-2), et est transférée vers le condenseur où elle se liquéfie, en restituant la chaleur absorbée lors de l'évaporation. Après liquéfaction totale, le fluide revient vers l'entrée de l'évaporateur par une conduite adiabatique.

La vaporisation se produit à la surface de ménisques courbes, ce qui engendre une augmentation de pression ΔP_{cap} qui assure la mise en circulation du fluide dans la boucle. Dans l'hypothèse où les ménisques sont hémisphériques, le saut de pression capillaire est donné par la loi de Laplace :

$$\Delta P_{cap} = \frac{2s \cos \theta}{r} \quad (V-1)$$

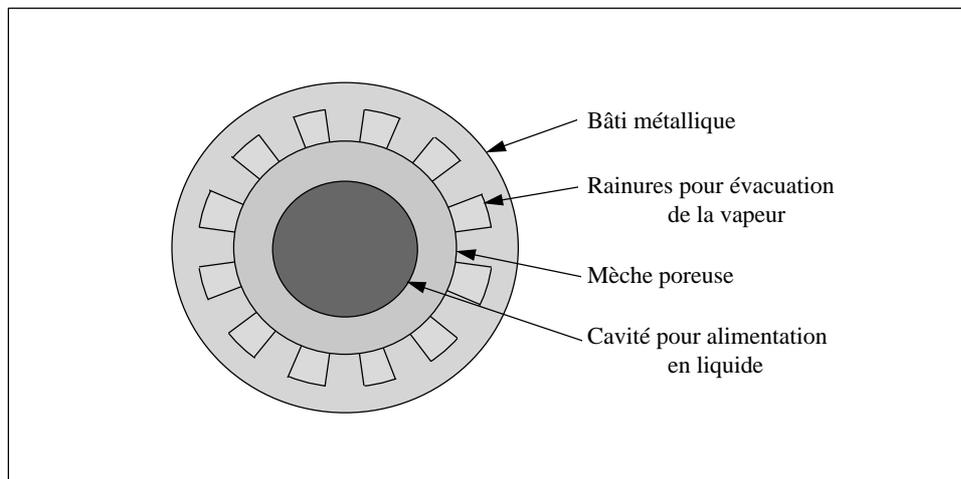


Figure V-2 Coupe schématique d'un évaporateur capillaire cylindrique

En régime de fonctionnement stationnaire, l'augmentation de pression due au saut de pression capillaire doit compenser exactement les pertes de charge dans les différents éléments de la boucle.

La figure V-3 représente schématiquement, dans le diagramme (p, T) le cycle thermodynamique décrit par le fluide caloporteur.

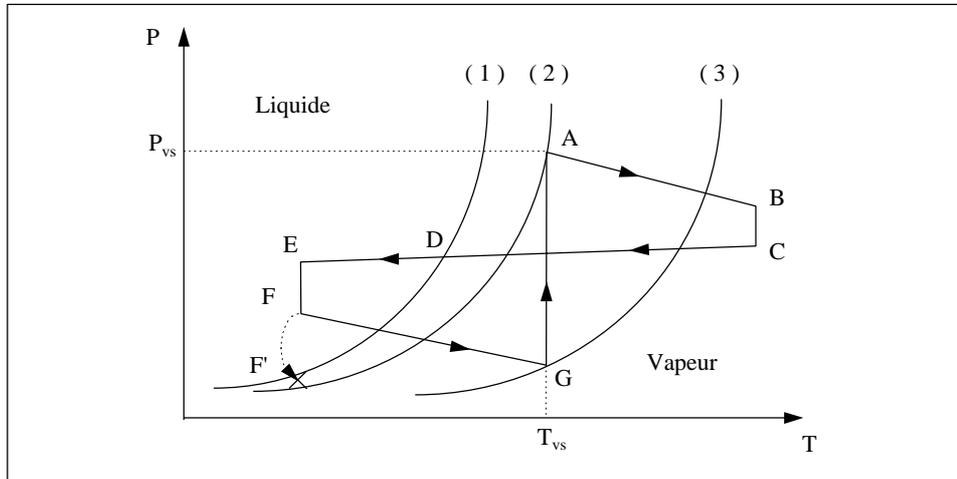


Figure V-3 Diagramme p, T du cycle thermodynamique de la boucle fluide diphasique.

Dans le cas d'une interface plane, le liquide saturant et la vapeur saturante sont à la même pression pour une température donnée (courbe 1, de Clausius-Clapeyron). La courbure de l'interface modifie les conditions d'équilibre. Dans le cas d'un fluide mouillant le solide qui constitue la mèche, l'apparition de ménisques dans les pores de celle-ci conduit, pour une température d'équilibre donnée, à une pression de vapeur saturante (courbe 2) supérieure à la pression du liquide saturant (courbe 3).

Le point A caractérise l'état de la vapeur saturante au niveau des ménisques. Le segment AB représente la surchauffe de la vapeur dans les cannelures et la perte de charge qu'elle y subit. L'écoulement dans la conduite de vapeur provoque la perte de charge BC. Dans le condenseur, la vapeur subit d'abord le refroidissement CD, se liquéfie en D dans des conditions de température et de pression identiques à celles qui correspondent à une interface plane, puis subit le sous-refroidissement DE. EF représente la perte de charge dans la conduite vapeur, FG la perte de charge et le réchauffement du liquide à l'entrée et au sein de la mèche poreuse. Enfin GA représente le saut de pression capillaire au niveau du ménisque.

Les limites de fonctionnement de l'évaporateur capillaire sont atteintes soit lorsqu'une ébullition a lieu avant l'entrée de la mèche (point F' situé en-dessous de la courbe 1, figure V-4-a), soit lorsque la vapeur envahit la mèche jusqu'à atteindre la face d'entrée (figure V-4-b). Dans un cas comme dans l'autre, il y a rupture du pompage capillaire, et désamorçage local ou

total de la pompe, puisque l'équilibre des pressions dans la phase vapeur de part et d'autre de la mèche entraîne également l'équilibre des pressions dans le liquide, donc $\Delta P_{\text{cap}} = 0$.

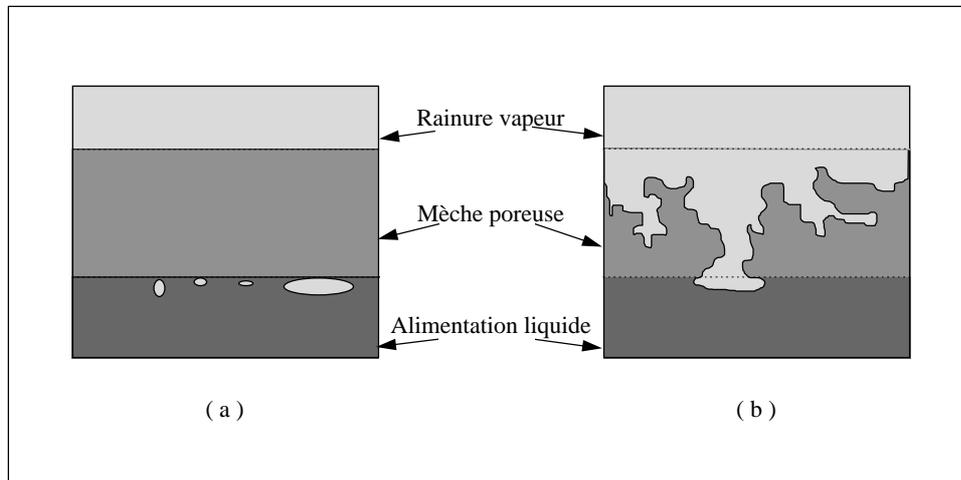


Figure V-4 Représentations schématiques du désamorçage de la pompe par ébullition à l'entrée de la mèche poreuse (a), et par invasion de la mèche par la phase gazeuse (b).

Ce premier mode de dysfonctionnement (ébullition à l'entrée avant l'entrée de la mèche) a lieu lorsque de faibles densités de puissance à dissiper sont fournies à l'évaporateur. Le liquide, circulant à faible débit, est alors chauffé par conduction, provoquant l'ébullition à l'entrée de l'évaporateur. Le second mode (envahissement de la mèche par la phase gazeuse) intervient pour des grandes densités de puissance à évacuer, lorsque la mèche n'est plus capable de fournir le débit-pression nécessaire au bon fonctionnement de la pompe.

En termes de distribution des phases, le système étudié est caractérisé par la mise en place d'une poche de vapeur sous l'ailette.

Certains auteurs considèrent également la présence d'un ménisque dans l'angle formé par la mèche et l'ailette métallique. DEMIDOV et YATSENKO, 1994, montrent son importance en terme de contribution à la vaporisation du liquide. Dans leur étude numérique, ils considèrent également la présence d'une poche gazeuse sous l'ailette, non connectée à la rainure, et qui, si elle ne contribue pas à la production de débit de vapeur, modifie cependant les transferts thermiques sous l'ailette. Lorsque cette poche de vapeur atteint la rainure, détruisant le ménisque précédemment décrit, les performances de la mèche diminuent considérablement, ce qui montre l'importance de ce ménisque. Enfin, on peut noter que la présence de ce ménisque a été constatée expérimentalement sur un évaporateur capillaire

transparent, LE FRIEC, 1996, pour des faibles densités de puissance. En dépit de l'intérêt scientifique et technique de la présence de ce ménisque, nous ne l'étudierons pas ici, et ne nous intéresserons qu'à des états où se développe une poche gazeuse sous l'ailette, connectée à la rainure.

Dans notre étude, nous décrirons le fonctionnement de l'évaporateur dans des états stationnaires de fonctionnement, avec présence d'une poche gazeuse sous l'ailette. Nous décrirons également la limite supérieure de fonctionnement (en termes de densité de puissance fournie à l'ailette), par le développement de structures gazeuses atteignant la face de réalimentation en liquide de la mèche.

Enfin, citons encore à titre de référence l'étude numérique de CAO et FAGHRI (1994), où est analysée le fonctionnement d'un évaporateur plat, en considérant un écoulement tridimensionnel de la vapeur dans la rainure. Il ressort de cette étude, pour ce qui nous intéresse, qu'étant donné les faibles débits, la pression de la vapeur peut être considérée comme uniforme dans la rainure. D'une manière générale, l'étude de CAO et FAGHRI conforte l'hypothèse de géométrie bidimensionnelle retenue dans notre étude. Notons également que notre étude est menée en l'absence de forces de gravité.

V.3 Présentation du modèle

V.3-1 Caractérisation géométrique

V.3-1-a Géométrie de l'espace poreux

Nous considérons le même type de milieu poreux modèle que celui du chapitre précédent, mais cette fois il sera considéré comme étant bidimensionnel, et donc de connectivité 4.

De nouveau, le milieu poreux est représenté par un solide indéformable comprenant des pores, et des liaisons capillaires reliant ces pores entre eux. Les pores et les canaux entre pores sont situés respectivement sur les sites et sur les liaisons d'un réseau carré. Les centres des pores sont situés aux noeuds d'une grille régulière $L \times M$ (figure V-5).

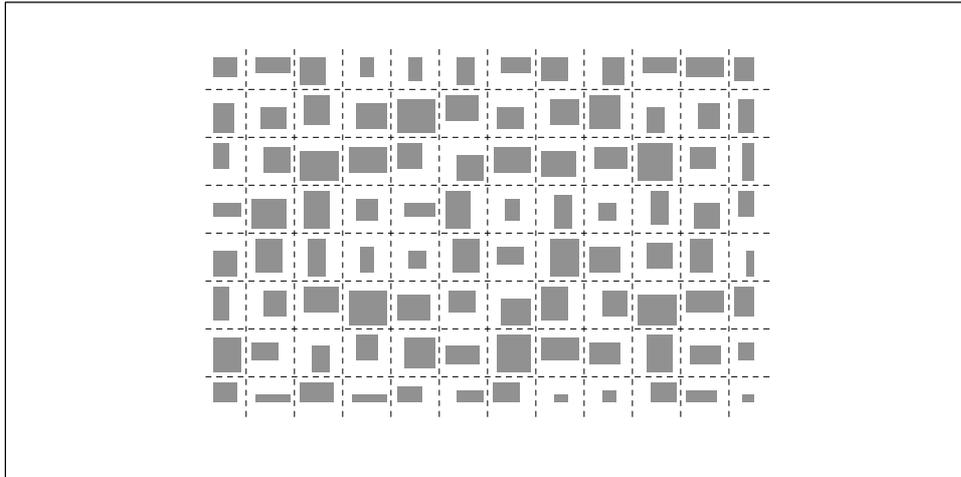


Figure V-5 Représentation schématique de la matrice poreuse bidimensionnelle

Les notations sont les mêmes que précédemment. AL est la distance entre deux noeuds. Cette distance est répartie entre pores et liaisons à l'aide d'un coefficient d'occupation β . Le volume de chaque pore est fonction des largeurs des liaisons le connectant aux pores voisins (le pore est construit comme étant l'intersection des quatre liaisons le connectant, figure V-6).

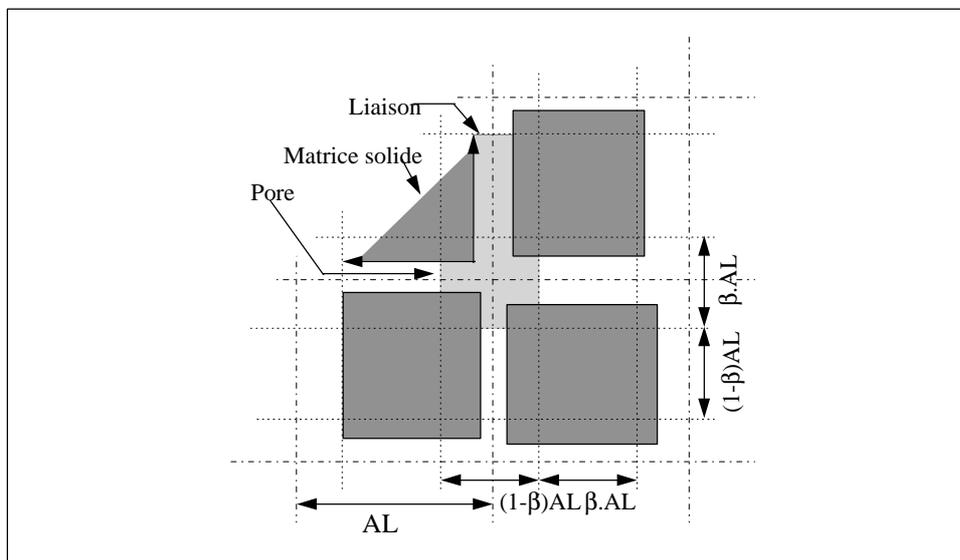


Figure V-6 Répartition des volumes des cavités entre pores et liaisons

Les largeurs des liaisons sont comme précédemment tirées aléatoirement suivant une loi de distribution choisie.

V.3-1-b Porosité - perméabilité

La porosité varie en fonction de la loi de distribution des largeurs de liaisons, et pour une loi fixée en fonction du coefficient d'occupation β , qui sert donc de paramètre pour fixer la porosité (cf. chapitre précédent).

Pour une loi de distribution de tailles de liaisons et un coefficient d'occupation donnés, la valeur de la porosité du modèle est fixée, et il en est de même de sa perméabilité. Toutefois, il est possible à une porosité donnée de faire varier, dans une certaine mesure, la perméabilité du domaine, en modifiant la loi de distribution de tailles de liaisons (cf. chapitre précédent).

V.3-1-c Géométrie de la mèche

Si l'on admet qu'il n'y a pas d'assèchement sur la ligne d'alimentation liquide, c'est-à-dire que le pompage capillaire est bien assuré tout le long de l'évaporateur, on peut alors considérer qu'à l'intérieur de la mèche l'écoulement est radial et, compte tenu des dimensions des différentes parties de l'évaporateur, analyser les phénomènes, en toute rigueur tridimensionnels, en configuration bidimensionnelle orthonormée. Dans ces conditions, compte tenu des symétries du système, la section d'étude sera constituée par l'élément de mèche poreuse, et l'élément de bâti métallique rainuré qui lui est associé (figure V-7).

Nous considérerons en outre que la mèche poreuse est en contact avec l'ailette métallique sur la moitié de sa largeur, et en regard de la rainure sur l'autre moitié.

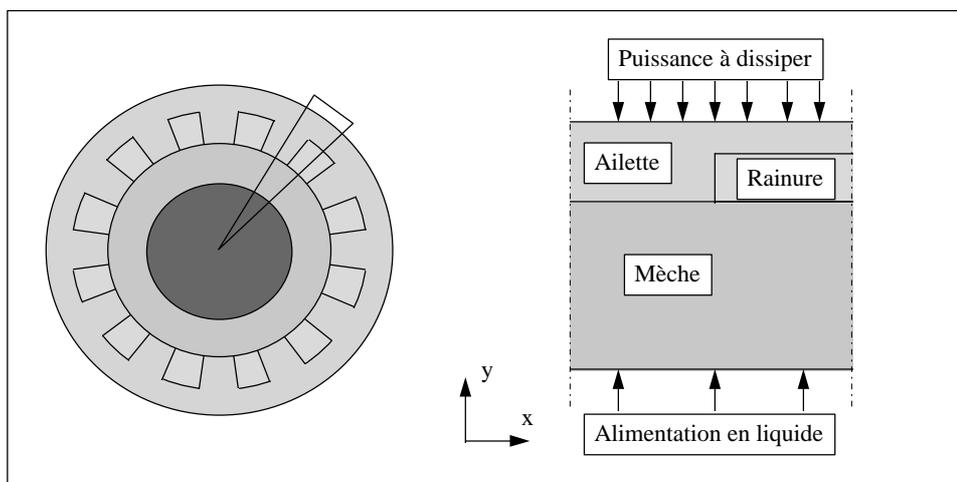


Figure V-7 Section étudiée

V.3-2 Modélisation des transferts simultanés de chaleur et de masse par changement de phase dans un modèle réseau

V.3-2-a Remarques

Si conceptualiser l'espace des pores en termes de réseau de pores et de liaisons a été largement utilisé dans l'étude des écoulements polyphasiques isothermes en milieux poreux (LENORMAND, 1981), nous avons vu que l'utilisation de l'approche réseau pour l'étude des phénomènes de changement de phase liquide-vapeur en milieux poreux était beaucoup plus récente (PRAT, 1993, LAURINDO, 1996). Concernant les problèmes couplés de chaleur et de masse avec changement de phase, il n'existe, à notre connaissance, dans la littérature qu'une étude voisine à la notre, il s'agit du travail de YORSTSOS et SATIK, 1996, qui présentent une modélisation de l'ébullition dans un réseau initialement saturé en liquide. Dans cette étude les auteurs s'intéressent au développement d'une bulle de vapeur au sein d'un milieu poreux, en considérant le flux de masse donc de changement de phase produit à l'interface de la bulle. Cette étude récente est évidemment très intéressante de par son caractère innovant mais surtout par la comparaison de photographies d'expériences réalisées sur des micromodèles en verre, avec des résultats obtenus numériquement. Toutefois contrairement au cas qui nous intéresse, les quelques résultats que présentent les auteurs se limitent à la phase d'expansion de la bulle de vapeur, cas où la phase vapeur est inerte ($P_v = c^{ste}$), et donc globalement conservatif du point de vue énergétique. Enfin, la modélisation du transfert thermique entre la matrice solide et la phase liquide ou vapeur se fait par l'intermédiaire de coefficients d'échanges qui restent constants dans tout le domaine.

V.3-2-b Hypothèses

Outre la connectivité égale à 4 du réseau, nous émettrons les hypothèses suivantes :

- matrice solide indéformable;
- processus stationnaire;
- écoulements dans la mèche poreuse suffisamment lents pour être décrits dans chaque liaison par la loi de Poiseuille;
- variations volumiques des phases fluides négligées;
- équilibre thermique local entre matrice poreuse solide et phases fluides;
- transferts thermiques radiatifs négligés;
- transferts thermiques par convection négligeables devant les transferts par conduction et le changement de phase;
- réenvahissement et condensation négligés.

V.3-2-c Bilan massique

Les transferts de masse sont considérés dans la section i d'une liaison décrite par la figure ci-dessous (figure V-8).

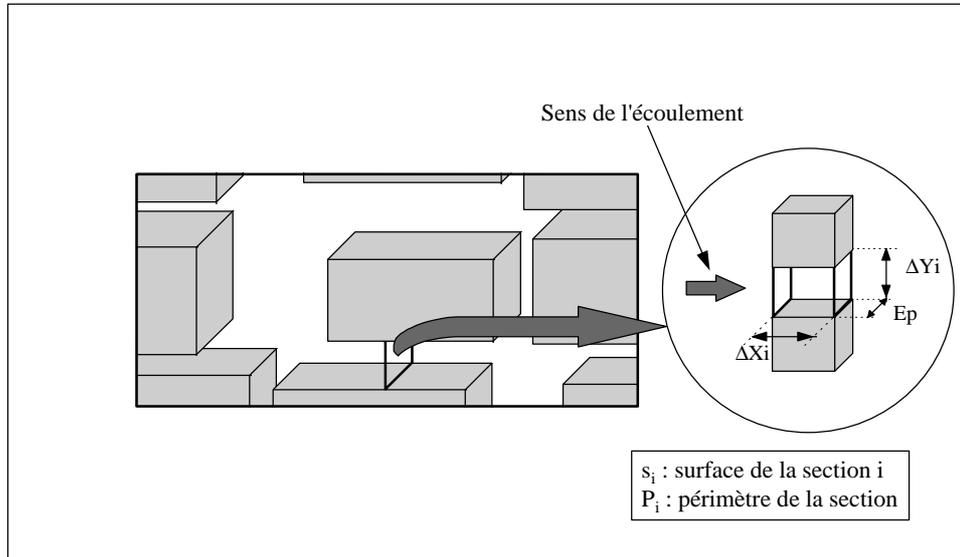


Figure V-8 Schéma de la section d'une liaison i , et notations utilisées

Nous supposons que l'écoulement des fluides (liquide et vapeur) au sein de cette liaison est suffisamment lent pour pouvoir négliger les forces d'accélération et d'inertie et décrire les phénomènes comme des processus quasi-stationnaires. Cette hypothèse est assez bien justifiée, tant du point de vue dynamique que thermique, dans la mesure où les échelles microscopiques l_x et macroscopiques L_x étant telles que $l_x \ll L_x$, les constantes de temps microscopiques et macroscopiques respectivement proportionnelle à l_x^2 et L_x^2 sont telles que $\tau_{lx} \ll \tau_{Lx}$.

Dans ces conditions les mouvements du liquide et de la vapeur peuvent être modélisés par la loi de Poiseuille qui s'écrit, pour l'ensemble pore liaison de section s_i et de périmètre \hat{P}_i (en négligeant les effets de la gravité) :

$$\mathbf{r}_j \cdot \mathbf{v}_j \cdot s_i = - \frac{4 \cdot s_i^3}{3 \cdot \hat{P}_i^2 \cdot \mathbf{n}_j} \cdot \frac{\Delta P_i}{\Delta X_i} \quad (V-2)$$

A partir de la relation de conservation de la masse établie dans chaque noeud, le bilan de matière s'exprime d'autre part sous la forme :

$$\sum_k \mathbf{r}_{ki}^j \cdot \mathbf{v}_{ki}^j \cdot s_{ki} = \frac{I_i}{L} \quad (V-3)$$

avec : $k = (\text{Est, Sud, Ouest, Nord})$, $j = (\text{Liquide ou vapeur})$, ρ masse volumique de la phase j , v vitesse moyenne de la phase j dans la section au noeud i , s surface de la section au noeud i , \hat{P}_i périmètre de la section au noeud i , ν_j viscosité cinématique de la phase j , ΔP_i écart de pression sur l'élément de la section au noeud i et ΔX_i la longueur de l'élément de la section au noeud i selon l'axe X . I est le terme source d'énergie, nul en tout noeud, sauf ceux où au moins une liaison attenante présente un interface liquide vapeur. L est la chaleur latente de vaporisation du fluide.

Pour une section d'épaisseur Ep , surface et périmètre sont ainsi donnés par :

$$\begin{aligned} s_i &= Ep * \Delta Y_i \\ \text{ou } s_i &= Ep * \Delta X_i \end{aligned} \quad (V-4)$$

et

$$\begin{aligned} \hat{P}_i &= 2.[Ep + \Delta Y_i] \\ \text{ou } \hat{P}_i &= 2.[Ep + \Delta X_i] \end{aligned} \quad (V-5)$$

V.3-2-d Bilan d'énergie

Pour écrire le bilan d'énergie, nous avons choisi d'utiliser une discrétisation plus fine que pour le bilan massique (V-9). Le réseau présente pour ces équations deux fois plus de noeuds dans chaque direction, soit quatre fois plus de noeuds au total.

Compte tenu de cette discrétisation et des hypothèses, le bilan d'énergie s'écrit :

$$\sum_k I_{k,i}^* \cdot \frac{\Delta T_{k,i}^j}{\Delta X_{k,i}} \cdot S_{k,i}^j = I_i \quad (V-6)$$

où $j = (\text{Solide, Liquide ou Vapeur})$, i noeud considéré, $k = (\text{Est, Sud, Ouest, Nord})$, λ_{ki}^* conductivité thermique équivalente de l'élément k du noeud i , ΔT_{ki} écart de température sur l'élément k long de la distance ΔX_{ki} du noeud i , S_{ki}^j surface d'échange thermique de la phase j sur l'élément k du noeud i , et I_i terme source dans le noeud i considéré (ce terme est nul en tous points sauf sur la surface de vaporisation où il devient proportionnel à la masse de liquide vaporisée).

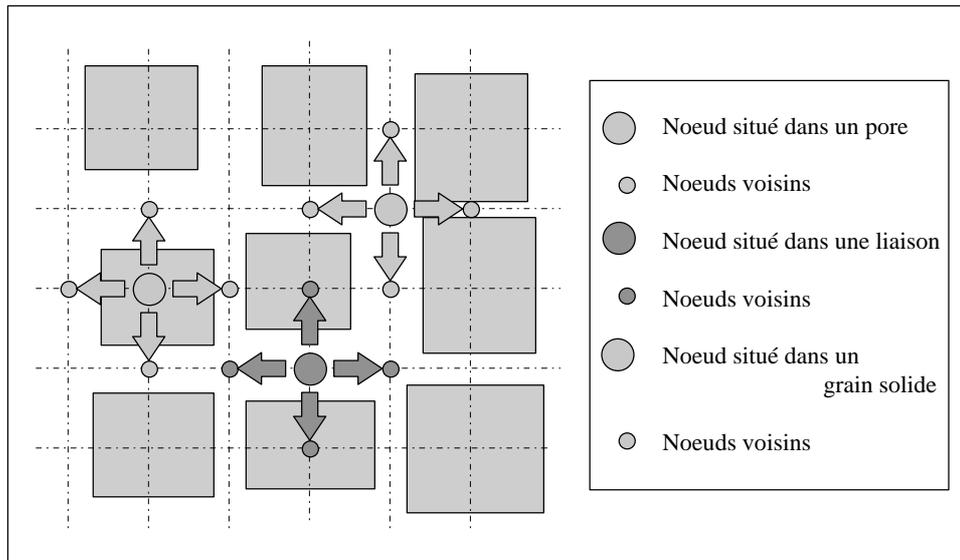


Figure V-9 Discretisation du milieu poreux modèle pour les transferts thermiques.

Les conductivités thermiques équivalentes, sont calculées à partir d'un modèle parallèle de résistances thermiques (figure V-10) avec :

$$I_i^* = \frac{I_1 \cdot I_2 (\ell_1 + \ell_2)}{\ell_1 \cdot I_2 + \ell_2 \cdot I_1} \quad (V-7)$$

où λ_1 est la conductivité thermique du solide, λ_2 la conductivité thermique de la phase fluide (liquide ou vapeur), ℓ_1 la longueur du grain solide sur l'élément i et ℓ_2 la longueur de la phase fluide sur la liaison i .

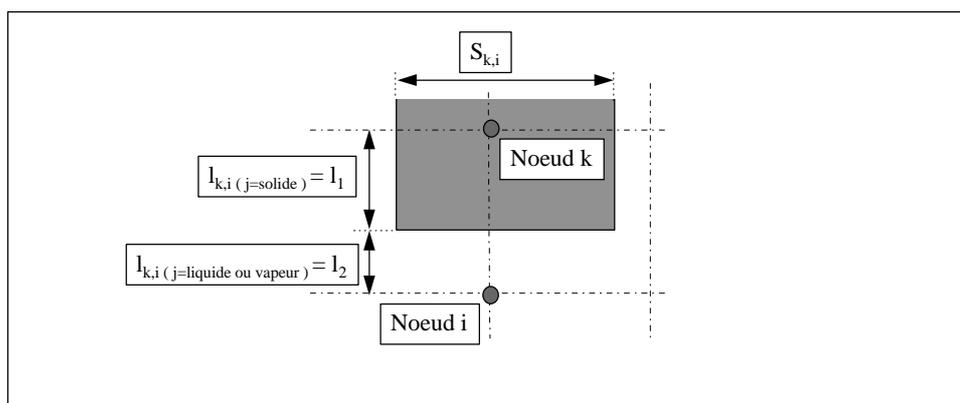


Figure V-10 Schéma des notations pour le calcul des conductivités thermiques équivalentes.

Outre le fait que ces coefficients de transfert thermiques locaux ne sont pas constants, puisque dépendant de la dimension des liaisons entre grains solides, un problème délicat subsiste dans ce modèle à 2 dimensions. En effet étant donné que chaque grain solide est entouré par une phase fluide, il s'ensuit que de forts contrastes existent entre les valeurs

locales λ_i^* selon que la zone du maillage considérée est localisée dans un domaine occupé par la vapeur ou le liquide. Cette situation n'existe évidemment pas en 3D, ne serait ce qu'en raison des connexions opérées naturellement par la phase solide dans la direction perpendiculaire au plan de la figure.

Afin d'éviter la modélisation 3D, qui reste cependant une perspective importante de ce travail, nous avons donc convenu d'accroître artificiellement la conductivité thermique des phases fluides afin de mieux rendre compte des transferts thermiques résultants des connexions entre grains solides.

Pour autant, cet accroissement ne s'est pas fait de manière arbitraire. Il a consisté à choisir pour λ_2 les valeurs des conductivités thermiques effectives λ_ℓ^* et λ_v^* du milieu réel respectivement saturé en vapeur et en liquide. Selon que l'on se trouve en zone vapeur ou liquide, la modélisation dans le modèle microscopique des valeurs de λ_i^* compte tenu de la présence de vapeur ou de liquide s'effectue donc autour des composantes porteuses $\lambda_{2\ell}^*$ et λ_{2v}^* .

De cette manière, on conserve le modèle de transfert thermique entre grains solides et phases fluides, proportionnel aux caractéristiques géométriques du grain solide et de la liaison fluide, en diminuant la résistance thermique de celle ci.

V.3-2-e Conditions aux limites

Partie supérieure de la mèche

- concernant la configuration géométrique du contact mèche-ailette :

la rangée de liaisons en contact avec l'ailette a été supposée saturée en vapeur. Cette condition qui revient à positionner le front liquide vapeur sur la première rangée de liaisons dès la première itération a pour conséquence de permettre l'écoulement de la vapeur dans un « canal » dont la section varie évidemment en fonction du diamètre des liaisons.

- concernant l'aspect dynamique :

la pression est supposée constante sur toute la longueur de l'interface mèche-rainure; le contact mèche-ailette est imperméable à la vapeur.

- concernant l'aspect thermique :

un flux de chaleur ϕ est imposé sur l'interface mèche-ailette.

En ce qui concerne l'interface mèche-rainure, la condition retenue est également une condition de flux dont la valeur estimée à partir d'une simulation numérique préalable du problème de conduction pure est égale à $\phi/20$.

Bords latéraux :

Les conditions aux limites imposées sur les bords latéraux sont de flux nuls, aussi bien pour les transferts massiques que pour les transferts thermiques.

Partie inférieure de la mèche :

Du point de vue dynamique la pression est imposée. Du point de vue thermique, pour tenir compte du sous-refroidissement, un flux conductif uniforme proportionnel au débit massique et à la capacité calorifique du liquide a été imposé.

L'ensemble des conditions aux limites mises en oeuvre est récapitulé sur les schémas ci-dessous (figure V-11 et figure V-12).

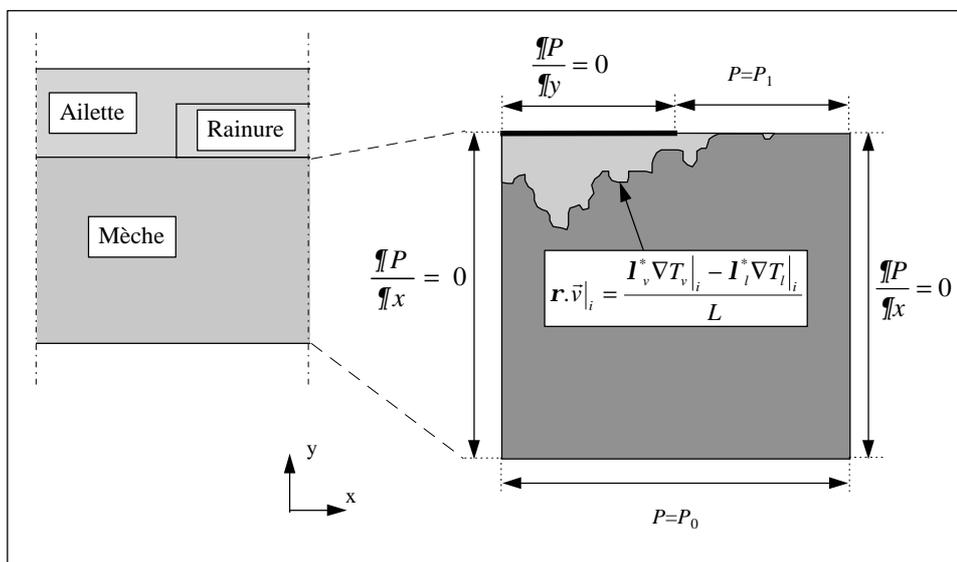


Figure V-11 Conditions aux limites pour les transferts massiques.

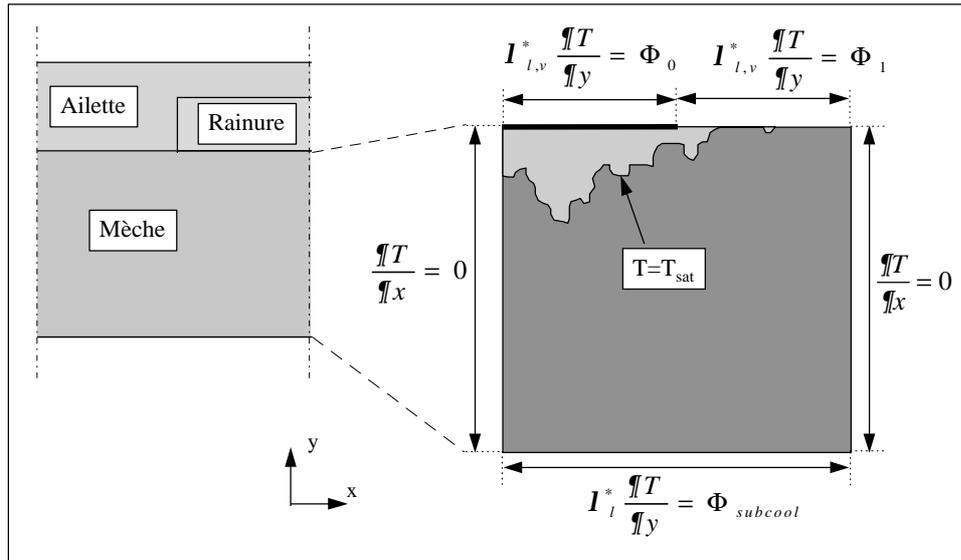


Figure V-12 Conditions aux limites pour les transferts thermiques.

V.3-2-f Détermination du terme source

Le terme source dans chaque pore I_i est calculé directement à partir du bilan énergétique sur l'interface liquide vapeur soit en chaque point:

$$\vec{I}_i = I_v \nabla T_v \Big|_i - I_\ell \nabla T_\ell \Big|_i \quad \text{donc} \quad \mathbf{r} \cdot \vec{\nu} \Big|_i = \frac{I_v \nabla T_v \Big|_i - I_\ell \nabla T_\ell \Big|_i}{L} \quad (V-8)$$

avec L la chaleur latente de changement de phase, I_ℓ^* la conductivité thermique équivalente dans la phase liquide I_v^* la conductivité thermique équivalente dans la phase vapeur, ρ_v la masse volumique de la vapeur et $\vec{\nu}_v$ la vitesse débitante de la vapeur.

Etant donnée que les mécanismes étudiés sont contrôlés par de faibles gradients de pression, nous admettrons de surcroît que l'interface de vaporisation dans chaque pore au sein du milieu poreux est caractérisée par une température uniforme égale à la température d'équilibre T_{sat} supposée non modifiée par l'effet Kelvin.

V.3-3 Algorithme de calcul

La résolution débute avec un milieu initialement saturé par la phase liquide jusqu'à l'interface de vaporisation située, pour les raisons évoquées précédemment, sur la 2^e rangée de liaisons près de la surface externe de l'évaporateur.

V.3-3-a Détermination du terme source

En imposant les conditions aux limites thermiques sur les frontières du domaine Ω_2 , et la température T_{sat} sur l'interface, la valeur du terme source I_j peut ainsi être tout d'abord calculé par application de l'équation (V-8) (figure V-13). En effet, en supposant, par exemple, que les interfaces liquide-vapeur se trouvent dans les liaisons entre pores et en imposant T_{sat} sur le noeud de la liaison considérée, il vient en faisant le bilan thermique en ce noeud :

$$\sum_k I_{k,i}^{*j} \cdot \frac{\Delta T_{k,i}^j}{\Delta X_{k,i}} \cdot S_{k,i}^j = I_i \neq 0 \quad (\text{V-9})$$

alors qu'en tout point des zones monophasiques n'incluant par l'interface le bilan est nul :

$$\sum_k I_{k,i}^{*j} \cdot \frac{\Delta T_{k,i}^j}{\Delta X_{k,i}} \cdot S_{k,i}^j = 0 \quad (\text{V-10})$$

Ce terme s'identifiant avec la chaleur latente mise en jeu par le changement de phase, on peut donc en déduire le débit massique de vapeur produite au noeud j soit :

$$I_j = \mathbf{r}_k \cdot \mathbf{v}_k \cdot S_j \cdot L \quad (\text{V-11})$$

$$\mathbf{f}_m = \frac{I_j}{L} = \mathbf{r}_k \cdot \mathbf{v}_k \cdot S_j \quad (\text{V-12})$$

Le flux de masse ϕ_m étant une condition à satisfaire sur toute interface liquide-gaz dans une liaison, le champ de pression au sein du réseau, dans les zones Liquide et Vapeur et alors calculé, à l'aide des bilans de masse et des lois d'écoulement en chaque liaison et pore. On obtient ainsi les distributions de pression de part et d'autre de l'interface.

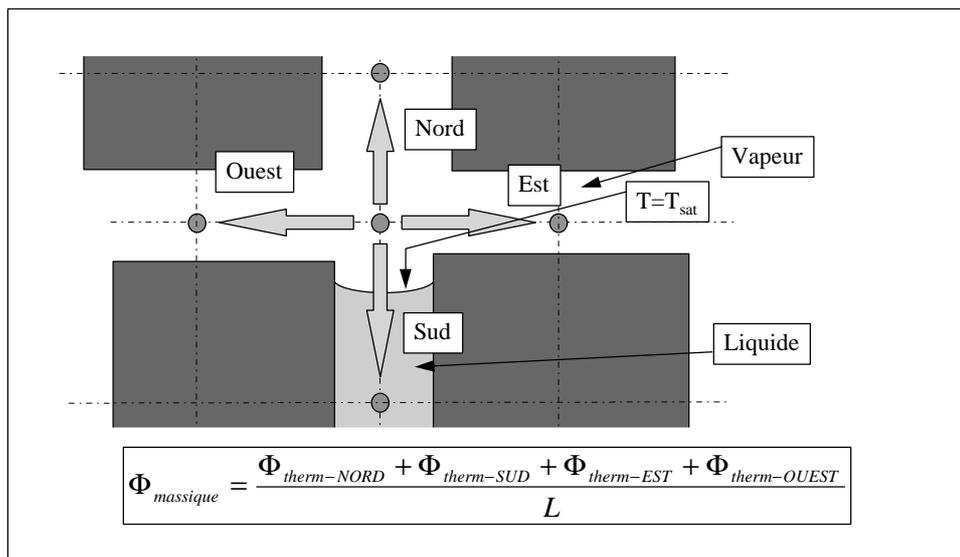


Figure V-13 Détermination du terme source à l'aide du bilan thermique

V.3-3-b Choix d'une liaison à vidanger

A ce stade, le modèle vérifie le bilan d'énergie (on a en effet calculé le terme source pour que le bilan thermique soit conservatif), ainsi que le bilan de masse qui est écrit dans chaque pore. Toutefois, il reste un paramètre à vérifier. Il concerne l'écart de pression entre la phase liquide et la phase vapeur de part et d'autre de l'interface. Cet écart n'est pas nul. Il correspond au saut de pression capillaire nécessaire pour créer le débit, donc le terme source d'énergie correspondant, issu du bilan thermique.

$$P_{vap} - P_{liq} = \Delta P \neq 0 \quad (V-13)$$

Si on compare cet écart de pression, à la pression capillaire maximale que peut supporter la liaison i considérée compte tenu de ses dimensions, soit :

$$P_{ci} = \frac{2 \cdot s \cdot \cos \theta}{d_i} \quad (V-14)$$

avec : d_i la largeur de la liaison considérée, et P_{ci} pression capillaire maximale de la liaison i, on constate alors que pour certaines liaisons on a $\Delta P > P_{ci}$ ou encore $\frac{\Delta P}{P_{ci}} > 1$.

Cette situation est évoquée par la figure V-14.

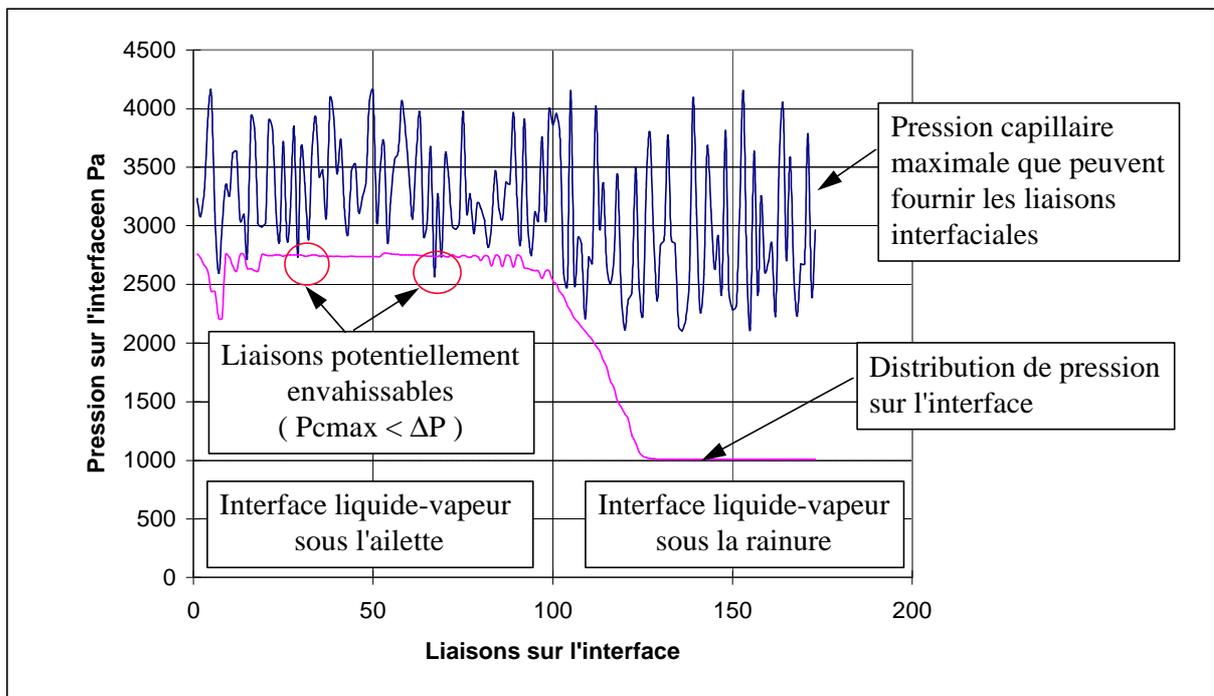


Figure V-14 Evolution de l'écart de pression sur l'interface liquide-vapeur et de la pression capillaire maximale des liaisons interfaciales.

Sur cette figure ont été représentés pour une étape du calcul :

- en abscisses un indice caractérisant chaque liaison de l'interface liquide-vapeur;
- en ordonnées la loi d'évolution de $\Delta P = P_v - P_\ell$ le long de l'interface;
- en ordonnées l'évolution de la pression capillaire maximale d'envahissement de tous les pores et liaisons localisés sur l'interface (pression seuil donnée par la loi de Laplace).

Cette figure indique clairement que dans la rainure, où la densité de flux thermique est faible, ΔP est largement inférieure aux pressions d'envahissement des liaisons, alors que sous l'ailette au contraire, ΔP est élevée, et en certains points proche voire supérieure aux pressions capillaires que sont capables de fournir certaines liaisons.

V.3-3-c Sensibilité de la position stationnaire au critère de sélection de la liaison à vidanger

Ces liaisons dans lesquelles le liquide et la vapeur coexistent avec $\Delta P > P_c$ sont évidemment potentiellement envahissables par la vapeur. En tout état de cause, il est alors nécessaire d'examiner chacune des liaisons potentiellement envahissable afin de connaître **la** liaison à envahir.

Dans le problème traité, nous avons pu nous affranchir de ce processus, qui conditionne a priori la solution aussi bien lorsque l'on est loin que près de la solution finale, après avoir constaté qu'en vidangeant une liaison quelconque (parmi les liaisons potentiellement envahissables) sur le front, à l'itération suivante, la diffusion thermique permettait aux liaisons voisines de se vidanger lorsque l'on était loin de la solution stationnaire, ou au contraire de n'entraîner qu'une faible perturbation de la solution stationnaire.

Les deux exemples suivants illustrent les points évoqués.

Dans le premier cas (figure V-15), on a décidé de vidanger uniquement la liaison qui possédait le plus grand rapport entre la différence de pression de part et d'autre de l'interface, et la pression capillaire maximale que supporte la liaison. La solution stationnaire est indiquée sur la figure par le trait bleu. Dans le second cas, pour les mêmes conditions aux limites, on a vidangé en même temps toutes les liaisons qui avaient un rapport supérieur ou égal à 1,1 fois la pression capillaire de la liaison considérée, ou à défaut, seulement la liaison répondant au critère précédent.

Ces deux critères ont pour expression :

$$\text{liaison} \left/ \max\left(\frac{\Delta P}{P_{cap}}\right) \right. \text{ (vidange d'une liaison)} \quad (V-15)$$

$$\text{liaisons} \left/ \left(\frac{\Delta P}{P_{cap}}\right) > 1,1 \text{ (vidange de plusieurs liaisons)} \quad (V-16)$$

La solution stationnaire obtenue est indiquée en traits pleins sur la figure par le trait rouge. Comme on peut le constater, l'accord est quasi-parfait entre les deux solutions. Il convient de préciser que ces solutions ont été obtenues sur un réseaux 99x99 liaisons, que l'on a vidangé plus de 500 liaisons pour obtenir la solution stationnaire, et que l'écart entre les deux solutions est de 1 liaison (cette liaison est indiquée par le cercle sur la figure).

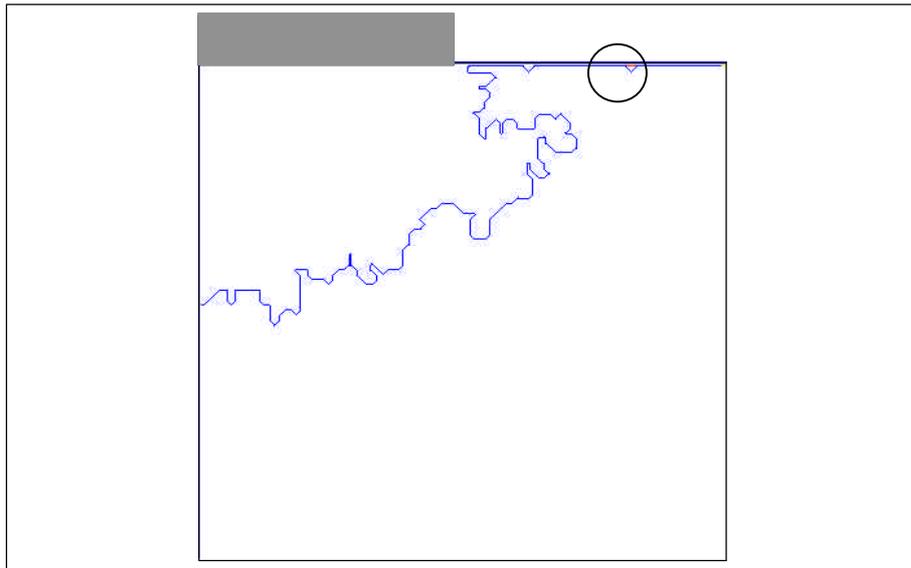


Figure V-15 Position stationnaire du front en vidangeant une ou plusieurs liaisons à chaque itération.

Enfin, nous avons également testé les deux autres critères de vidange suivants :

$$\text{- liaison} \left/ \max(\Delta P - P_{cap})_{\Delta P - P_{cap} > 0} \right. \text{ (vidange d'une liaison)} \quad (V-17)$$

$$\text{liaisons} \left/ (\Delta P - P_{cap}) > 0,1 \cdot P_{cap} \text{ (vidange de plusieurs liaisons)} \quad (V-18)$$

Nous n'avons pas non plus constaté de différence plus importante que celle ci-dessus.

La sensibilité à l'ordre des liaisons vidangées, sur l'interface liquide-vapeur, est donc faible et ne modifie pas la position et la forme du front de vaporisation dans notre étude. Nous avons donc choisi de conserver le critère de vidange donné par l'expression V-15.

V.3-3-d Stabilité de l'interface

Nous avons également constaté que, pour un réseau donné, il existe, du point de vue microscopique, plusieurs positions stationnaires de l'interface de vaporisation au sein de la mèche. La méthode évoquée permet d'obtenir une solution stationnaire de l'interface. Si alors l'interface est perturbée par la vidange d'une liaison supplémentaire, et si l'on est loin des limites capillaires du milieu poreux, on peut constater que le front de vaporisation se repositionne très rapidement sur des liaisons suffisamment petites pour maintenir l'interface. C'est ce qui apparaît sur la figure ci-dessous (figure V-16) où des liaisons supplémentaires, ayant été vidangées, une nouvelle position stationnaire d'écart ou fluctuation « microscopique » par rapport à la solution précédente est trouvée.

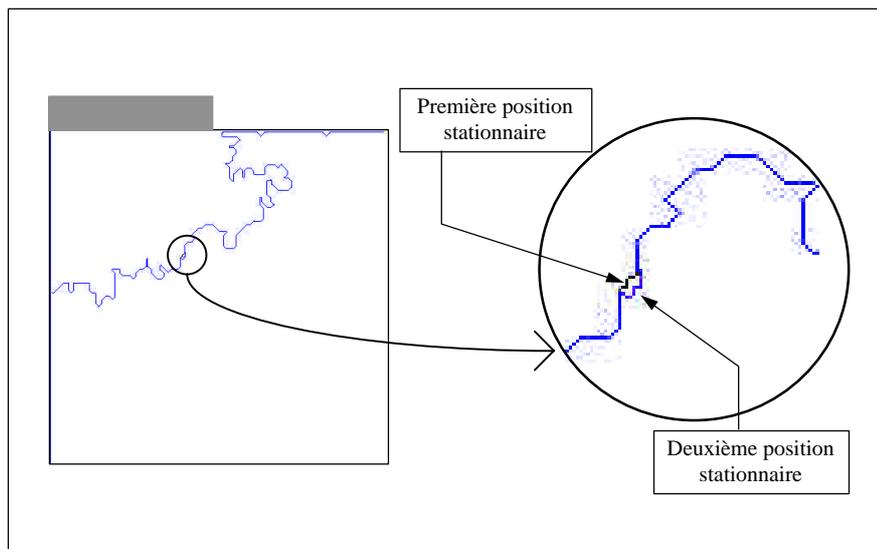


Figure V-16 Stabilité de l'interface.

Toutefois, dans des situations où l'on atteint les limites capillaires de la mèche, l'interface devient sensible aux perturbations, et la vidange d'une liaison supplémentaire peut conduire à l'assèchement de toute une région de la mèche, voire au désamorçage par invasion de la phase gazeuse jusqu'à la face de réalimentation en liquide. Nous reviendrons sur ce point dans la section V-4-4-d.

V.3-3-e Procédure de calcul

Le calcul se déroule de la manière suivante (figure V-17) :

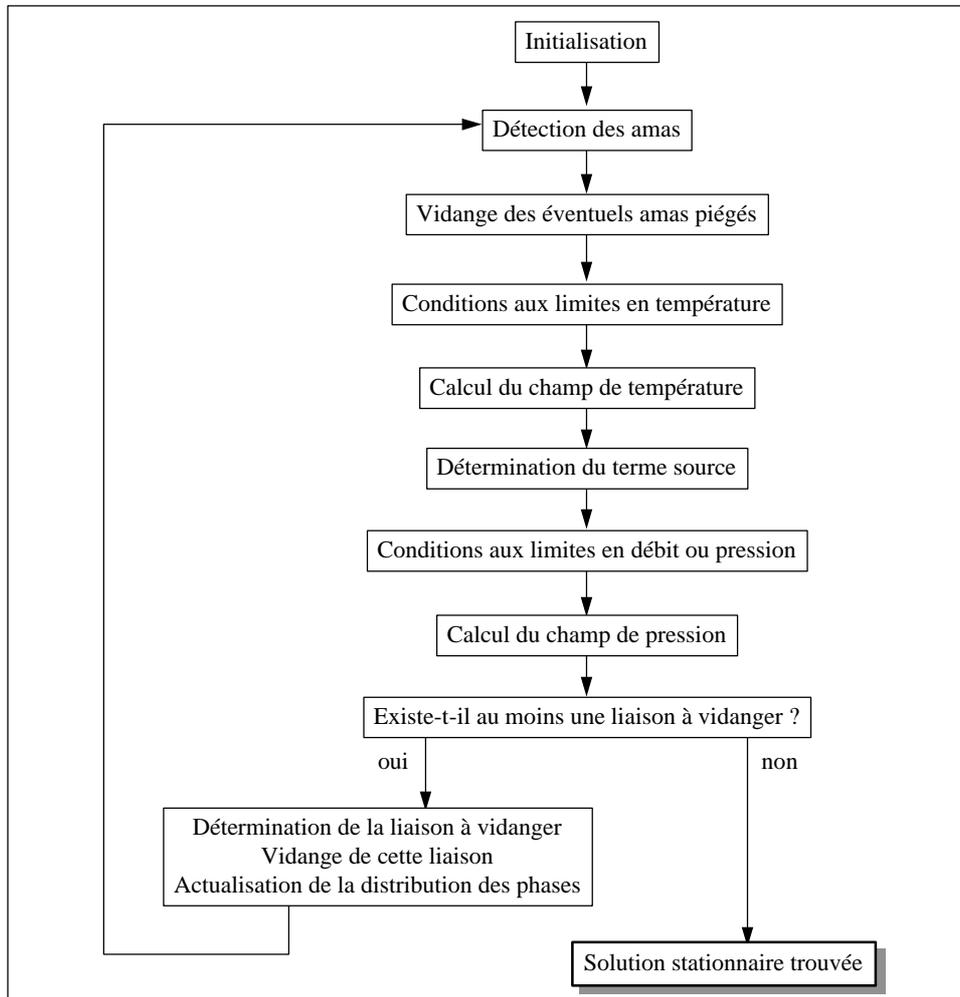


Figure V-17 Algorithme de calcul.

- Initialisation. Les largeurs des liaisons sont tirées aléatoirement suivant une loi de distribution de tailles choisie; le réseau est initialement saturé en phase liquide, sauf les pores et liaisons situés sous l'ailette;
- Détection des amas et vidange des éventuels amas piégés. En effet, puisque nous ne considérons ni la possibilité de réinvasion, ni les phénomènes de condensation, ni enfin la possibilité de réalimentation par films, tout amas piégé ne peut être réalimenté en liquide, et est donc appelé à être vaporisé assez rapidement;
- Connaissant la distribution des phases, application des conditions aux limites en température sur les frontières du domaine, et sur l'interface gaz-liquide;
- Calcul du champ de température;

- Calcul du terme source;
- Connaissant le terme source, application des conditions aux limites pour le transfert de masse sur les frontières du domaine et sur l'interface gaz-liquide;
- Calcul du champ de pression;
- Détection de la liaison à vidanger, vidange, réactualisation de la distribution des phases, et retour à l'étape de détection des amas.

V.4 Résultats

La méthode de résolution du problème de changement de phase en milieu poreux, à partir de l'analyse locale offre deux avantages :

- d'une part, elle permet aux échelles qui interviennent dans l'étude de l'évaporateur capillaire, d'analyser les phénomènes macroscopiques;
- d'autre part, et surtout, elle permet de suivre dans le détail, c'est-à-dire à l'échelle des pores, comment se distribuent rigoureusement et non pas en moyenne, chacune des phases dans la solution du problème.

L'approche microscopique, permet donc de tenir compte explicitement de tous les événements locaux et d'apprécier leur influence à l'échelle macroscopique.

Dans un premier temps, nous considérerons le cas d'un réseau microscopiquement homogène. Ce cas est étudié en tant que référence pour valider ce simulateur par rapport à un modèle macroscopique. La taille des liaisons sera identique et par suite, le milieu poreux correspondant sera macroscopiquement homogène et uniforme. Au sein d'un tel milieu, la pression capillaire sera donc également uniforme, la dispersion capillaire nulle, et les propriétés hydrauliques du milieu microscopiquement homogène correspondront à celles du milieu macroscopique.

Pour la suite, la distribution de taille de liaisons sera supposée hétérogène et de ce fait, le milieu poreux correspondant, bien que macroscopiquement homogène sera microscopiquement hétérogène. Dans ce cas, la pression capillaire sera différente pour chaque liaison, et la dispersion capillaire résultante aura donc tendance à étaler la zone de transition entre les domaines saturés en liquide et en vapeur au sein du milieu poreux.

Les simulations numériques ont été effectuées pour une seule valeur moyenne de la taille de liaisons $10 \mu\text{m}$, avec, dans le second cas, une distribution uniforme des tailles présentant un rapport précisé entre les dimensions minimales et maximales, $\ell_{\mu\text{min}}$ et $\ell_{\mu\text{max}}$, en conservant toujours $\bar{\ell}_{m\text{moy}} = 10\mu\text{m}$.

V.4-1 Cas d'une mèche homogène et uniforme

Dans ce cas, le réseau bidimensionnel mis en oeuvre est formé de liaisons identiques égales à $10\ \mu\text{m}$. Aussi bien des points de vue géométrique, hydrodynamique que capillaire, ce milieu microscopiquement homogène est, en termes de propriétés macroscopiques, tout à fait comparable à un modèle macroscopique.

Ce modèle résout les équations de conservation macroscopiques pour déterminer les champs de pression et de température au sein de la mèche poreuse. La position de l'interface liquide-vapeur est déterminée à l'aide d'une méthode de capture de front ("front-tracking"). Les conditions imposées aux limites sont légèrement différentes, et nous avons modifié celles du modèle microscopique pour être en adéquations avec celles du modèle macroscopique. Elles sont résumées dans la figure ci-dessous (figure V-18).

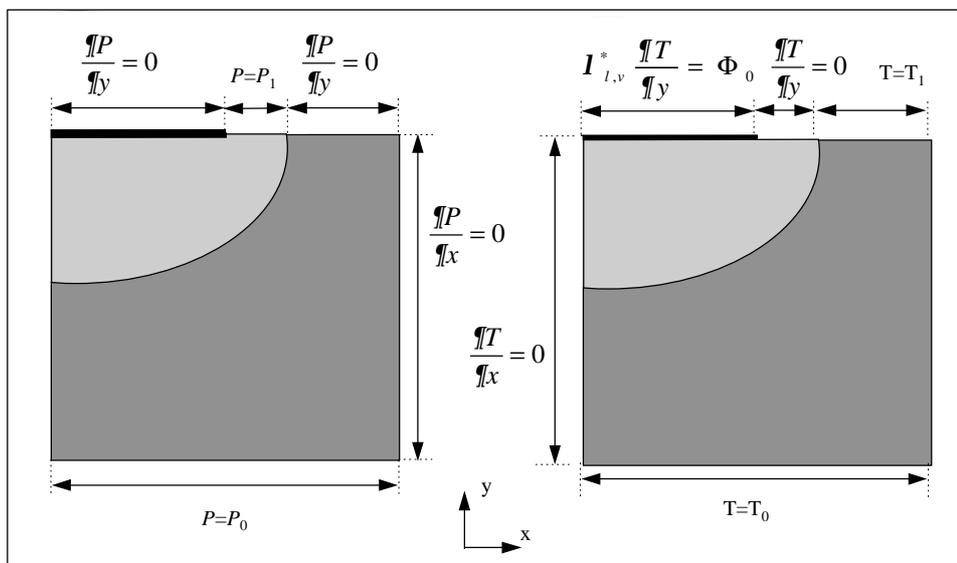


Figure V-18 Conditions aux limites du modèle macroscopique.

L'expérience de comparaison avec le modèle macroscopique a été réalisée avec les valeurs des paramètres suivants :

$$\begin{aligned}
 &T_0 = 26\ \text{°C} \\
 &T_1 = 30\ \text{°C} \\
 &\left. \begin{aligned} P_0 &= P_{\text{sat}}(T_1) - P_c \\ P_1 &= P_{\text{sat}}(T_1) - 40\ \text{Pa} \end{aligned} \right\} \Rightarrow \Delta P_{\text{mèche}} = 40\ \text{Pa} = \Delta P_{\text{boucle}} \\
 &\Phi = 5000\ \text{W/m}^2
 \end{aligned}$$

Les résultats de la comparaison entre la position de l'interface donnée par le modèle macroscopique et la position de l'interface macroscopique, donnée par le modèle microscopique sont respectivement représentées par les courbes en traits pointillés noirs et en traits blancs (figure V-20, notons que dans cette figure, ainsi que dans toutes les suivantes, l'ailette et la rainure sont positionnées à gauche de la mèche, l'alimentation en phase liquide du fluide caloporteur étant positionnée à droite).

On observera que, sans faire d'hypothèse sur la zone de transition entre la phase liquide et la phase vapeur, la modélisation microscopique, du milieu microscopiquement homogène, conduit à un résultat dans lequel les effets de dispersion liés à la capillarité sont annulés et la zone de vaporisation réduite à un front "propre".

On constate par ailleurs, l'accord quasi-parfait entre les deux modèles puisque les deux zones de vaporisation sont confondues. Cet accord est quantitativement confirmé sur la figure V-22, montrant les comparaisons entre les évolutions des surfaces des zones liquide-vapeur déduites des deux types d'approches (microscopique-macroscopique), en fonction de la densité de puissance appliquée sur l'ailette (la solution du modèle microscopique est indiquée par les étoiles).

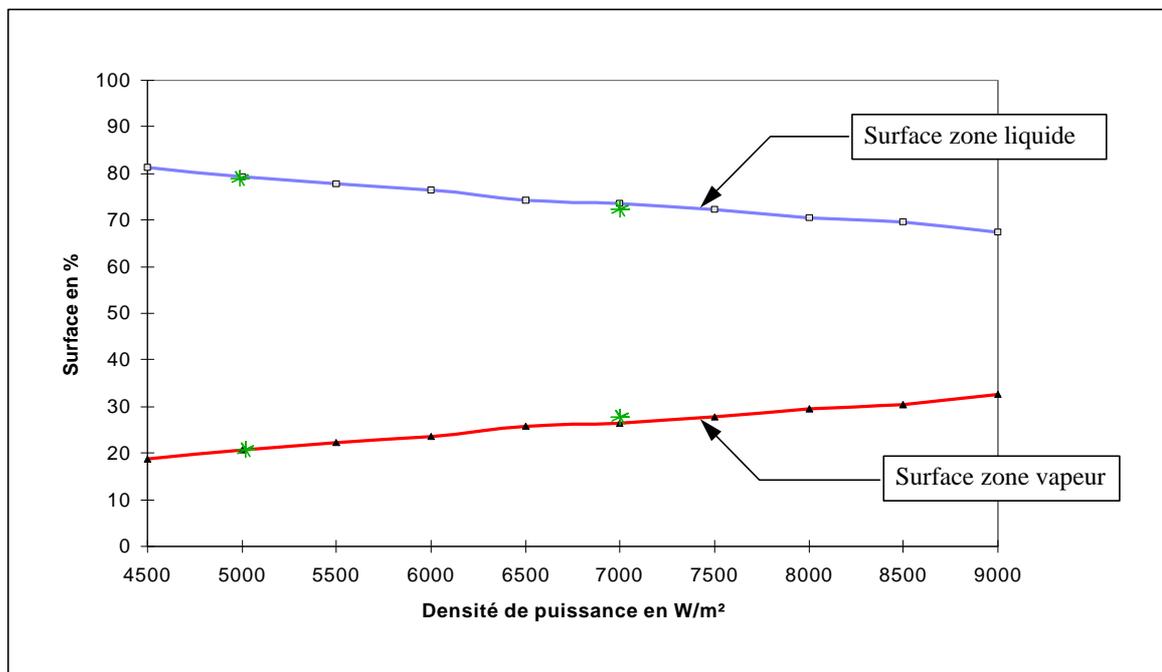


Figure V-19 Evolution des proportions de la zone de vapeur et de la zone de liquide en fonction de la densité de puissance appliquée sur l'ailette (modèle continu en traits pleins, modèle discret étoilé).

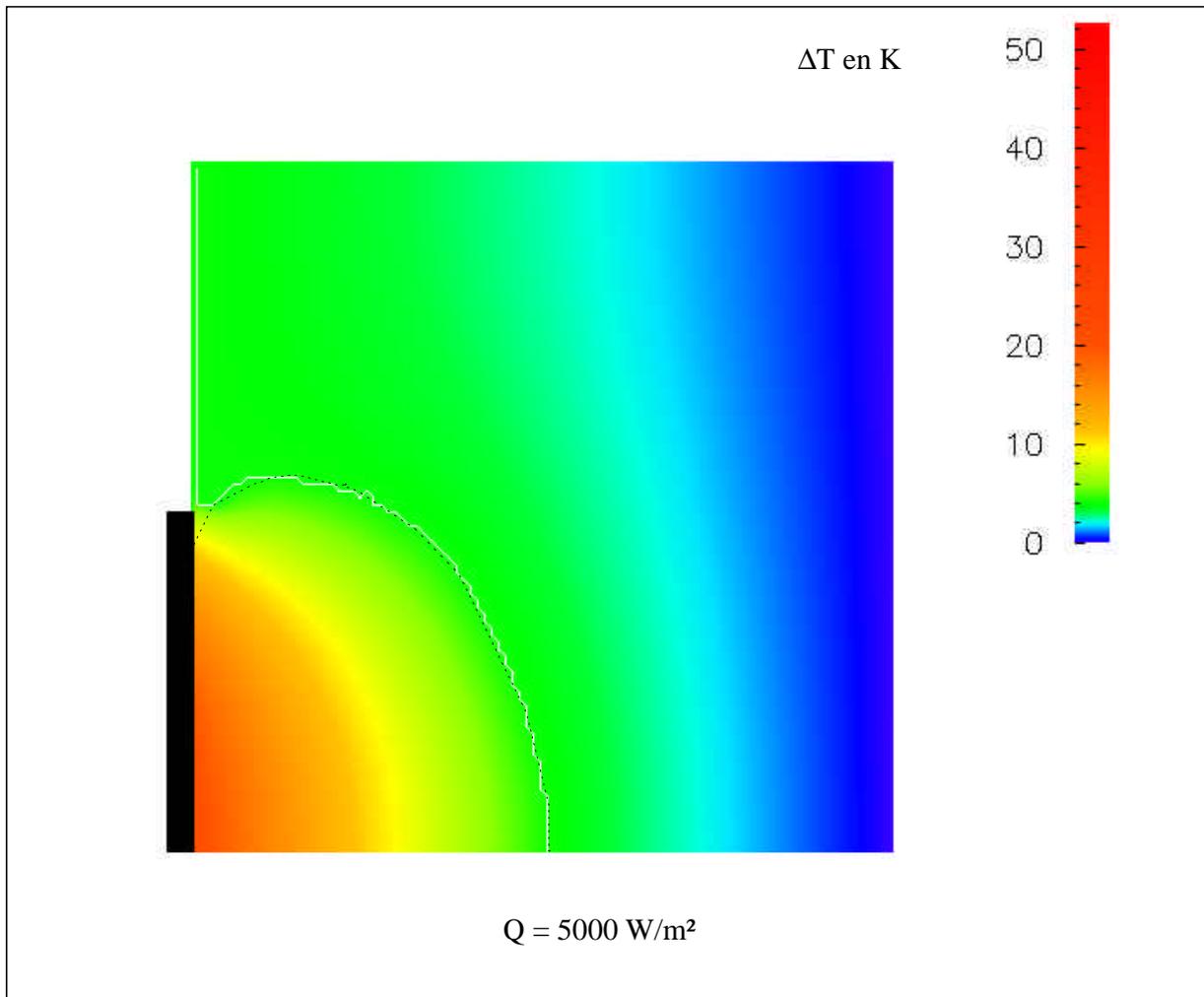


Figure V-20 Champ de température et position de l'interface (trait blanc) dans l'évaporateur, et position de l'interface du cas macroscopique (trait pointillé noir)

V.4-2 Cas d'une mèche homogène non uniforme

La description de type réseau conduisant à une solution macroscopique en bon accord avec la modélisation macroscopique directe, il a donc été convenu d'examiner l'influence de l'hétérogénéité de la microstructure sur le développement de la poche de vapeur. Cette situation (qui revient du point de vue macroscopique à considérer une mèche homogène mais non uniforme, c'est-à-dire muni d'un Volume Élémentaire Représentatif, mais présentant une certaine distribution des diamètres de pores) a été étudiée en choisissant différentes lois de distributions uniformes des largeurs des liaisons et différentes valeurs des conductivités thermiques de la mèche (tableau V-1). Pour ces distributions, qui restent centrées sur $10 \mu\text{m}$, la perméabilité intrinsèque déterminée comme dans le cas uniforme, subit évidemment un glissement vers de plus fortes valeurs compte tenu de la présence de pores de plus gros diamètres. En ce qui concerne la pression capillaire moyenne définie pour $\ell_\mu = 10 \mu\text{m}$ à partir

de la loi de Laplace, elle reste évidemment identique quelque soit le réseau considéré, à celle du milieu uniforme soit : 2800 Pa (avec $\cos\theta = 0,7$).

On désigne par Rap le rapport de la taille de la plus grande liaison par la taille de la plus petite liaison : $Rap = \frac{l_{max}}{l_{min}}$.

$l_{\mu Max}/l_{\mu Min}$	ϵ	$K \times 10^{-13}$ en m^2	λ_{solide} en $W/m/K$	Pression dans la rainure en Pa ($P_{c_{moy}}=2800$ Pa)	Densité de puissance maximale avant désamorçage en W/m^2
1	0.435	3.4	10	1000	>200 000
1.2	0.435	3.4	10	1000	>100 000
2	0.435	3.3	10	1000	190 000
5	0.434	3.2	10	1000	80 000
Mèche Macro	0.42	1	0.5	$P_{c_{moy}}-40$	>10 000

Tableau V-1 Caractéristiques des différents essais

Pour se rapprocher des conditions de fonctionnement d'une pompe thermocapillaire, les expériences numériques ont été effectuées avec un élément de mèche simulé ayant pour dimension 5 mm x 5 mm, une porosité de 0,435, une perméabilité de 3,4 10^{-13} m^2 , une conductivité thermique du solide $\lambda = 10$ $W/m/K$, ce qui correspond à une conductivité thermique effective $\lambda^* = 6$ $W/m/K$, et un étalement de la loi de distribution des liaisons égal à deux ($l_{\mu Min}=6,65$ μm , $l_{\mu Max}=13,35$ μm , $l_{\mu Moyen}=10$ μm).

V.4-2-a Description phénoménologique du processus de désamorçage

Le calcul a été réalisé avec un maillage de 99 x 99 points en pression, et 199 x 199 points en température.

Les résultats concernent le suivi de la progression de la phase vapeur au sein de la mèche pour différentes valeurs de la puissance appliquée à l'évaporateur, de 5 000 à 200 000 W/m^2 , la pression motrice dans la rainure étant de 1 000 Pa, c'est-à-dire très éloignée de la limite capillaire moyenne de 2 800 Pa.

Comme l'indiquent les figures V-21 à V-32, relatives à l'évolution des champs de température et de la distribution de pression à l'interface gaz-liquide dans la mèche, plusieurs phases peuvent être distinguées dans le fonctionnement de l'évaporateur selon les valeurs de la charge thermique.

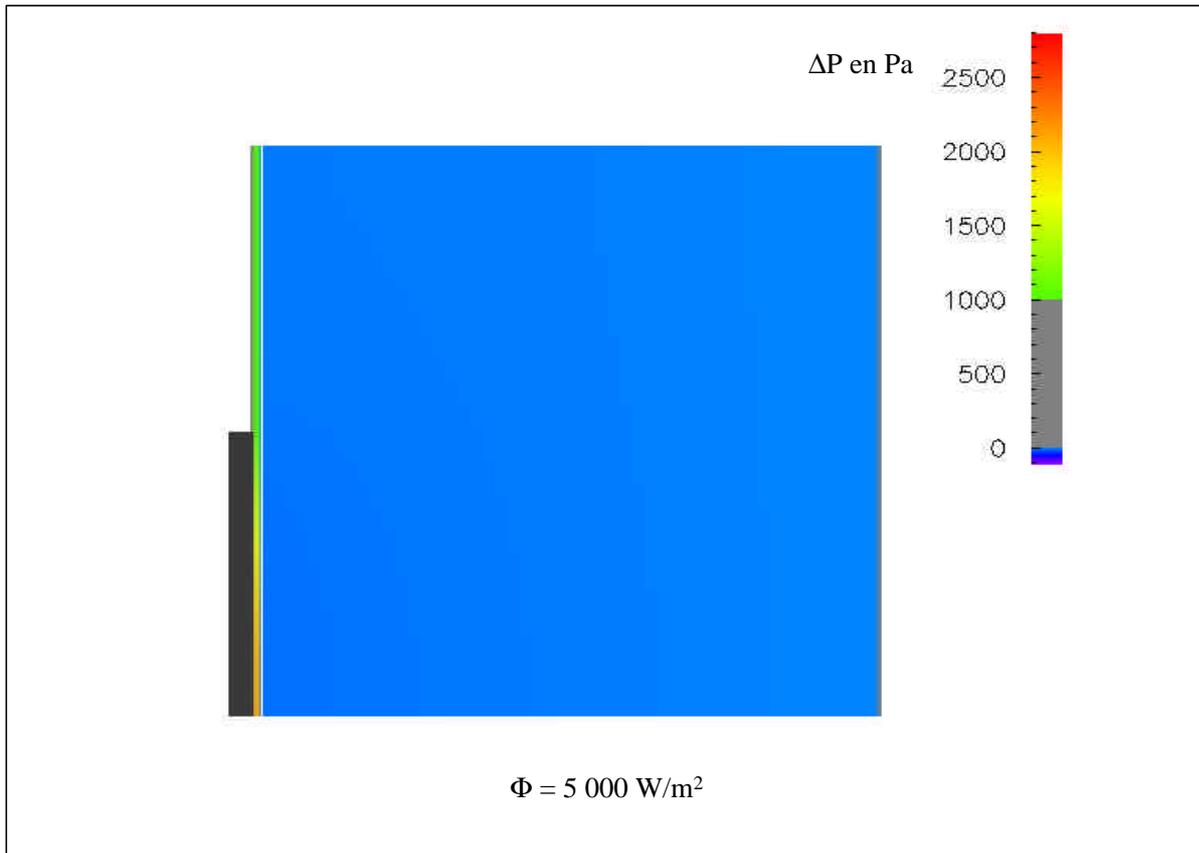


Figure V-21 Champ de pression dans la section en mode saturé (mèche conductrice, $Rap=2$)

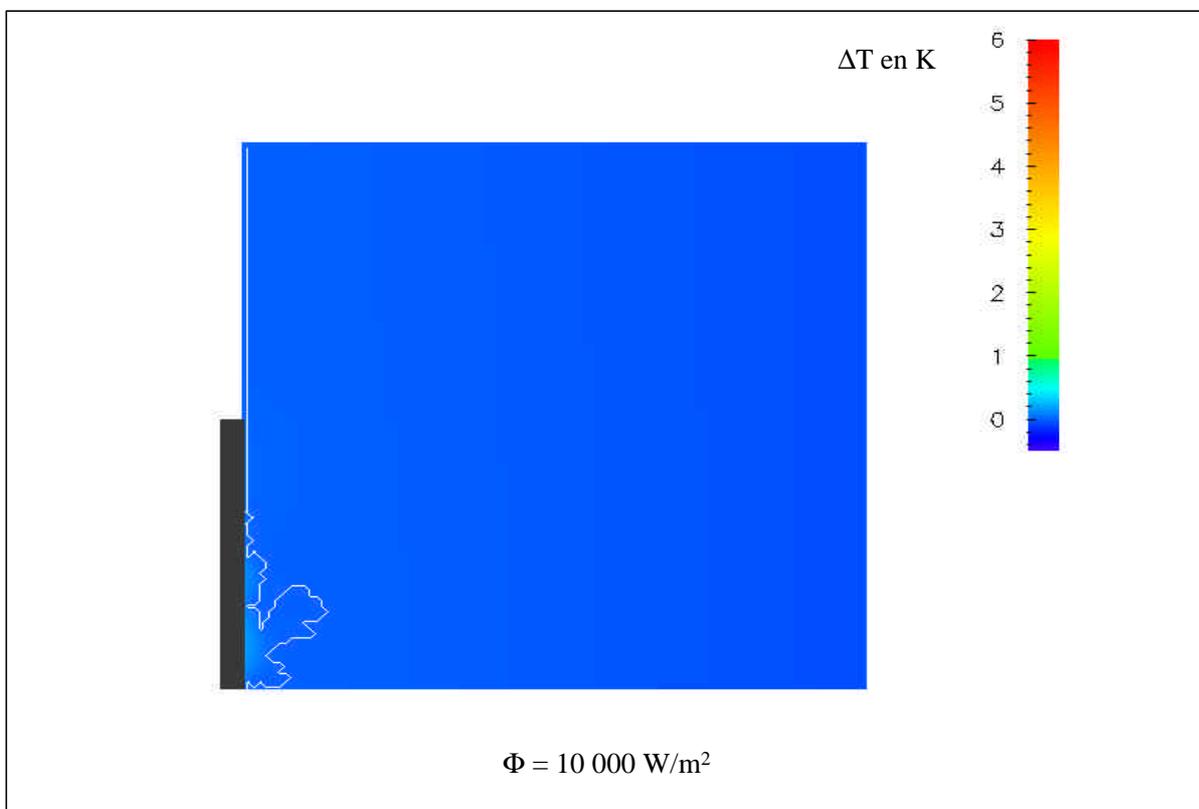


Figure V-22 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap=2$)

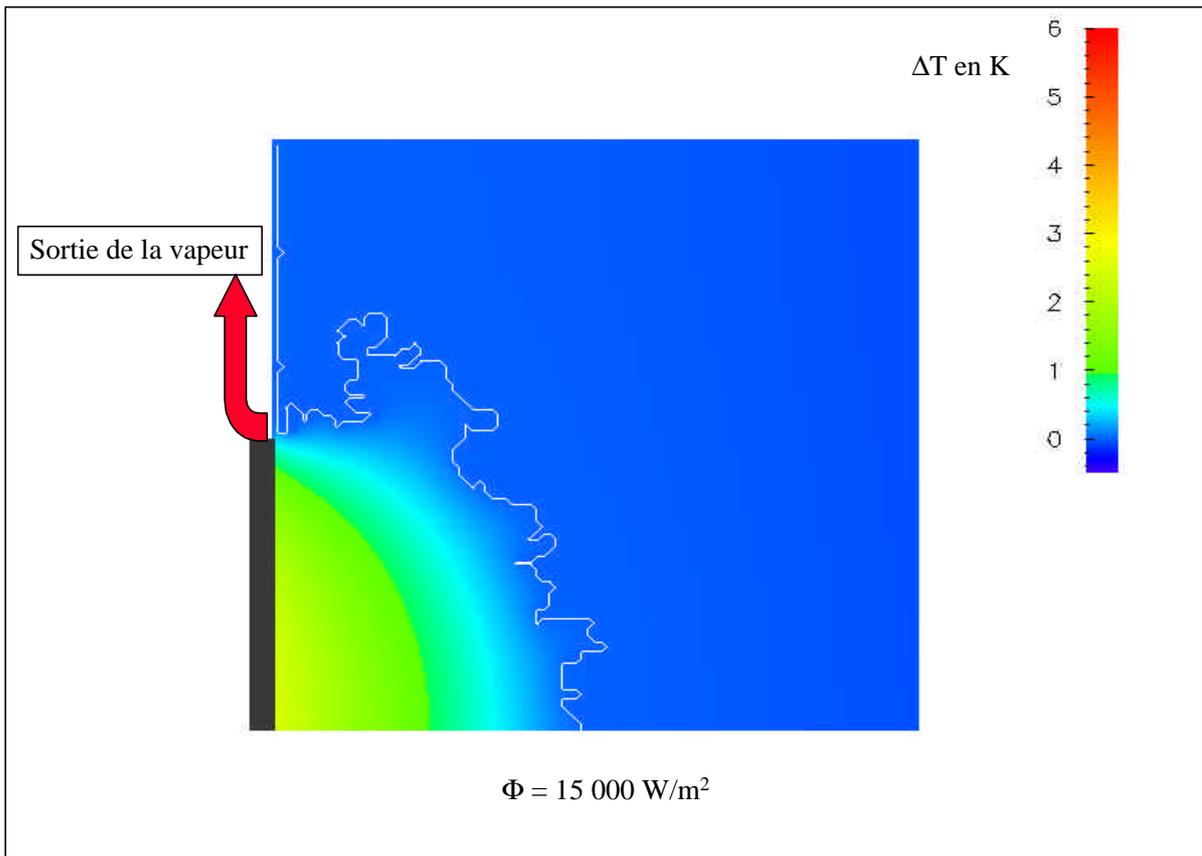


Figure IV-23 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

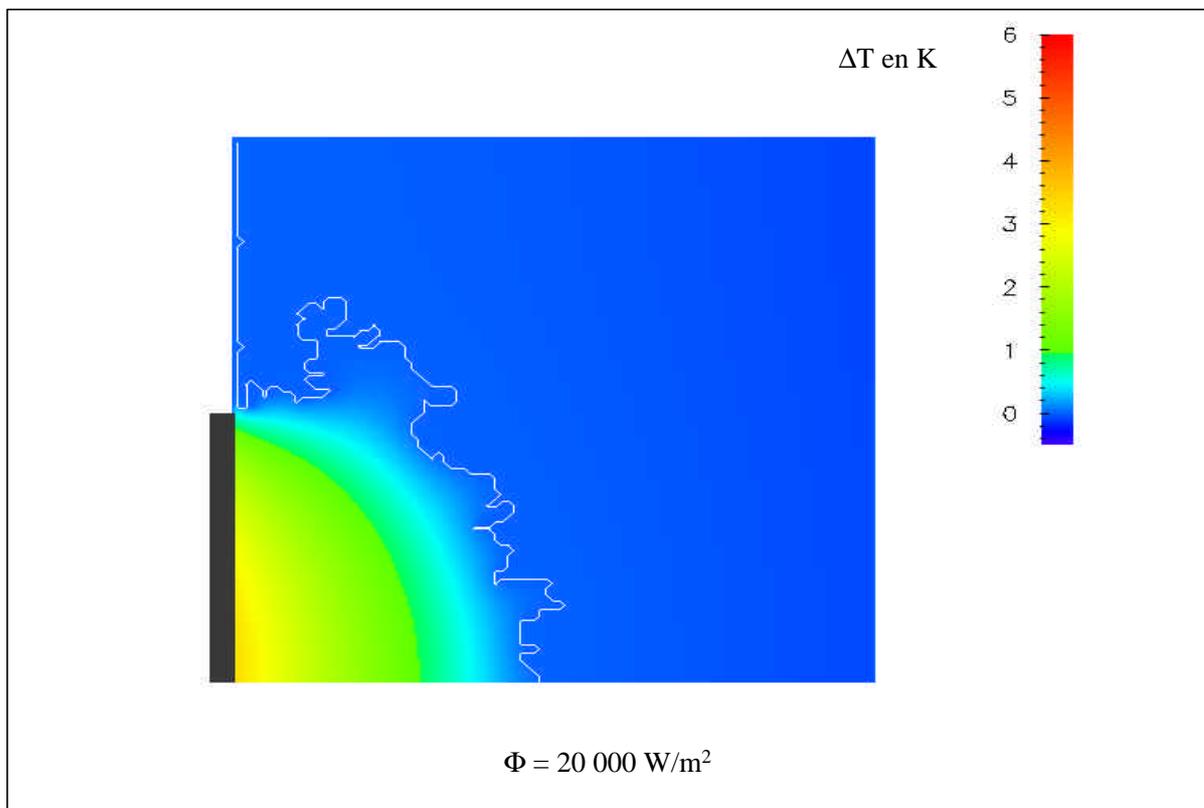


Figure IV-24 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

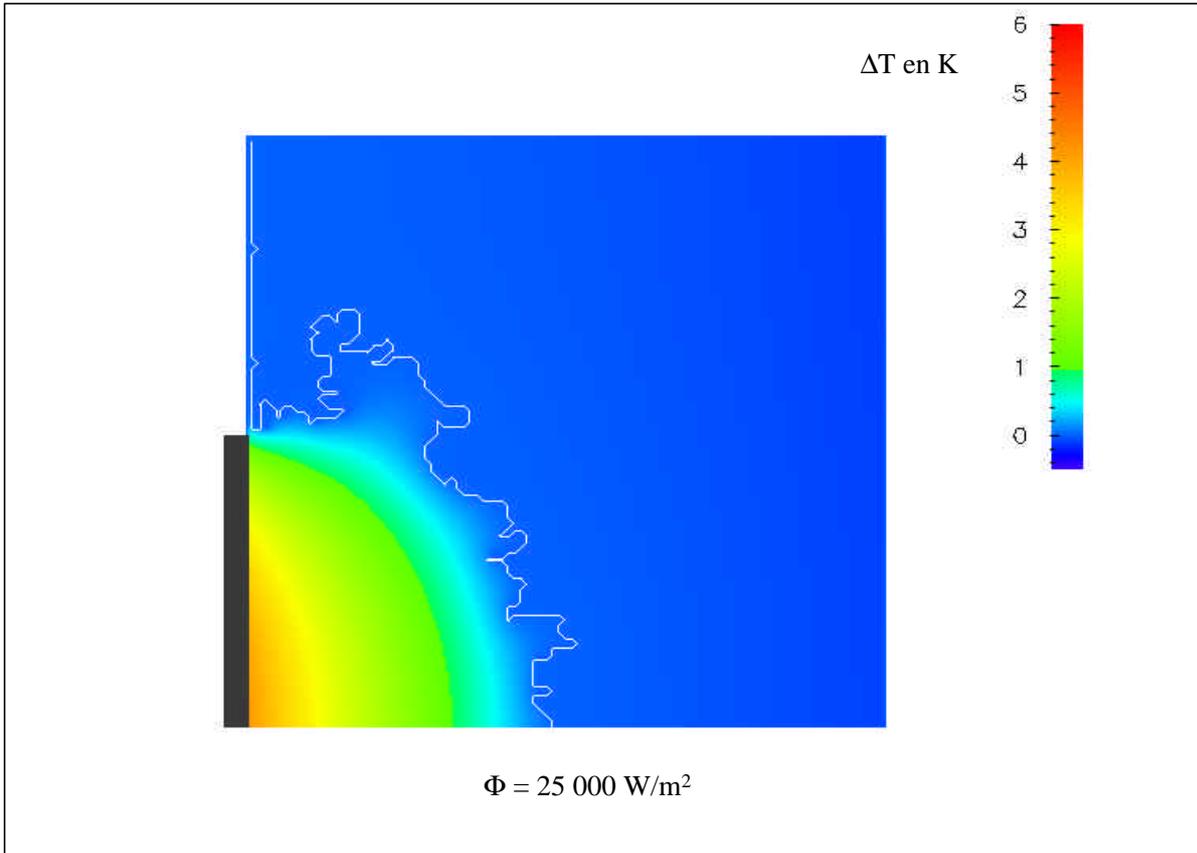


Figure IV-25 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

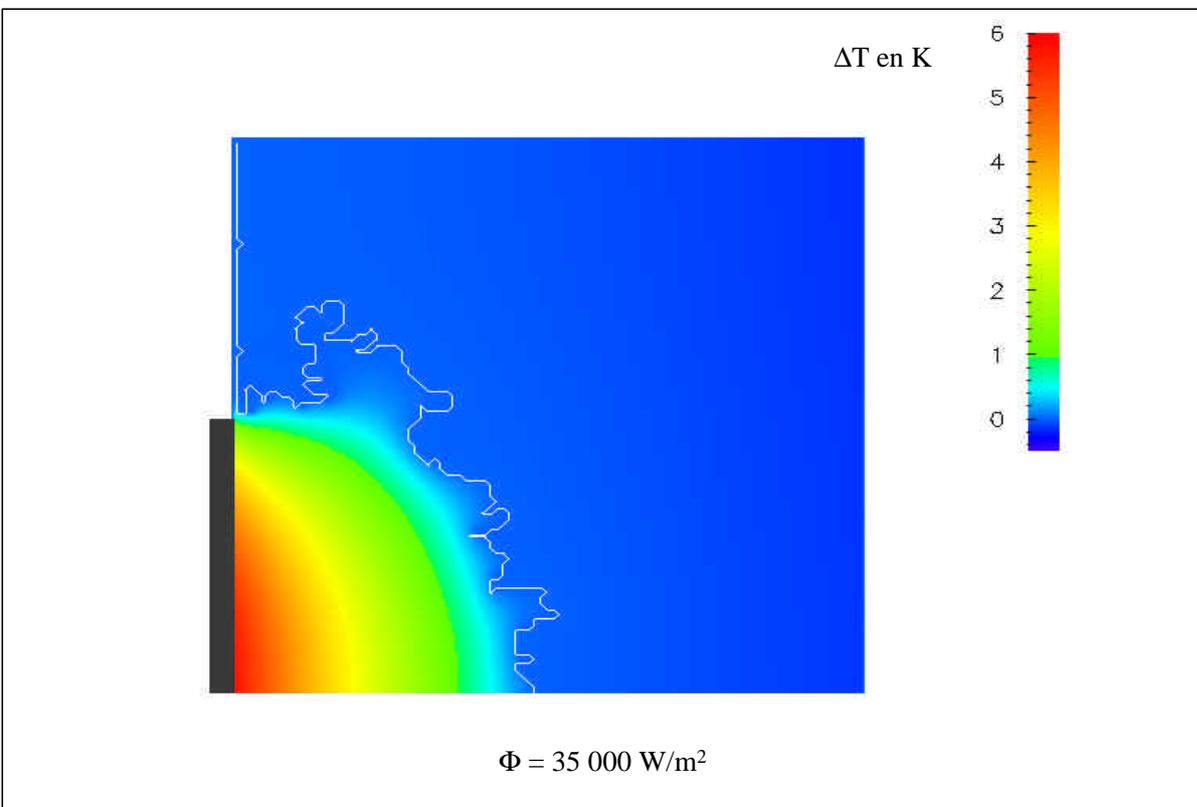


Figure IV-26 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

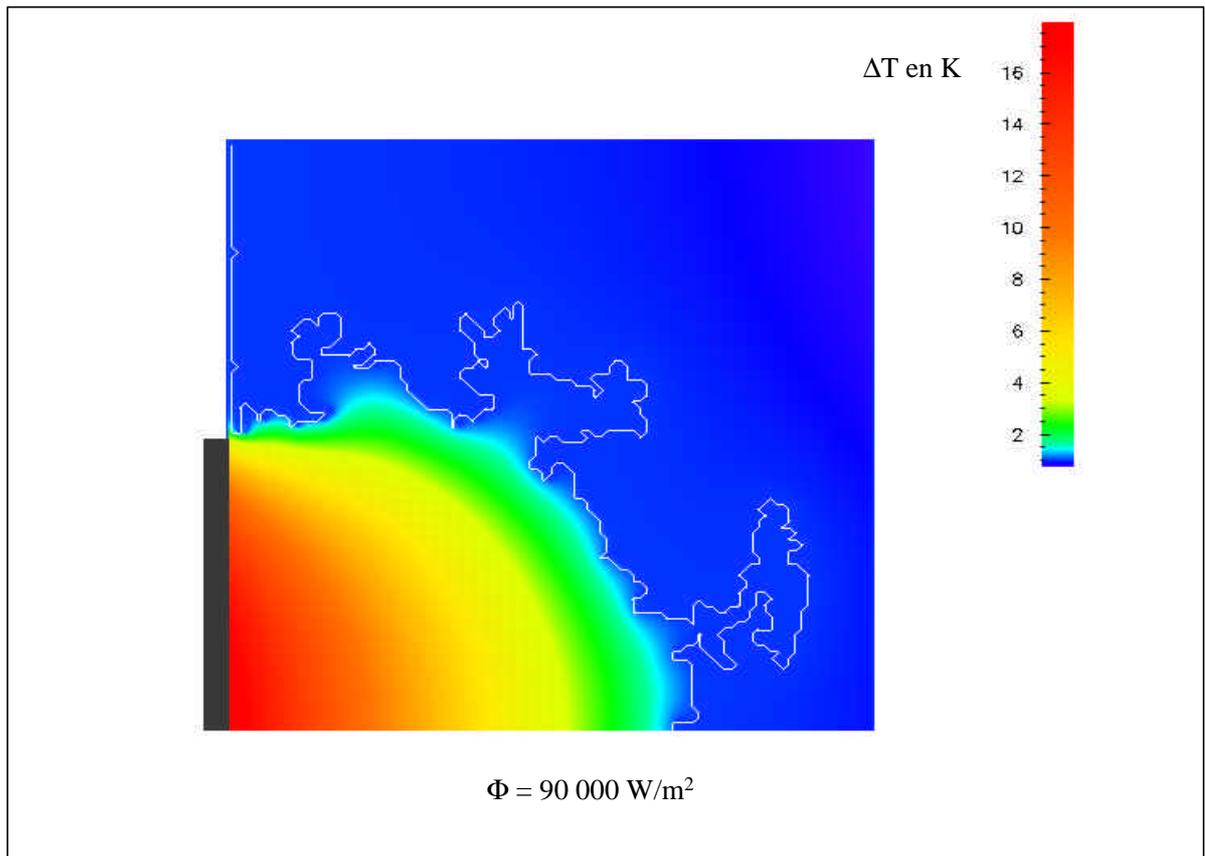


Figure IV-27 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

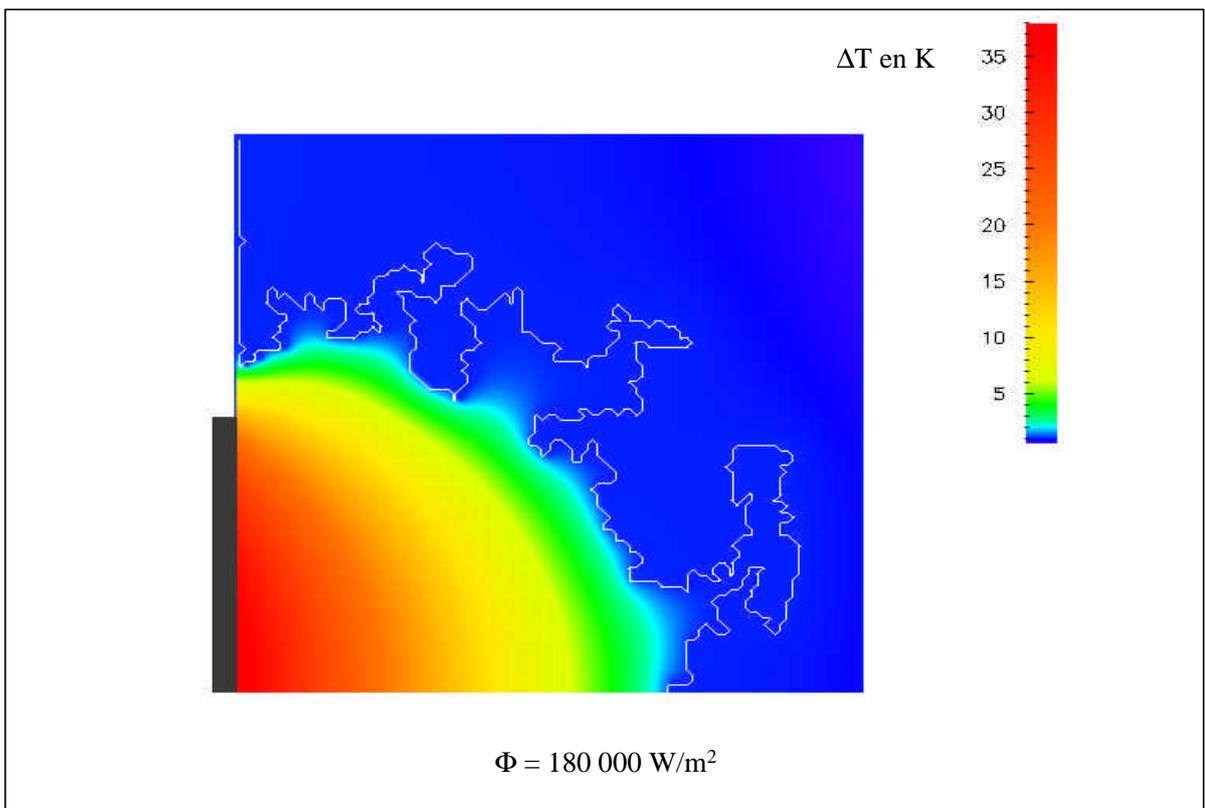


Figure V-28 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

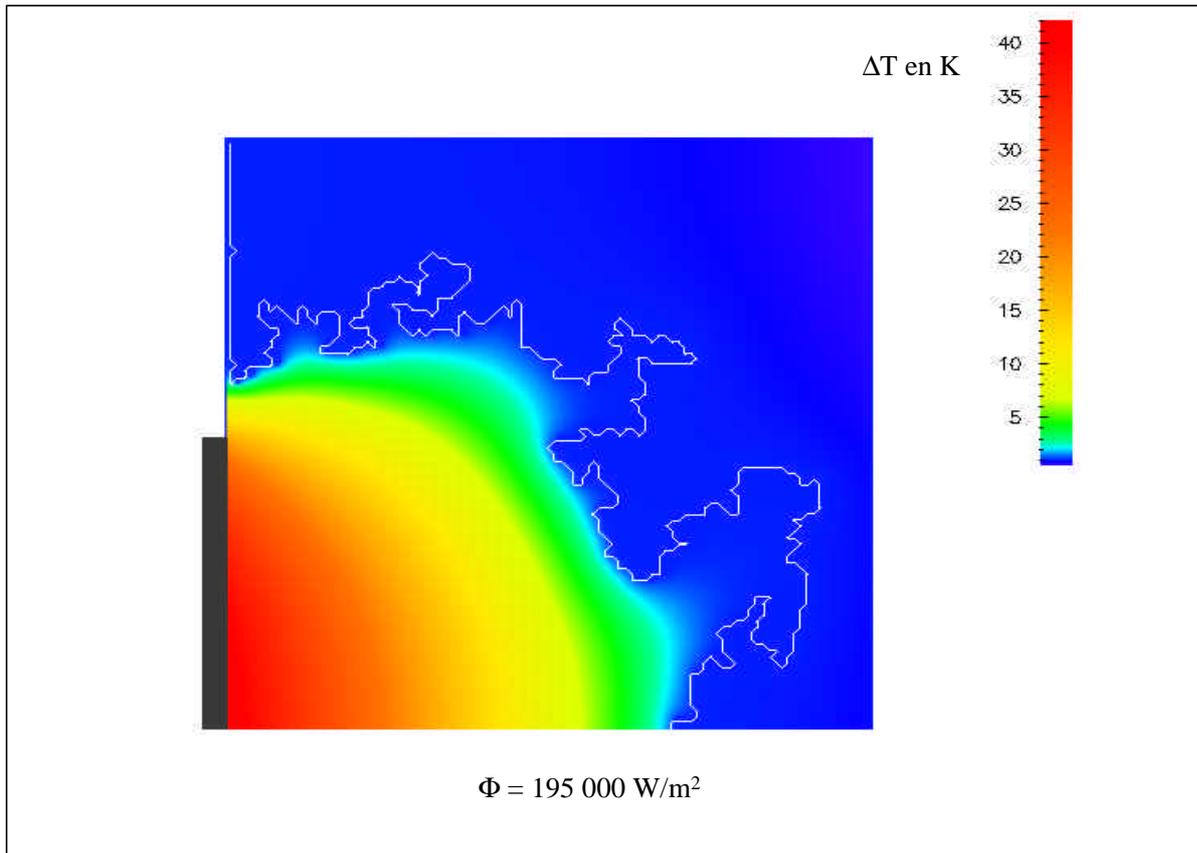


Figure IV-31 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

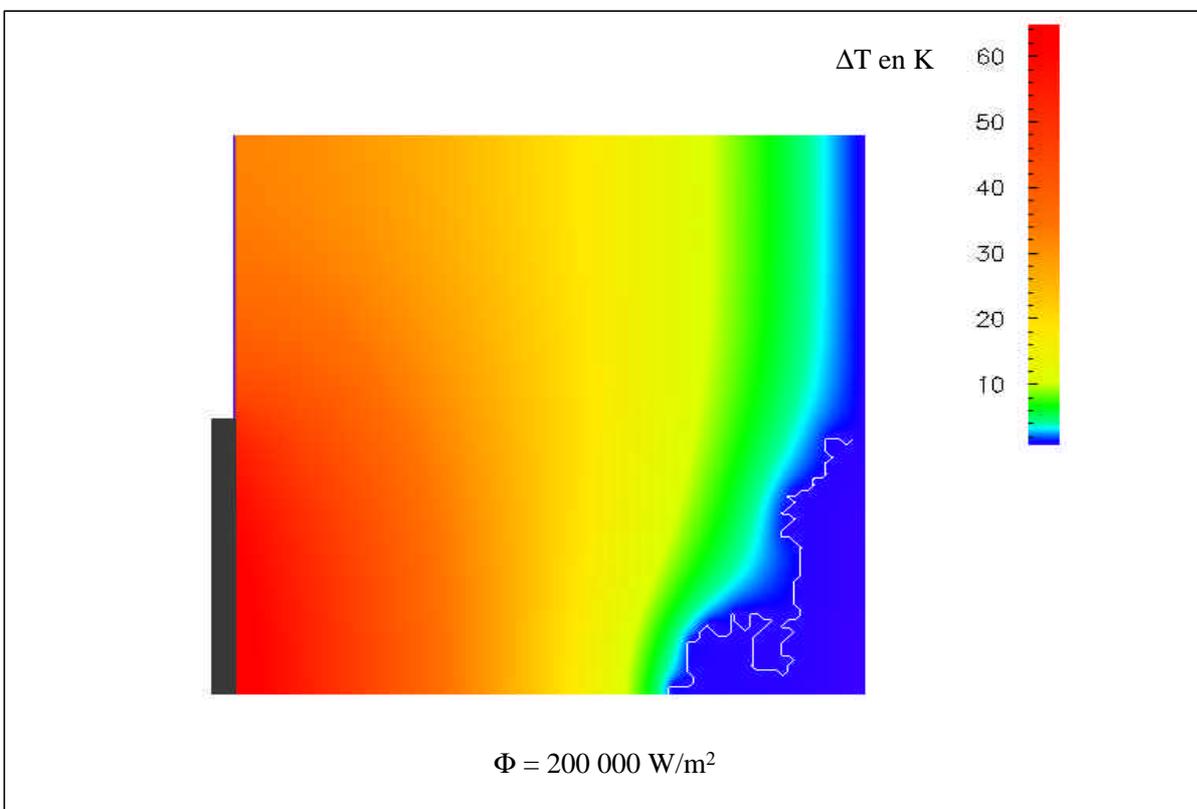


Figure IV-32 Champ de température dans la section (mèche conductrice, $Rap = 2$)

Dans un premier temps, c'est-à-dire à faible puissance, la pression capillaire des liaisons situées en limite supérieure de mèche est suffisante pour maintenir l'interface liquide-vapeur à la surface de la mèche, ***qui reste donc saturée par la phase liquide*** (figure V-21). Ce régime qui est le régime de fonctionnement normal de la pompe est obtenu dans le cas particulier examiné ici pour des gammes de densité de puissance moyennes (inférieures à 10000 W/m^2). Il correspond à ce régime un champ de pression dans la vapeur, en surface de la mèche, lorsqu'on se déplace de l'ailette vers la rainure, qui se subdivise en deux zones :

- une zone à gradient correspondant à la perte de charge résultant de la formation puis de l'écoulement de la vapeur sous l'ailette, et
- une zone à pression uniforme dans la rainure (figures V-33 et V-34).

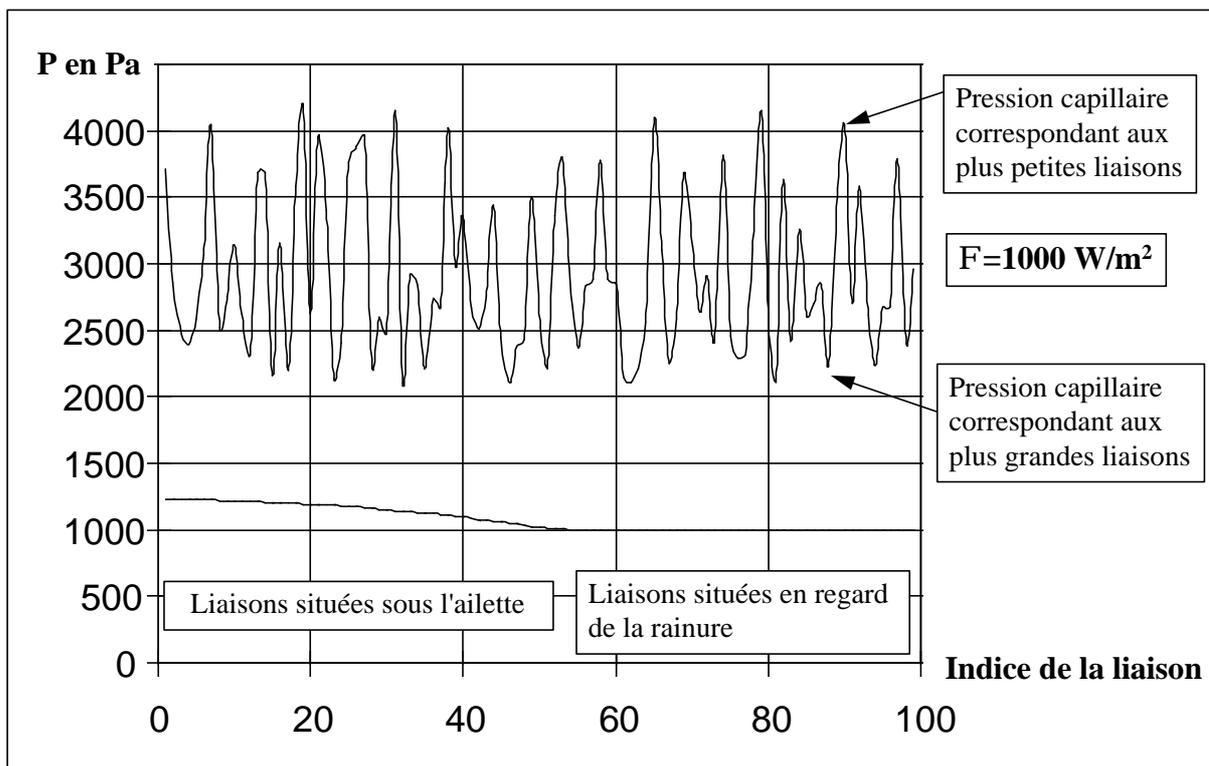


Figure V-33 Distributions de pression sur l'interface de vaporisation en mode saturé

Sur cette figure, la courbe présentant les oscillations indique les valeurs des pressions capillaires seuil des liaisons individuelles localisées sur l'interface liquide-vapeur. Comme on peut le constater dans l'exemple considéré, (figure V-33, $\Phi = 5000 \text{ W/m}^2$), la pression dans la vapeur reste inférieure au seuil de rupture capillaire des liaisons et par voie de conséquence le réseau reste saturé.

Lorsque la puissance à évacuer augmente, le débit massique, donc la perte de charge dans la vapeur, augmente, et en certains points sous l'ailette la pression de vapeur atteint le seuil de désamorçage capillaire de certaines liaisons. Dans ces conditions, l'interface vapeur-liquide pénètre à l'intérieur de la mèche.

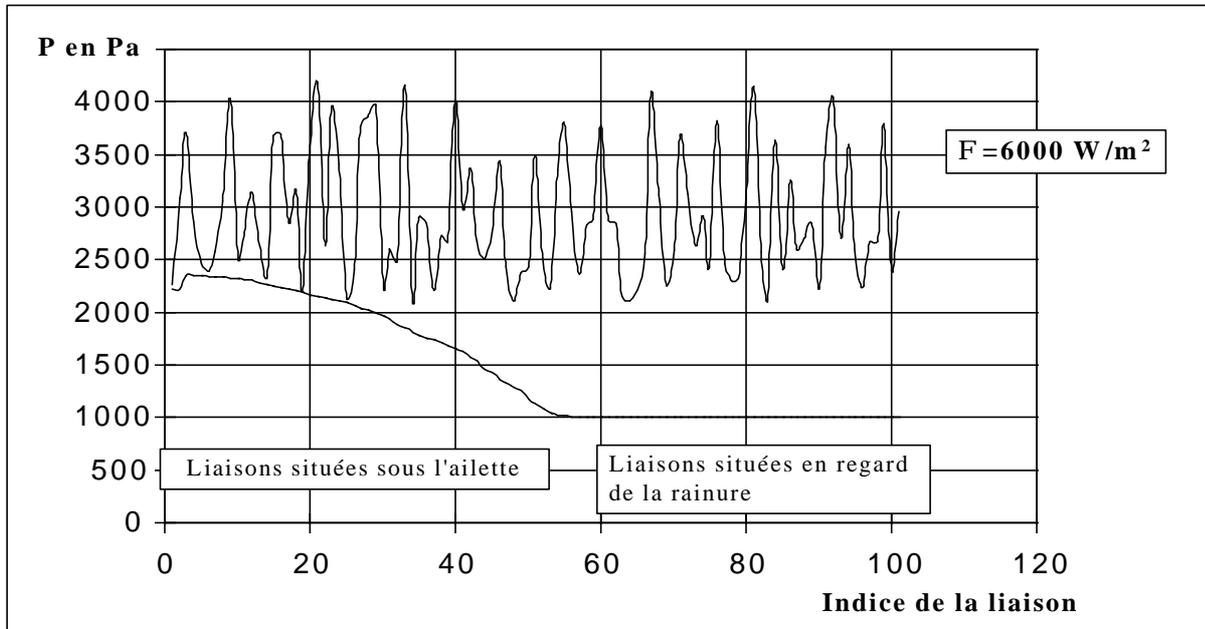


Figure V-34 Distributions de pression capillaire maximale et de pression capillaire des liaisons de l'interface en mode saturé

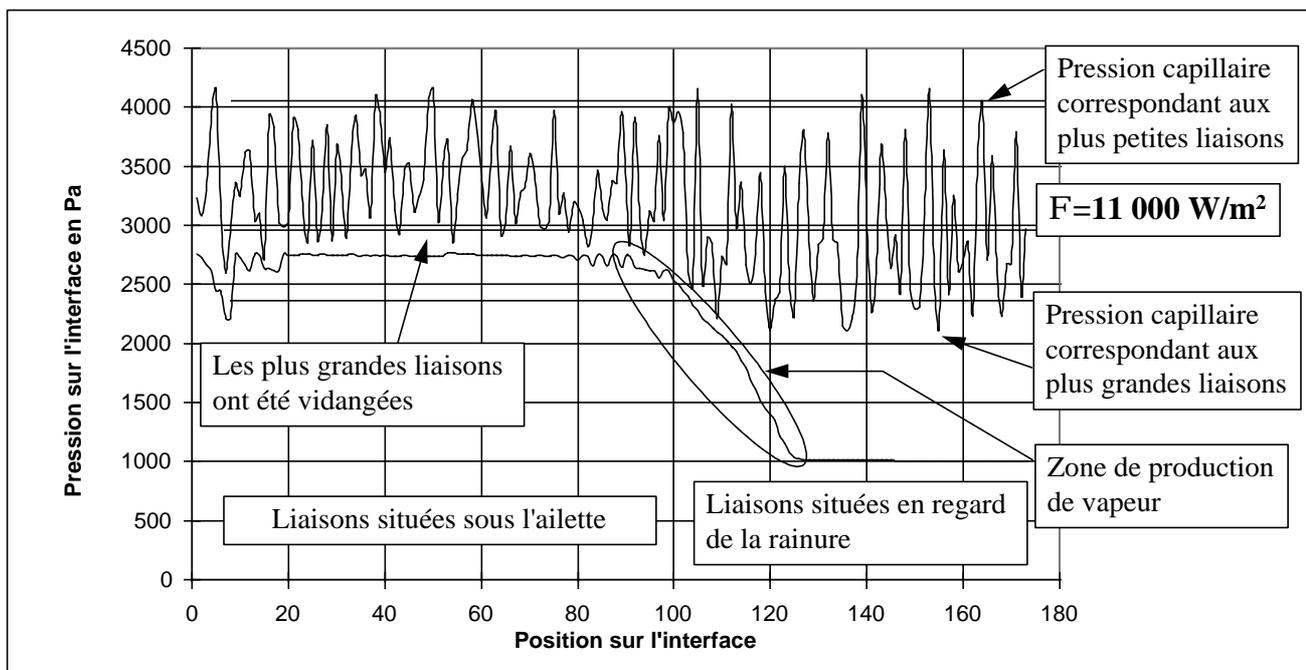


Figure V-35 Distributions de pression capillaire maximale et de pression capillaire des liaisons de l'interface

Cette situation est illustrée par les figures V-35 et V-22 montrant respectivement les champs de pression et la position de l'interface, représentée par le trait blanc, sur la figure V-22. Concernant les champs de pression, on observera que la perte de charge dans la rainure n'excède pas 1800 Pa de telle sorte que seules les liaisons dont les dimensions sont supérieures à 10 μm sont envahies. La figure V-35 illustre cette situation en montrant que la distribution de pression capillaire sur l'interface, située sous l'ailette ne concerne que les liaisons dont la pression capillaire minimale est en moyenne supérieure à 3000 Pa.

Lorsque la charge thermique continue à croître, le gradient de pression dans la vapeur augmente, un nombre de plus en plus important de liaisons est sollicité, et la zone vapeur se développe largement à l'intérieur de la mèche (figure V-23).

Contrairement au réseau uniforme, on observera néanmoins que dans ce cas l'interface présente une configuration extrêmement irrégulière, avec des protubérances qui précèdent largement le front moyen séparant la vapeur et le liquide. Ces protubérances qui se développent de façon aléatoire comme un périmètre d'amas de percolation peuvent évidemment entraîner un désamorçage prématuré.

La condition de prédictibilité de l'évolution de la zone vapeur en fonction de la puissance appliquée reste cependant complexe, puisque, dans les situations traitées, l'interface de vaporisation a pu trouver une position stable pour une gamme de densité de puissance large.

On observera en effet (figures V-23, V-24, V-25, V-26) qu'entre 15000 et 35000 W/m^2 la position de l'interface de vaporisation n'évolue pratiquement pas, cette interface étant positionnée sur des liaisons de faibles diamètres et la zone de sortie de la vapeur, comprise entre l'ailette et la zone saturée par le liquide dans la mèche (figure V-23), offrant une section assez grande pour permettre aux débits correspondants à ces puissances de s'évacuer.

Le développement de la zone de vapeur se traduit évidemment par une augmentation de la surchauffe de l'ailette, comme illustré par la figure V-36.

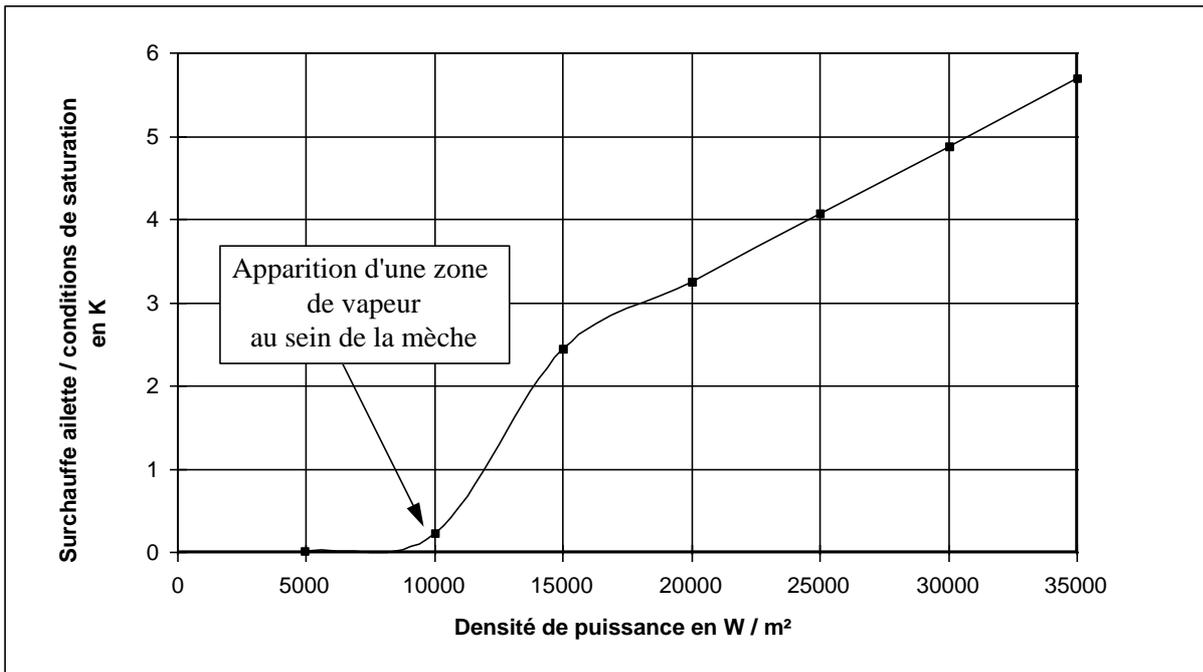


Figure V-36 Evolution de la surchauffe de l'ailette par rapport aux conditions de saturation en fonction de la densité de puissance appliquée sur l'ailette

Tant que la mèche reste saturée par la phase liquide, la vaporisation se produit entre l'ailette et la mèche, la résistance thermique est faible et il n'y a pas de surchauffe. Une fois la limite capillaire des liaisons situées en surface atteinte, la zone de vapeur se développe au sein de la mèche la résistance thermique augmente et la surchauffe apparaît. Ce régime de fonctionnement qui est contrôlé par l'existence d'une zone de vapeur au sein de la mèche et de fortes pertes de charges dans cette zone ne correspond évidemment pas au régime nominal. Dans ce cas en effet, la plus grande partie de la vapeur est fournie dans la zone située sous l'ailette favorisant ainsi la surchauffe.

La dernière phase de fonctionnement observée correspond au développement de la zone de vapeur dans la mèche jusqu'à atteindre la limite capillaire de l'évaporateur (figures V-25, V-26, V-27, V-28). Dans ce cas, il n'existe plus de liaisons suffisamment petites pour stabiliser l'interface de vaporisation compte tenu des pertes de charges dans la boucle et la poche de vapeur s'accroît. Ayant imposé un faible niveau de pression motrice dans la rainure (1000 Pa), ce désamorçage n'est évidemment obtenu que pour de fortes puissances, en l'occurrence 200 000 W/m². Lorsque, par ailleurs, on examine l'évolution de l'énergie consommée par vaporisation jusqu'au désamorçage en fonction de la puissance appliquée sur l'ailette (ces valeurs sont petites car la section que l'on étudie mesure 5 mm de large et 5 µm d'épaisseur), on observe que ce phénomène se traduit par une chute brutale de la production de vapeur et la disparition du saut de pression capillaire, figure V-37.

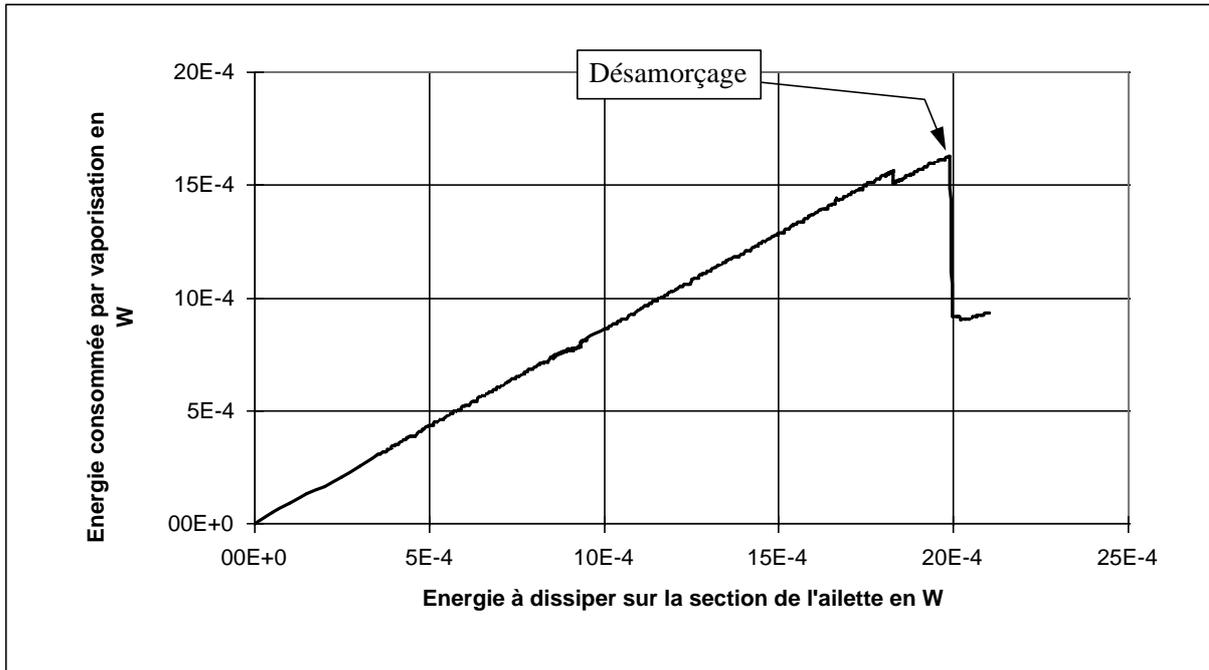


Figure V-37 Evolution de la production de vapeur en fonction de la puissance à dissiper

Cette baisse de production de vapeur s'accompagne simultanément d'une forte hausse de la surchauffe, comme l'indique la figure V-38, montrant l'évolution de la surchauffe de l'ailette dans le cas d'une mèche conductrice ($\lambda_{\text{mèche}} = 10 \text{ W/m/K}$).

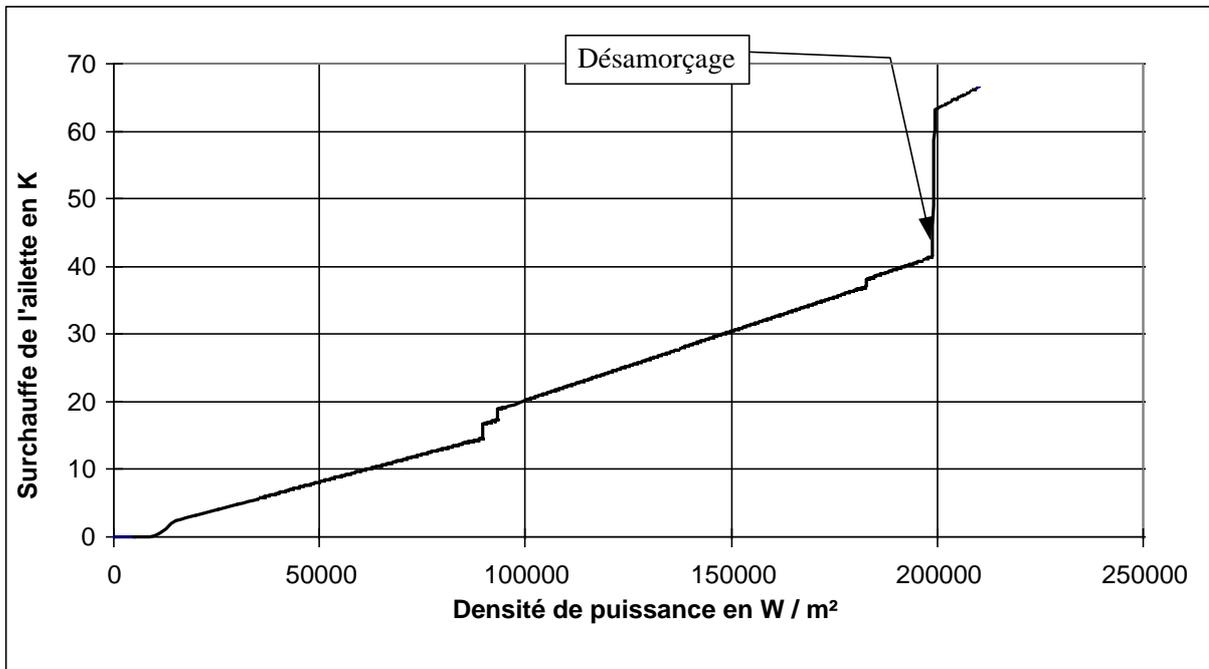


Figure V-38 Evolution de la surchauffe de l'ailette en fonction de la densité de puissance sur l'ailette

On trouvera sur les figures, V-29, V-30 et V-31 l'évolution du champ de température et de l'interface vapeur-liquide dans la section, jusqu'aux conditions de désamorçage V-32, lorsque la densité de puissance sur l'ailette varie de 90 000 W/m² à 200 000 W/m².

Dans l'exemple traité aucun accident lié aux hétérogénéités de structures n'a permis d'observer le désamorçage avant la limite capillaire moyenne de la mèche 2800 Pa.

Il nous a paru intéressant de revenir sur le fonctionnement global de l'évaporateur et d'illustrer, à l'aide du modèle, quelques aspects locaux dont les effets peuvent être importants. Il s'agit notamment d'instabilités de pression, dues à l'évolution des pertes de charge de l'écoulement de la vapeur, par des phénomènes capillaires locaux, au cours de la montée en puissance par paliers.

Pour cela, nous avons représenté sur la figure V-39 l'évolution, en régime stationnaire, des pertes de charge (entre l'axe de symétrie et le bord de l'ailette) dans la zone vapeur en fonction de la densité de puissance appliquée.

Trois remarques essentielles peuvent être faites dans l'analyse de ce résultat :

1) Pour les faibles puissances, la vaporisation et l'écoulement de la vapeur se font principalement sous l'ailette métallique. Lorsque la puissance augmente les pertes de charges dans la vapeur atteignent la limite capillaire de certaines liaisons et la vapeur commence à pénétrer dans la mèche (figure V-39-a).

2) La puissance continuant à croître, la vapeur poursuit l'envahissement de la mèche, et les pertes de charge sous l'ailette augmentent. Lorsque la pression dans la vapeur atteint la limite capillaire moyenne, point A figure V-39 (1000 Pa dans la rainure + 1800 Pa de perte de charge = 2800 Pa) la vapeur débouche dans la rainure (figure V-39-b). Au débouché, dans la rainure la pression baisse largement pour revenir dans l'axe de l'ailette à une valeur proche de 1 000 Pa (point B).

3) Le troisième commentaire a pour but d'illustrer les conséquences que peut avoir l'effet de blocage des liaisons de petites dimensions sur l'évolution de la pression de vapeur. Dans l'exemple traité en effet, les possibilités d'extension de la zone d'accessibilité de la vapeur dans la rainure sont contrôlées par des liaisons de petites dimensions. Lorsque la puissance à évacuer, c'est-à-dire le flux massique de vapeur à évacuer croît par paliers successifs, on observe donc tout d'abord que la pression de vapeur augmente (portion de la courbe BC). Cette situation persiste jusqu'à ce que la limite capillaire des petites liaisons soit

atteinte (point C), après quoi, celles-ci étant évacuées, l'ouverture augmente et de ce fait la pression de vapeur diminue à nouveau. Ainsi, la corrélation puissance pression de vapeur sous l'ailette (et non dans la rainure, celle-ci étant supposée maintenue constante dans notre analyse) ne serait pas biunivoque, à perte de charge constante la puissance thermique évacuée pouvant très fortement varier.

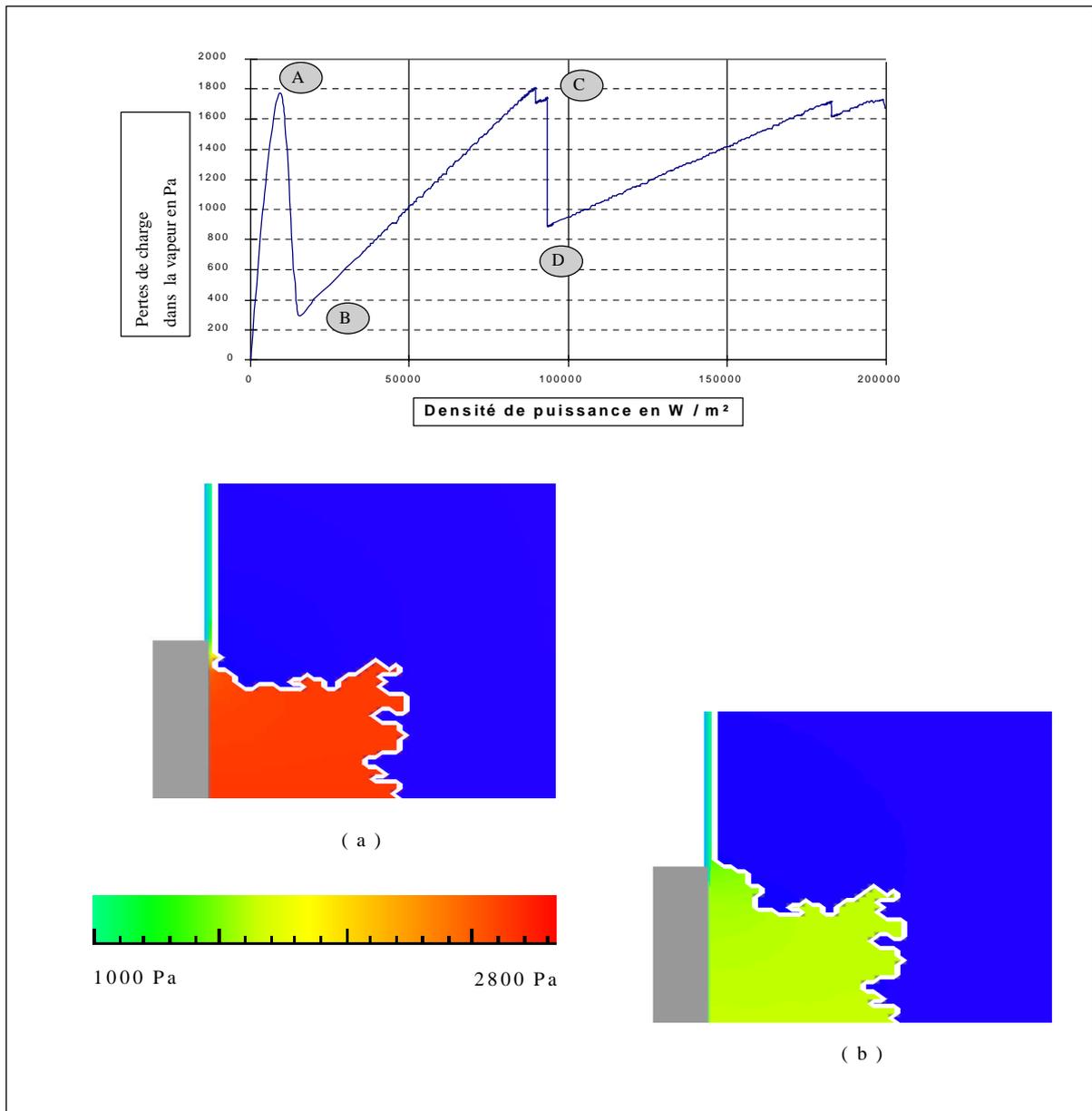


Figure V-39 Mise en évidence des différentes phases de fonctionnement de l'évaporateur. Les graphiques (a) et (b) sont des gros plans de la représentation du champ de pression et de la position de l'interface dans la mèche.

Etant donné que le modèle réseau utilisé ne prévoit pas le réenvahissement des liaisons par le liquide, lorsque la pression dans la vapeur baisse, on peut cependant s'interroger sur la validité des solutions stationnaires situées après le point A sur la figure V-39.

Le problème d'unicité de ces solutions, selon que les états correspondants sont obtenus par états stationnaires successifs à puissance croissante, ou bien en imposant directement comme condition aux limites la puissance de l'état stationnaire considéré, est en effet posé. En d'autres termes, et à titre d'exemple, la question est en effet de savoir si la solution relative à la densité de puissance $20\,000\text{ W/m}^2$ (figure V-24), aussi bien en termes de pertes de charge que de configuration de l'interface liquide-vapeur, est la même selon les deux procédures retenues à savoir :

- en faisant croître la puissance de 0 à $20\,000\text{ W/m}^2$ par états stationnaires successifs conduisant à décrire la portion de courbe ABC de la figure V-39, et
- en imposant directement $20\,000\text{ W/m}^2$ à la surface de l'ailette.

Les résultats de cette analyse sont portés sur la figure V-40 pour ce qui concerne la configuration géométrique de l'interface, sur la figure V-41 (point rouge) pour ce qui concerne la valeur de la perte de charge entre l'axe de l'ailette et la rainure, et sur la figure V-43 pour ce qui concerne le nombre de liaisons vidangées c'est à dire initialement occupées par le liquide et finalement occupées par la vapeur.

Comme on peut le constater, pour un réseau donné, les deux solutions sont quasiment confondues l'écart sur le nombre de liaisons envahies par la vapeur à l'état stationnaire étant de 4 sur un total de 1242 dans les deux approches.

Malgré une portée limitée, cette étude nous paraît donc de nature à conforter les observations effectuées concernant le caractère non univoque de la relation perte de charge - puissance évacuée.

Ce résultat, bien que partiel et à appréhender d'un point de vue statistique, nous paraît illustrer de façon spectaculaire l'importance que peuvent avoir les phénomènes microscopiques sur les évolutions de pression de la vapeur dans le contexte particulier de ce type d'évaporateur.

Bien sûr, cette approche bidimensionnelle ne saurait être considérée comme rigoureusement représentative des phénomènes, puisqu'en effet la troisième dimension, en offrant un degré de liberté supplémentaire à l'écoulement réel, peut modifier sensiblement aussi bien les aspects qualitatifs que quantitatifs des phénomènes décrits.

Evaporateur capillaire

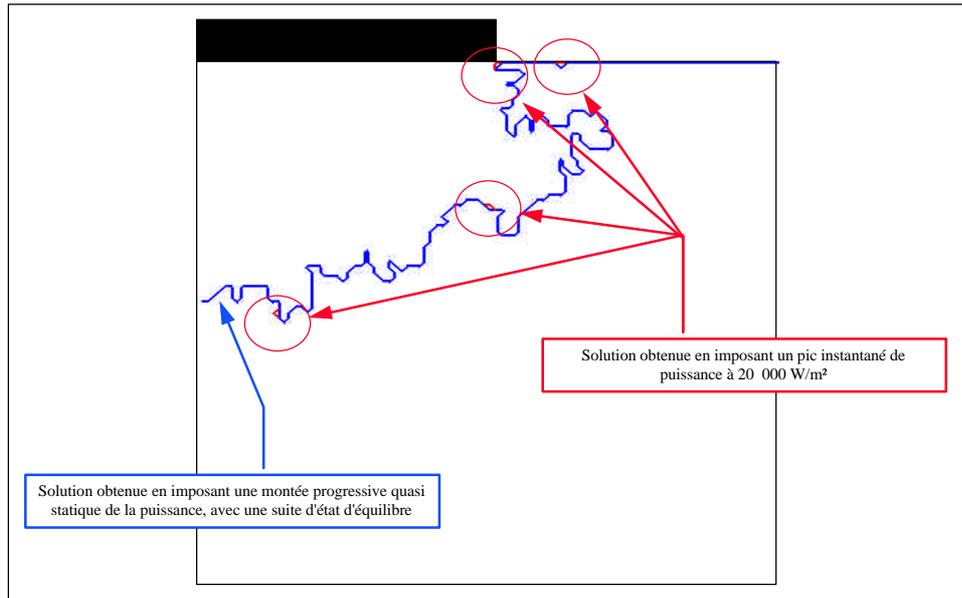


Figure V-40 Position d'équilibre à $f = 20\ 000\ \text{W/m}^2$ selon une montée lente ou rapide de la densité de puissance sur l'ailette

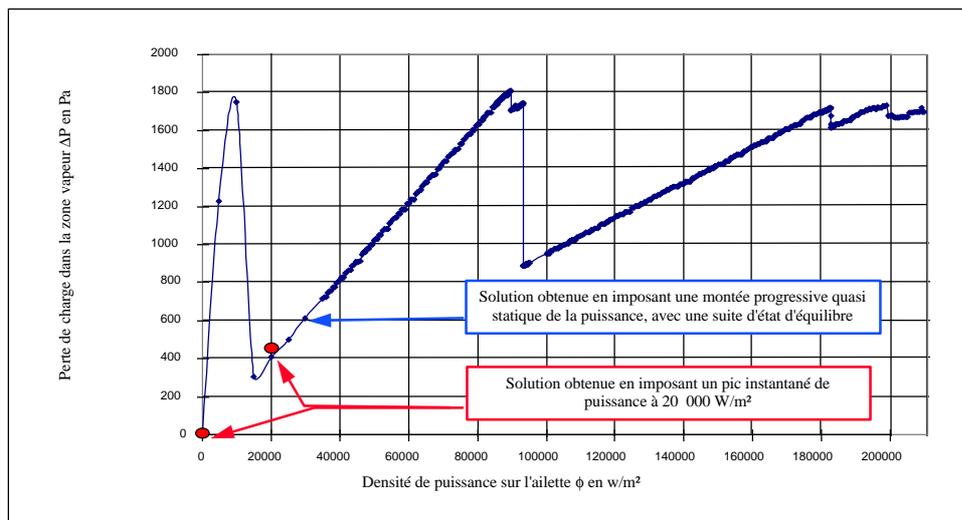


Figure V-41 Evolution de la perte de charge dans la zone vapeur

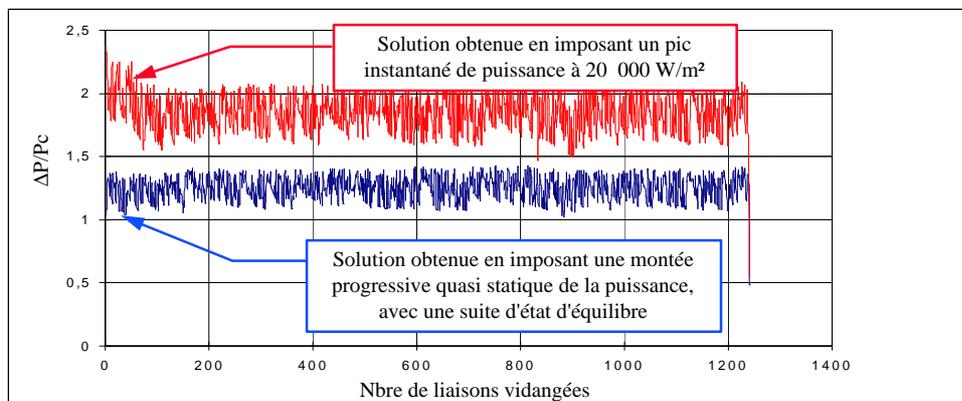


Figure V-42 Evolution du critère de vidange $\max((P_v - P_l)/P_{cap})$ au cours du processus de convergence

Dans la perspective de compréhension des phénomènes à l'échelle du pore, où nous nous sommes placés ici, nous pensons néanmoins que ces résultats éclairent un peu les conséquences que peut avoir la microstructure sur les phénomènes de désamorçage.

Du point de vue expérimental, de nombreuses instabilités de pression ont pu être observées sur les boucles capillaires. Quel peut être le rôle spécifique de l'évaporateur sur ces instabilités ? Un des éléments d'explication est peut être dans les résultats que nous venons de présenter.

V.4-2-b Influence de l'hétérogénéité microscopique sur le processus de désamorçage

Les expériences numériques précédentes nous ayant permis de mettre en évidence le rôle particulier que joue l'hétérogénéité de la microstructure dans l'envahissement de la mèche par la vapeur, une étude s'imposait afin de mieux cerner la sensibilité de ce phénomène à ce paramètre.

Dans ce but, une série d'expériences numériques a été menée pour une pression dans la rainure égale à 1000 Pa, une pression capillaire maximale moyenne égale à 2800 Pa, soit un diamètre moyen des liaisons égal dans chaque expérience, mais avec un rapport du diamètre maximal par le diamètre minimal ($Rap = l_{Max} / l_{Min}$) variant de 1 à 5. Les résultats ont été reportés sur la figure V-43. On notera que l'influence des hétérogénéités microscopiques est capital, puisque leur présence provoque des intrusions de vapeur dans la zone saturée en liquide, c'est à dire d'éléments précurseurs du désamorçage, d'autant plus importantes que l'étalement de la distribution de tailles de liaisons est lui-même important.

V.4-2-c Influence de la conductivité thermique effective sur le processus de désamorçage

Nous avons également voulu appréhender la sensibilité du modèle à la conductivité thermique effective de la mèche. Pour cela, nous avons réalisé des simulations numériques pour des réseaux en tout point identiques, sauf pour la conductivité thermique équivalente, et soumis aux mêmes conditions. Les résultats sont portés sur les figures IV-44 et IV-45.

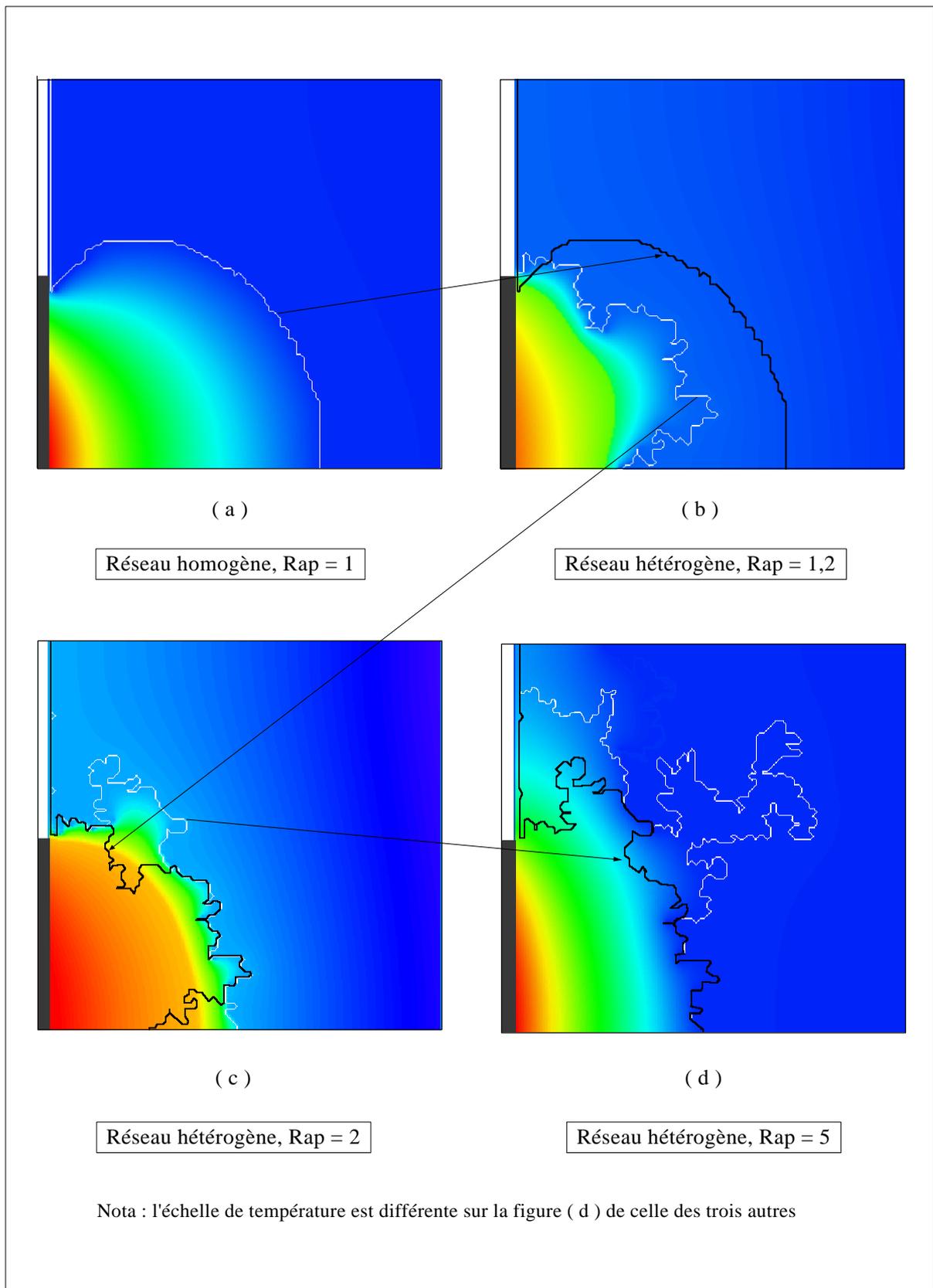


Figure IV-44 Position du front (et champ de température) pour différents rapports entre les tailles des liaisons les plus grandes et les plus petites, avec une même taille moyenne, et pour une pression dans la rainure égale à 1000 Pa, et un flux thermique à dissiper égal à 35000 W/m².

La figure V-45 montre que la position d'équilibre de l'interface liquide-vapeur n'est que très peu dépendante de la conductivité thermique de la mèche pour les conditions que nous avons utilisées (loin de l'invasion de la mèche par la phase gazeuse), à savoir une pression dans la rainure égale à 1000 Pa, une puissance à dissiper de 35 000 W/m², et une distribution de taille de liaison uniforme dont le rapport de la plus grosse taille sur la plus petite est égale à 2, et telle que la taille moyenne corresponde à une pression capillaire de 2800 Pa.

Par contre, cette figure et la figure V-44 montrent que la surchauffe de l'ailette est beaucoup plus importante lorsque la mèche est peu conductrice. En outre, la mèche peu conductrice se désamorce pour des puissances plus faibles que la mèche conductrice.

Ceci pourrait nous faire conclure qu'une mèche conductrice est mieux adaptée qu'une mèche peu conductrice, tant du point de vue de la limite de désamorçage capillaire que du point de vue de la température de l'ailette. Ceci est vrai lorsque les puissances à dissiper sont fortes, mais aux faibles puissances, la mèche conductrice provoque l'ébullition du fluide caloporteur avant l'entrée de la mèche.

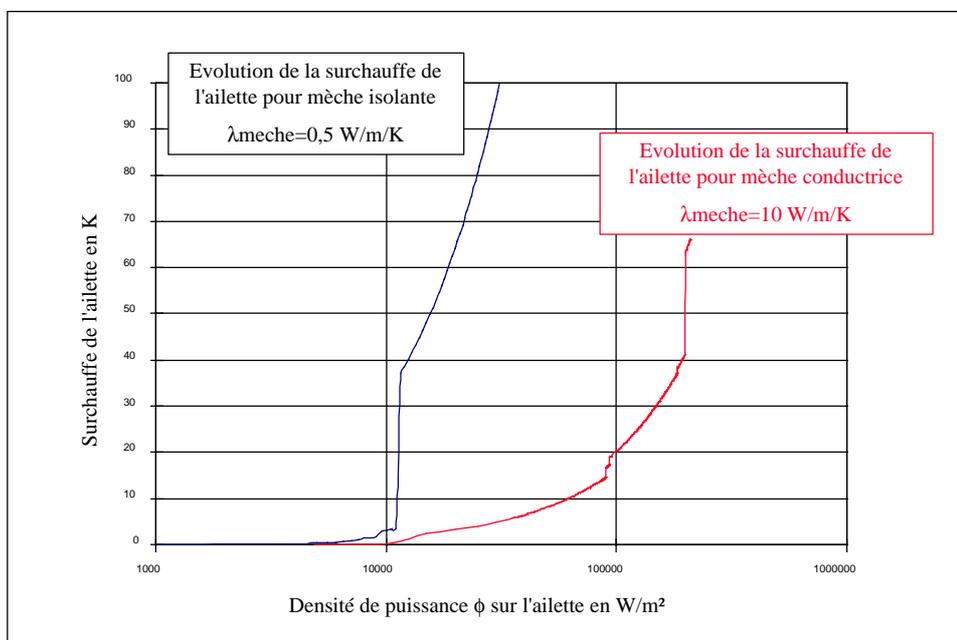


Figure V-44 Evolution de la surchauffe de l'ailette pour une mèche conductrice et une mèche isolante

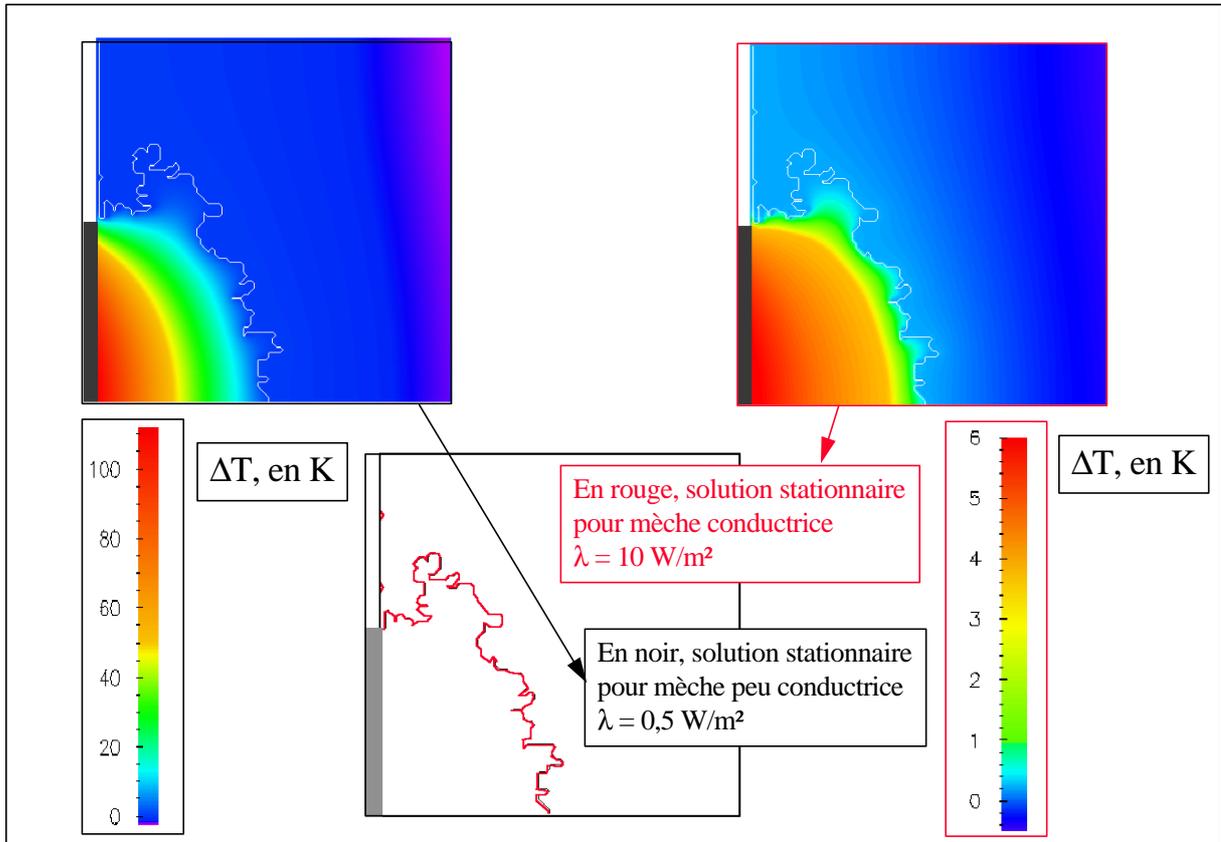


Figure V-45 Comparaison de la position de l'interface et du champ de température pour une mèche conductrice et une mèche isolante, $F = 35\,000\text{ W/m}^2$, $Rap = 2$.

V.4-2-d Instabilité de l'interface gaz-liquide dans un état proche du désamorçage de la mèche par invasion par la phase gazeuse

Lorsque la puissance à dissiper est suffisamment importante pour qu'existe une zone gazeuse sous l'ailette, la quasi-totalité du flux d'évaporation est prélevé sur les liaisons interfaciales les plus proches de l'ailette. Les flux massiques sont très importants dans cette zone, et il en résulte une perte de charge conséquente en phase gazeuse.

Par contre, les liaisons interfaciales situées au sein de la zone gazeuse sous l'ailette ne contribuent pratiquement pas au flux d'évaporation. Il en résulte que la pression dans cette zone de vapeur est quasiment uniforme, en comparaison avec la perte de charge existant sous le bord de fuite de l'ailette.

Lorsque la puissance augmente, la valeur de cette pression "quasi-uniforme" augmente et peut atteindre des niveaux assez élevés. La taille de l'ensemble des liaisons interfaciales leur

permet de fournir la pression capillaire qui leur permet de ne pas être envahies par la phase gazeuse (figure V-47).

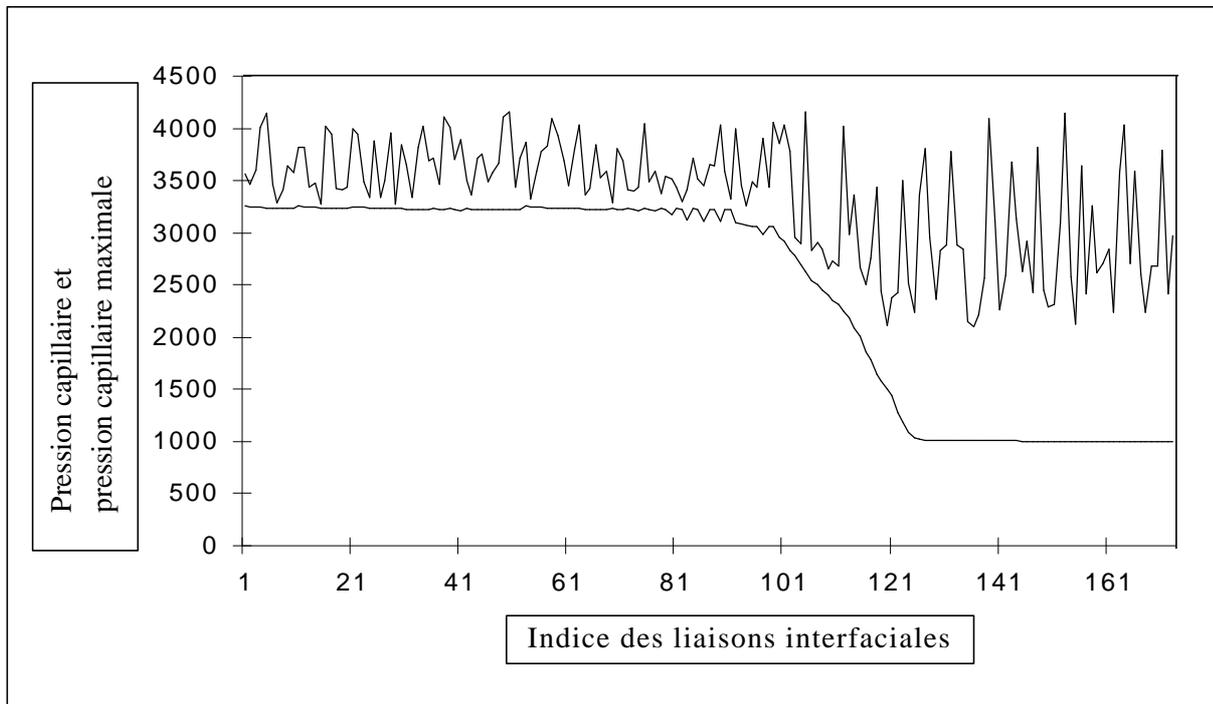


Figure V-46 Distributions de pression capillaire et de pression capillaire maximale sur l'interface gaz-liquide dans une situation proche des limites capillaires de la mèche

Si dans cette situation, on applique une petite perturbation quelconque au système (vidange d'une liaison supplémentaire, augmentation légère de la puissance à évacuer ou de la pression dans la rainure), telle qu'une liaison interfaciale de la poche de vapeur soit vidangée, la vapeur débouche sur un pore en regard de liaisons qui constituent la nouvelle interface. La taille de ces liaisons a de fortes chances de n'être pas suffisamment petite pour qu'elles puissent résister à l'invasion de la phase gazeuse, la pression "quasi-uniforme" de la zone gazeuse n'ayant par ailleurs pas, ou presque pas, été modifiée. Une ou plusieurs de ces liaisons vont être envahies, faisant déboucher la phase gazeuse sur des pores en regard de liaisons ayant les mêmes chances de n'être pas non plus suffisamment petites. On peut ainsi de proche en proche vidanger une grande région, jusqu'à ce que soit rencontré un chemin de liaisons plus proches voisines toutes suffisamment petites pour résister à l'invasion par la phase gazeuse, ou bien jusqu'à déboucher sur la face d'alimentation de la mèche.

Les figures V-47 a et b illustrent ce phénomène. Sur la figure (a), la densité de puissance appliquée à l'ailette est égale à 19840 W/m^2 , la pression dans la rainure est de 1000 Pa , la pression capillaire maximale moyenne est de 3250 Pa , et la pression dans la poche

de vapeur atteint 3200 Pa. Sur la figure (b), la densité de puissance est passée à 19860 W/m², ce qui a provoqué le développement d'une grande excroissance, ou digitation, de la poche gazeuse. La pression au sein de celle-ci est retombée à 3100 Pa.

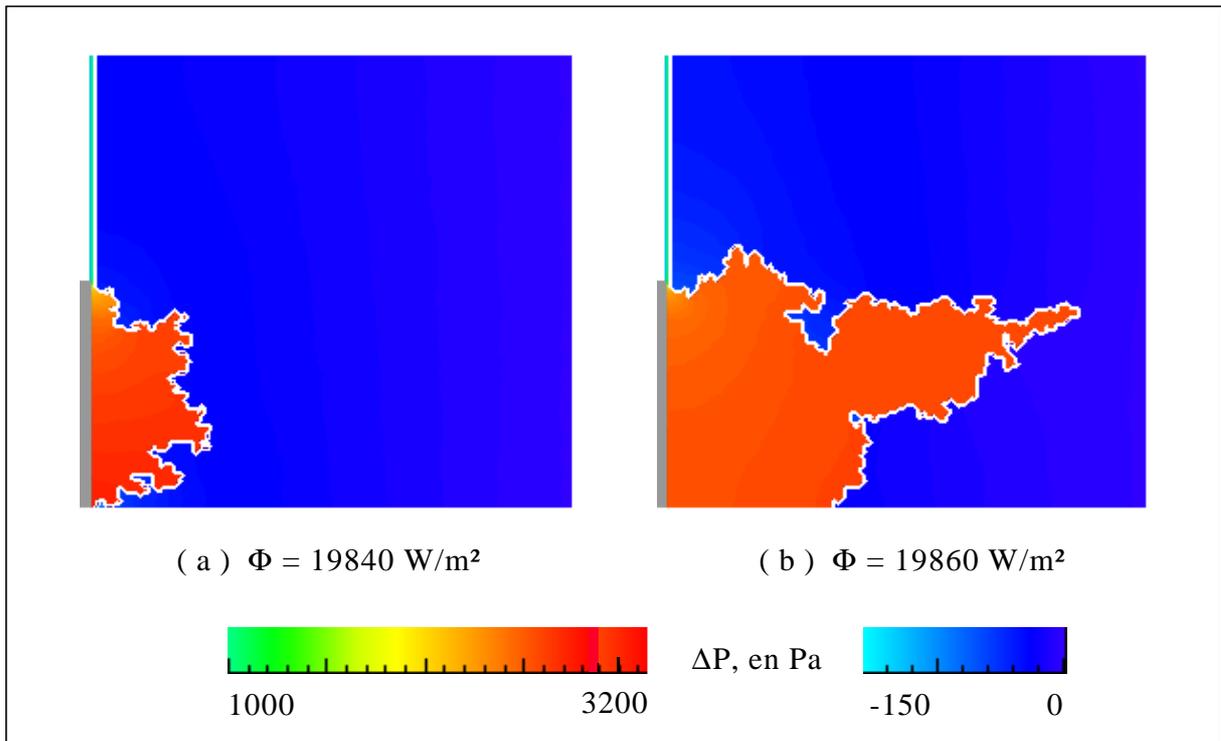


Figure V-47 Comparaison du champ de pression et de la position de l'interface gaz-liquide pour des densités de puissance très voisines, dans une situation proche des limites capillaires de la mèche.

Nous avons constaté au cours de nos simulations que le caractère soudain de l'apparition de ce type d'excroissance, lorsque l'on augmente lentement la densité de puissance à évacuer, est d'autant plus prononcé que la distribution de tailles de liaisons est resserrée. En revanche l'existence de ce type de phénomène est moins fréquent lorsque la distribution est effectivement resserrée. Si la distribution est plus étalée, ce type de structures apparaît également, et plus fréquemment, mais de manière moins soudaine.

Il est évident que l'apparition de ce type de structures peut compromettre le bon fonctionnement de la pompe en favorisant un désamorçage précoce.

V.5 Critiques - discussion

V.5-1 Critique du modèle

Le modèle que nous venons de présenter souffre d'un certain nombre des hypothèses que nous avons émises pour le réaliser.

Tout d'abord, il ne tient pas compte de la présence d'un ménisque attaché à la mèche et venant lécher l'ailette métallique. Cette hypothèse, et la condition limite appliquée sur la face de réalimentation en liquide, ne permettent pas d'utiliser le simulateur pour prévoir de manière fiable le fonctionnement de l'évaporateur aux faibles charges.

Par ailleurs, dans notre modèle, la zone vapeur peut s'accroître, mais en aucun cas ne peut régresser, ce qui interdit son utilisation pour la prévision du fonctionnement de l'évaporateur lorsque la charge thermique diminue.

Les conditions aux limites en pression sont fixées, alors que les calculs se font à charge thermique variable. Elles devraient en fait être déterminées en fonction des lois de pertes de charge dans la boucle et du débit de vapeur, qui lui même dépend de la charge thermique.

Enfin, le caractère bidimensionnel nous a imposé de vidanger la première rangée de liaisons située sous l'ailette, afin de permettre à la vapeur de s'évacuer. Un modèle tridimensionnel autoriserait l'existence d'un chemin permettant à la vapeur de s'écouler sous l'ailette, tout en conservant des liaisons saturées en liquide à son contact.

Cependant, le modèle permet d'appréhender un certain nombre d'éléments de compréhension du fonctionnement de l'évaporateur, qui resteront vrais en trois dimensions.

Tout d'abord parlons de la conductivité thermique de la mèche poreuse. Si elle est grande, l'énergie à évacuer est bien transportée de l'ailette jusqu'à l'interface de vaporisation. La surchauffe de l'ailette n'est donc pas trop importante même si les charges sont grandes. Par contre aux faibles puissances, le risque d'ébullition du liquide avant l'entrée de la mèche est accru. Si par contre la conductivité thermique est faible, ce risque est amoindri, mais l'ailette atteindra des températures très élevées aux fortes puissances.

Pour ce qui est de la structure microscopique, nous pouvons dire qu'il existe un intérêt à disposer d'une distribution de tailles de liaisons resserrée, ce qui rend moins probable le développement précoce de structures favorisant le désamorçage. En termes de porosité, il est bon dans la phase gazeuse d'avoir une grande perméabilité hydraulique, et par voie de conséquence une forte porosité, afin de favoriser l'écoulement de la vapeur. Par contre, il est intéressant d'avoir sur la zone d'interface liquide-vapeur des liaisons de petite taille, capables de fournir des pressions capillaires importantes, et de résister à des charges thermiques fortes, ce qui induit une porosité faible.

Comme on le voit, il faudrait un milieu plutôt perméable et conducteur en phase gazeuse, alors qu'il devrait être moins perméable en phase liquide (i.e. caractérisé par des pores de plus petites dimensions), et isolant pour assurer un bon fonctionnement aux faibles charges. Enfin, un caractère qui nous semble pathologique dans le type de mèche que nous avons présenté, est la possibilité que des liaisons de petites tailles ne se vidangent pas près du bord de fuite de l'ailette, contraignant la vapeur à circuler dans un petit nombre de liaisons, ce qui a pour effet de générer une forte perte de charge, et par voie de conséquence de créer une zone de haute pression dans la poche gazeuse (ceci est toutefois certainement atténué en trois dimensions).

C'est pourquoi nous avons imaginé une mèche poreuse remplissant les différentes conditions précédentes, et où en outre la position de l'interface en état de fonctionnement est connue. Il s'agit d'un milieu poreux composé de deux strates. L'une d'entre elles est très conductrice thermiquement et hydrauliquement, de façon à acheminer la vapeur avec des pertes de charge moindres, et à favoriser le transfert de la chaleur de l'ailette jusqu'à l'interface de vaporisation. Elle n'est pas supposée être saturée en liquide en mode de fonctionnement normal. L'autre couche, thermiquement isolante, est composée de liaisons de plus faibles diamètres. Ainsi elle permet d'éviter l'ébullition à l'entrée de la mèche aux faibles puissances, par son caractère isolant, et présente des liaisons capillaires résistant à de fortes pressions.

En termes de réalisabilité industrielle, il n'est pas nécessaire que le contact entre les deux couches soit parfait, la présence d'imperfections pouvant être assimilée à des pores de grosse taille faisant partie de la couche conductrice. On pourrait utiliser du polyéthylène pour

la couche isolante et peu poreuse, et une céramique ou de la mousse d'aluminium pour la couche conductrice.

Un intérêt de cette géométrie est que la position de l'interface est connue, située au contact entre les deux couches, et prend la forme de ce contact, plat par exemple. Dans ces conditions, l'absence d'un ménisque entre la mèche et l'ailette, et le caractère bidimensionnel du simulateur ne le pénalisent aucunement pour étudier le fonctionnement de cette mèche.

Nous avons testé ce type de mèche avec les conditions suivantes :

Couche 1 : $\varepsilon = 0,69$ (P_{cmax} moyen = 1130 Pa)

$$\lambda = 10 \text{ W/m/K}$$

Couche 2 : $\varepsilon = 0,22$ (P_{cmax} moyen = 5300 Pa)

$$\lambda = 0,5 \text{ W/m/K}$$

Réseau de taille 140x140 pores, soit 7 mm x 7 mm, la première couche occupe 40 pores, soit 2 mm, et l'ailette est longue de 130 pores, ce qui ne laisse qu'une largeur de dix pores pour permettre à la vapeur de s'évacuer.

Nous avons imposé une pression dans la rainure de 3500 Pa, toujours pour une pression à l'entrée nulle. Enfin, nous avons fait varier la densité de puissance à évacuer d'une valeur nulle jusqu'au désamorçage, qui a lieu à 87500 W/m², mais qui correspondrait à une charge pratiquement doublée par rapport à la configuration précédente, puisque la longueur de l'ailette a elle-même pratiquement doublé. Les champs de température et de pression, et la position de l'interface sont représentés sur les figures V-48, V-49 et V-50 pour différentes charges. Les courbes de pression capillaire et de pression capillaire maximales correspondant à ces deux premières figures sont représentées sur les figures IV-51 et IV-52.

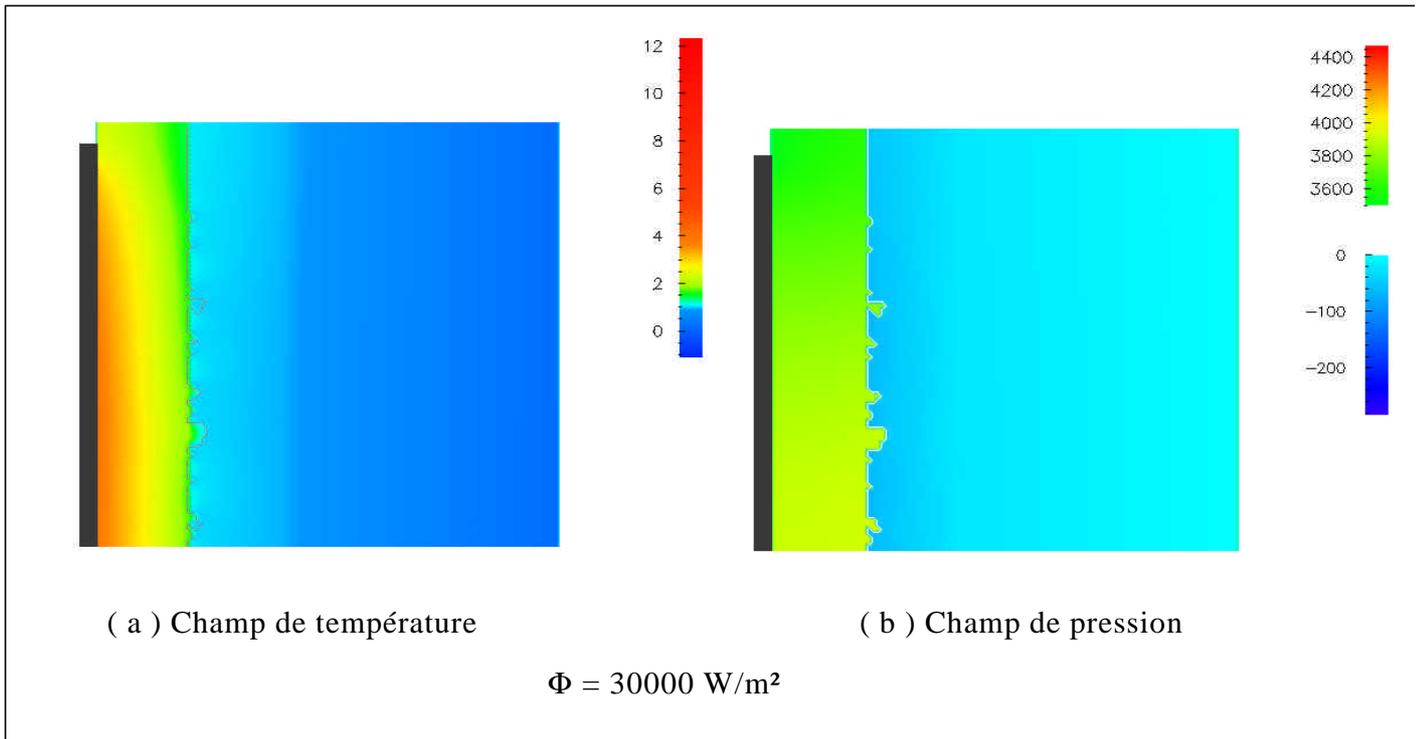


Figure IV-48 Champ de température et de pression pour une mèche à deux couches, à $\Phi = 30000 \text{ W/m}^2$

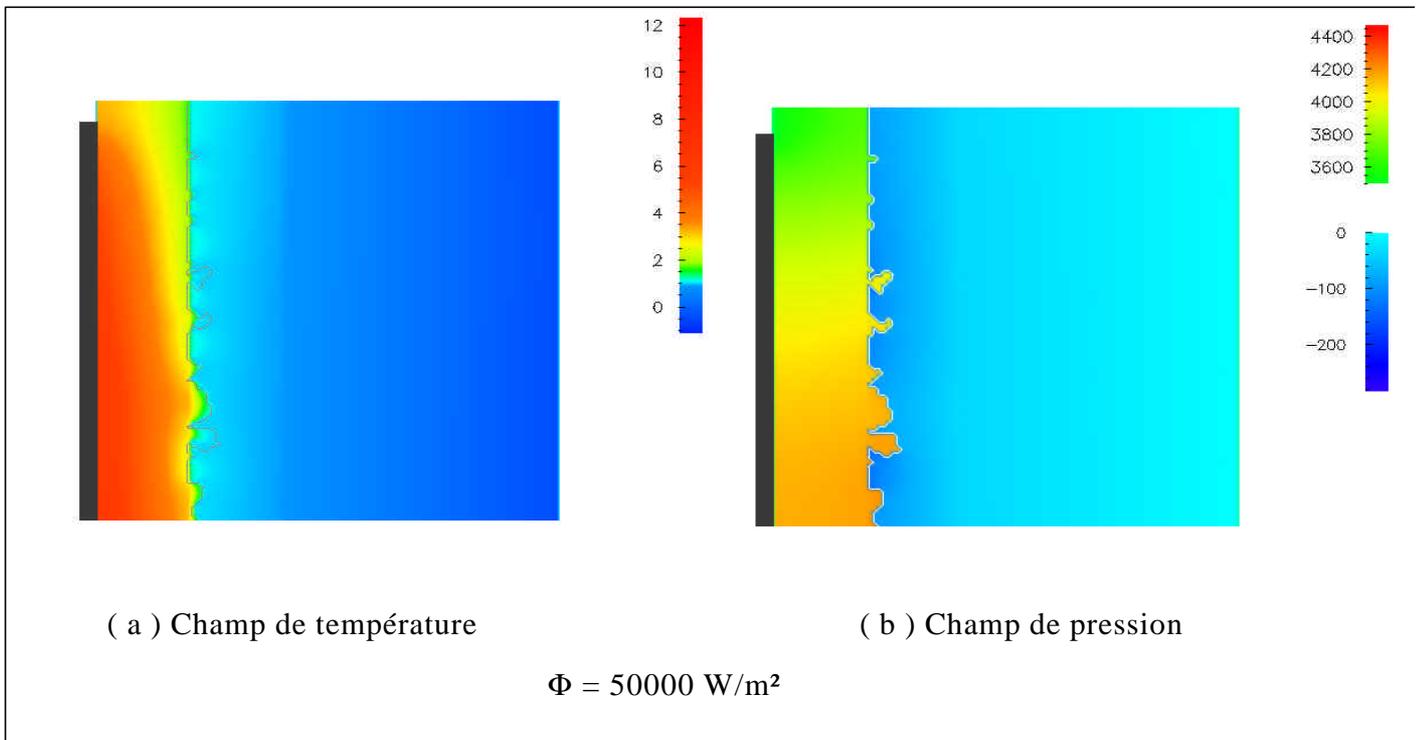


Figure IV-49 Champ de température et de pression pour une mèche à deux couches, à $\Phi = 50000 \text{ W/m}^2$

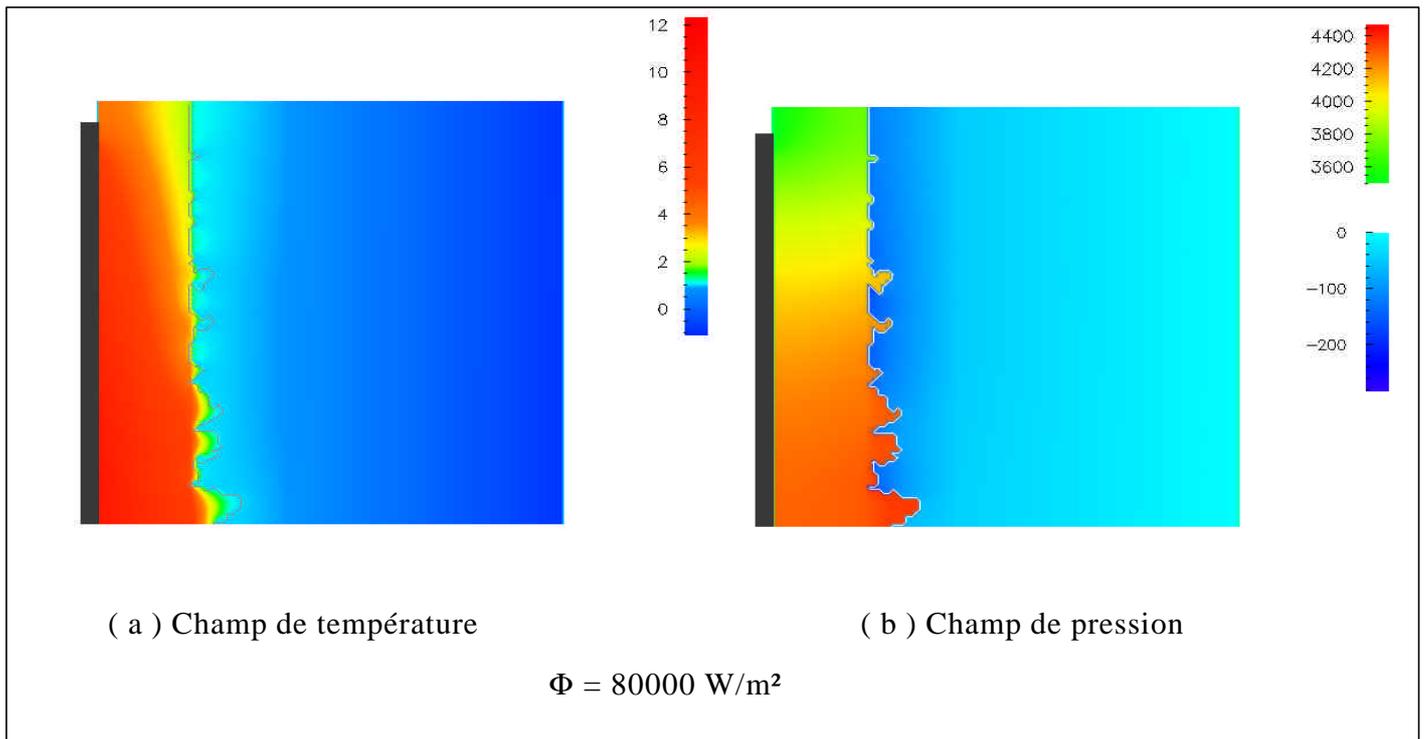


Figure IV-50 Champ de température et de pression pour une mèche à deux couches, à $F = 80000 \text{ W/m}^2$

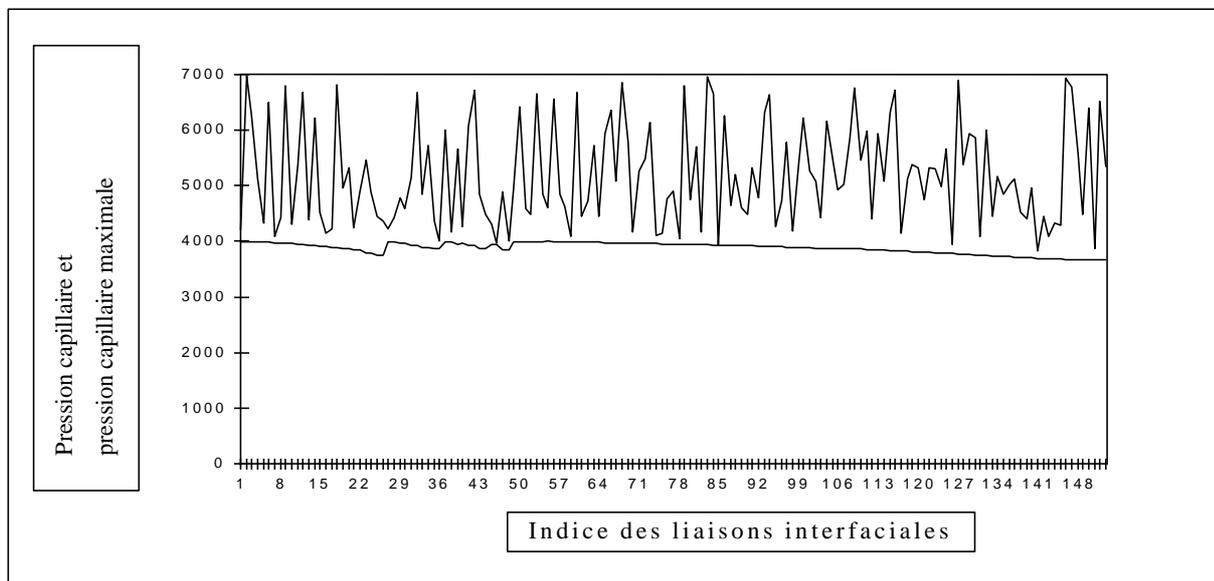


Figure V-51 Distributions de pression capillaire et de pression capillaire maximale sur l'interface gaz-liquide pour $F = 30000 \text{ W/m}^2$

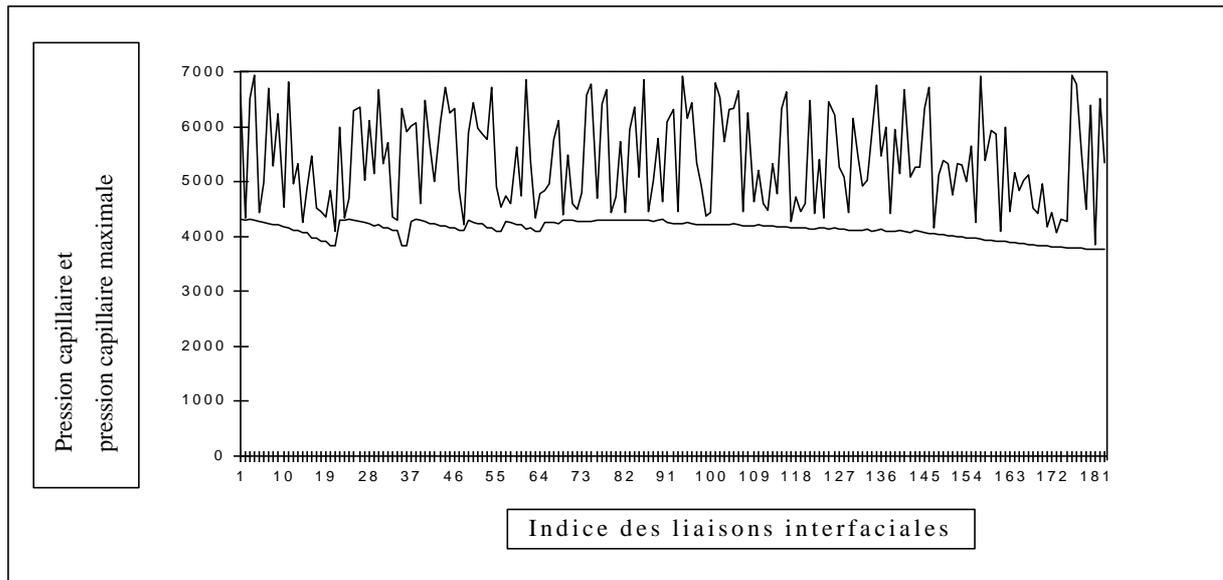


Figure V-52 Distributions de pression capillaire et de pression capillaire maximale sur l'interface gaz-liquide pour $F = 50000 \text{ W/m}^2$

Nous pouvons constater que la surchauffe de l'ailette ne dépasse pas les 12 degrés pour une densité de puissance de 80000 W/m^2 . Nous avons imposé à la mèche de fournir une pression motrice de 3500 Pa. Le comportement à faible charge est bon grâce à la présence de la couche isolante. Ce nouveau design semble donc être meilleur que celui qui est couramment utilisé jusqu'à présent.

V.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons proposé un modèle de résolution des transferts de chaleur et de masse dans un milieu à l'échelle du pore. Nous avons appliqué ce modèle à l'étude du désamorçage d'une pompe thermocapillaire par invasion du milieu poreux par la phase gazeuse aux fortes puissances.

La loi de distribution des largeurs des liaisons respectant la loi de distribution de diamètre des pores du milieu réel, les conditions d'envahissement, les écoulements et les transferts de chaleur sont décrits pour chaque liaison et pour la phase solide comprise entre les liaisons par des lois locales.

L'intérêt d'un tel modèle réside évidemment dans les possibilités d'analyse de l'influence de la microstructure sur l'ensemble des phénomènes. De ce point de vue, divers résultats ont été acquis sur la phénoménologie de l'envahissement de la mèche par la phase

vapeur, et dans ce contexte, sur le rôle particulier joué par l'étalement de la loi de distribution. Concernant le premier point, différentes phases du processus, respectivement contrôlés par les transferts massiques, thermiques et l'hétérogénéité de la microstructure ont été mises en évidence. S'agissant du second, on retiendra principalement le rôle privilégié de l'étalement en tant que facteur de désamorçage.

Enfin, nous avons critiqué ce modèle qui souffre de certaines des hypothèses qui ont été émises pour le réaliser. Nous avons également mis en évidence des défauts pathologiques existant dans le design des mèches utilisées actuellement.

Forts de la connaissance acquise grâce à l'utilisation du simulateur numérique, nous avons pu proposer un design original pour une mèche qui, au vu des simulations effectuées, semble plus performante que celle précédemment utilisée.

Sur un plan plus fondamental, l'essentiel de nos résultats concerne l'influence du "bruit" capillaire local sur la morphologie du front de changement de phase. Dans certaines situations, il est connu, BARABASI et STANLEY, 1995, que les effets capillaires tendent à rendre "rugueuse" l'interface, alors que les différents champs sont gouvernés par des équations de Laplace (i.e. $\nabla^2 P = 0$) qui peuvent elles tendre à lisser les interfaces. Certaines questions que nous n'avons fait qu'effleurer, comme par exemple le fait que l'interface peut se trouver accrochée à la même position pour une large plage de densités de puissance imposée, mériteraient certainement d'être examinées à l'aune des résultats récents acquis sur les transitions de décrochages ou d'accrochages d'interfaces, BARABASI et STANLEY, 1995.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION

Dans ce travail de thèse, nous nous sommes intéressés à des phénomènes de transferts avec changement de phase liquide-vapeur en milieu capillaro-poreux. Nous avons étudié un cas où le changement de phase, piloté par les gradients de pression partielle de l'espèce vaporisée, se fait largement en dessous des conditions de saturation, et un cas où le changement de phase se fait pour les conditions de saturation. La première originalité de notre travail est de nature méthodologique. Il est basé sur la réalisation de simulateurs de type réseau, et à ce titre s'inscrit dans ce qu'il est convenu d'appeler l'approche discrète des milieux poreux. Le milieu poreux voit sa structure simplifiée, mais la nature hétérogène à petite échelle du milieu est prise en compte directement à cette échelle. L'avantage de cette approche est qu'elle ne présuppose pas de notion de Volume Élémentaire Représentatif. En conséquence, elle est particulièrement intéressante quand l'approche du continu des milieux poreux n'est pas adaptée ou est douteuse. L'inconvénient majeur de cette approche réside peut-être (outre les simplifications excessives parfois de la physique à petite échelle ou de la géométrie réelle des poreux) dans la relative lourdeur des calculs numériques, notamment en 3D. En particulier, et pour cette raison, nous ne nous sommes pas livrés dans notre travail à des études de nature statistique, qui auraient exigé de répéter les calculs pour de nombreuses réalisations des réseaux. Ceci est certainement une faiblesse de notre étude. Toutefois, on peut noter que nos calculs ont été effectués sur une station de travail de puissance tout à fait moyenne (IBM RISC 6000/375). En conséquence, il est clair que les études statistiques évoquées sont à la portée de stations de travail plus récentes, sans parler des gros ordinateurs. (Toutefois on peut noter que le simulateur 3D, par exemple, n'est pas aisément vectorisable, et il serait sans doute plus performant de chercher à calculer sur des machines fortement parallèles, mais il s'agirait là sans doute d'un travail de thèse à lui seul que d'optimiser le code pour le faire fonctionner efficacement sur des machines hautement parallèles !).

Notre travail de thèse nous semble avoir également illustré un autre aspect de l'approche discrète : le fait que l'analyse des résultats s'effectue généralement dans le cadre d'approches issues de la physique statistique. L'utilisation des théories de la percolation, percolation d'invasion, percolation d'invasion sous gradient, en est, dans le cadre de notre thèse, l'illustration.

Si l'on en vient maintenant à essayer de synthétiser les résultats que cette approche discrète nous a permis d'obtenir, il est préférable de discuter séparément les deux applications qui nous ont intéressé dans cette thèse : le séchage à "l'ambiante" des milieux capillaro-poreux, les transferts couplés de chaleur et de masse dans la mèche d'un évaporateur capillaire.

Séchage des matériaux capillaro-poreux

Bien que le problème du séchage des matériaux capillaro-poreux ait été extrêmement étudié, il nous semble que notre approche a apporté un éclairage nouveau sur le problème, sans malheureusement avoir permis d'apporter une réponse définitive aux questions que nous nous étions posées en début de cette thèse, à savoir :

- quels sont les mécanismes physiques sous-tendant la période à taux de séchage constant ?
- quels sont les mécanismes physiques à l'origine du phénomène de dry-patches ?
- comment modéliser de façon satisfaisante les transferts de masse à l'interface milieu poreux/monde extérieur ?

Concernant la première question, nous avons pu montrer que la phase à taux de séchage constant pouvait s'expliquer par le fait qu'après installation de l'amas de percolation formé par la phase gazeuse, la phase liquide restait pour une large phase de saturation globale connectée à grande distance. La structuration de la phase liquide, obtenue sous forme d'un amas principal très ramifié, permet l'envahissement en volume de l'échantillon alors même que la saturation en surface varie peu.

Nos simulations ont aussi montré que l'apparition de la phase à taux de séchage décroissant était associée à la fragmentation progressive de la phase liquide en amas de toutes tailles, et que la phase à front d'évaporation interne se produisait lorsque la phase liquide se trouvait entièrement distribuée sous forme d'amas déconnectés.

Si l'évolution de la structure de la phase liquide, telle que nous l'avons décrite, est donc cohérente avec l'existence d'une période à taux constant, d'autres éléments contribuent sans

doute, en pratique, à l'extension de la durée de cette phase par rapport à ce que nous avons observé numériquement. En particulier, les écoulements par films résiduels le long des canaux ou pores envahis par la phase gazeuse y contribuent certainement (cet effet n'est pas pris en compte dans nos simulations). Des inhomogénéités à plus grande échelle de la structure peuvent également jouer un rôle dans la durée relative des différentes phases du séchage (cet effet est, a priori, facile à prendre en compte dans le simulateur via la notion de réseau corrélé).

Concernant le phénomène de "dry patches", nos simulations montrent clairement qu'il est une conséquence du processus de type percolation d'invasion caractérisant le séchage, et qu'en conséquence il n'est nul besoin d'invoquer par exemple des hétérogénéités structurales à grande échelle pour l'observer (bien entendu de telles hétérogénéités le favorisent).

Concernant maintenant le problème des transferts à l'interface poreux/monde extérieur, ceux-ci n'ont été que très partiellement analysés, notamment du fait du modèle du transfert assez rugueux que nous avons considéré à l'interface. En général, la taille caractéristique des pores est petite devant les épaisseurs des couches limites massiques externes à l'interface dans les applications. Ce n'était pas le cas dans notre modèle. De plus, notre modèle ne permettait pas de redistribution de pression partielle dans la couche limite externe. En fait, il aurait fallu coupler notre modèle de réseau à un modèle externe 3D de couche limite pour modéliser correctement le problème. Ceci a sans doute aussi des conséquences sur la durée courte de la période à taux constant observée numériquement, car l'absence de possibilité de redistribution de la pression partielle à l'interface exagère l'effet des hétérogénéités de la pression partielle à l'interface générées par les hétérogénéités de saturation interfaciale. Ce point demande donc certainement une étude spécifique. Toutefois, notre modèle a montré clairement que la période à taux de séchage constant était associée à un maximum dans l'hétérogénéité de la distribution de pression partielle à l'interface, mais que bien que très hétérogène, cette distribution était stable pendant la phase à taux constant.

En plus de ces différents points, notre étude a permis également d'apporter d'autres éléments. Il s'agit notamment :

- de l'effet de la gravité et de la viscosité du liquide qui conduisent à la formation de fronts fractals de type "front de diffusion" et qui s'analysent donc dans le cadre de la percolation d'invasion en gradient;

- d'un aperçu sur les implications de nos résultats sur les modèles macroscopiques. Ces derniers permettent en particulier de retrouver des zones de transition diphasiques lorsque les effets gravitationnels ou les effets visqueux sont assez forts. Nos résultats indiquent notamment que l'influence des effets visqueux doit être analysée plus précisément que tel que nous l'avons fait, si l'on veut explorer les relations entre approche réseau et modèles macroscopiques.

Evaporateur capillaire

L'intérêt essentiel de l'étude effectuée à l'aide du simulateur 2D incluant les transferts thermiques, que nous avons mis au point pour cette partie, réside dans l'analyse des effets des hétérogénéités de la microstructure sur la structure du front de changement de phase limitant la zone vapeur en régime stationnaire.

En jouant sur les distributions des tailles de liaisons, nous avons pu montrer tout d'abord que la solution macroscopique à front "lisse" obtenue à partir d'un modèle faisant appel à la loi de Darcy et construite sur l'hypothèse d'un front sans épaisseur entre zone liquide et zone vapeur (thèse FIGUS, 1996), correspondait à une microstructure homogène (i.e. caractérisée par une seule taille de canaux). En revanche la prise en compte, à l'aide de notre simulateur réseau, d'une distribution étalée de taille de canaux conduit à des fronts rugueux. Le front est d'autant plus ramifié que la distribution des tailles de pores est large. L'origine de la rugosité du front est en fait classiquement liée aux fluctuations locales des pressions capillaires-seuil associées elles-mêmes à la répartition spatiale aléatoire des tailles de canaux. Ceci a des conséquences directes sur les limites de fonctionnement de l'évaporateur (désamorçage par percée facilitée avec une microstructure hétérogène).

Les connaissances ainsi acquises sur le fonctionnement de l'évaporateur nous ont permis de proposer un design plus performant de la mèche en termes de système à deux couches ayant des propriétés de transports différentes. Ceci ouvre la voie vers la réalisation d'outils numériques devant permettre d'optimiser numériquement l'évaporateur.

Perspectives :

Notre travail nous paraît offrir de nombreuses perspectives. En distinguant à nouveau les deux applications concernées par cette thèse, nous avons notamment, et sans chercher à hiérarchiser, les problèmes suivants :

Séchage des matériaux capillaro-poreux

- L'analyse plus complète des transferts à l'interface en couplant comme nous l'avons mentionné le simulateur réseau à un code résolvant les transferts dans une couche limite massique externe;

- L'analyse des effets visqueux par prise en compte de ces effets dans le simulateur 3D. Qu'en est-il vraiment de l'approximation de répartition linéaire de la pression moyenne dans la phase liquide utilisée dans l'analyse théorique ?

- L'analyse détaillée du problème de la diffusion gazeuse à partir d'une interface fractale 3D telle qu'il s'en génère au cours du séchage. En particulier, recherche d'un seuil de probabilité d'occupation par tranche à partir duquel les gradients de pression partielle peuvent s'installer (il serait intéressant et également plus simple de regarder tout d'abord ce problème en 2D);

- La prise en compte et l'analyse d'hétérogénéités macroscopiques de structure;

- La prise en compte des effets de films liquides;

- La prise en compte des effets thermiques;

- La comparaison détaillée entre simulations microscopiques et modélisations macroscopiques (caractérisation des propriétés de transfert macroscopiques) notamment pour les cas où les effets visqueux et/ou les effets gravitationnels sont suffisamment forts (le cas sans gravité et sans effet visqueux du fait de la mise en place d'un amas infini de percolation est a priori non simulable à l'aide d'un modèle macroscopique).

Evaporateur capillaire

- La réalisation d'un simulateur 3D qui, en raison même de la structuration différente des fronts en 2D et en 3D, pourrait conduire à des surchauffes notablement différentes, à puissance dissipée égale, à celles qui nous ont permis de calculer le simulateur 2D;

- Le développement d'outils numériques permettant d'analyser des régimes transitoires (nous n'avons considéré que des solutions stationnaires dans le présent travail);

- L'utilisation du simulateur-réseau dans le but de comparaison avec des modèles macroscopiques pour des situations test (transferts globalement unidirectionnels) pour lesquelles on dispose aussi de résultats expérimentaux (dans la perspective d'une telle comparaison, il faut réaliser en fait un simulateur 3D). On pense ici, bien entendu, à des modèles macroscopiques permettant de prédire des zones diphasiques.

Enfin, on peut noter, et ce pour les deux applications concernées par notre travail, que la finesse des descriptions obtenues appelle clairement à la définition d'expériences nouvelles permettant d'apporter des renseignements à des degrés de précision cohérents avec les investigations numériques.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- BARABASI A.L., et STANLEY H.E., 1995, Fractal concepts in surface growths, Cambridge University Press
- BIDEAU et HANSEN, 1993, Disorder and granular media, North Holland Editors
- BIRD R.B., STEWART W.E. et LIGHTFOOT E.N., 1960, Transport phenomena, John Wiley
- BIROVLJEV A., FUREBERG L., FEDER J., JOSSANG T., MALOY K.J. et AHARONY A., 1991, Gravity Invasion Percolation in two-dimensions : experiments and simulation, Physical Review Letters, Vol. 67, N° 5, pp. 584-587
- BLUNT M., KING M. et SHER H., 1992, Simulation and theory of two-phase flow in porous media, Phys. Rev. A, Vol. 46, 12, pp. 7680-7699
- BOULEUX, F., 1998, (Evaporation en milieux poreux avec effets de viscosité), Thèse INPT.
- BROADBENT S.R. et HAMMERSLEY J.M., 1957, Proc. Cambridge Philos. Soc. 53, 629
- BUNDE A. et HAVLIN S., 1994, Eds, Fractals in Science, Springer Verlag, Berlin
- CAO Y. et FAGHRI A., 1994, Conjugate analysis of a flat type evaporator for capillary pumped loops with three-dimensional vapor flow in the groove, Int. J. Heat Mass Transfert, Vol. 37, N° 3, pp. 401-409
- CEAGLSKE N.H. et HOUGEN O.A., 1937, Drying granular solids, Ind. Eng. Chem., 29(7), 805-813
- CHAOUCHE M., RAKOTOMALALA N. SALIN D., XU B. et YORTSOS Y., 1994, Invasion percolation in a hydrostatic or permeability gradient : experiments and simulations, Phys. Rev., E, Vol. 49, 5, pp. 4133-4139
- CHEN P. et PEI D.C.T., 1989, A mathematical model of drying processes, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 32, N° 2
- CLEMENT E., BAUDET C., GUYON E. et HULIN J.P., 1987, Invasion front structure in a 3D model porous medium under a hydrostatic pressure gradient, J. Phys. D. : Appl. Phys. Vol. 20, PP. 608-615
- CRAUSSE P., 1983, Etude fondamentale des transferts couplés de chaleur d'humidité en milieu poreux non saturé, Thèse INP Toulouse
- DAIAN J.F. et SALIBA J., 1991, Détermination d'un réseau aléatoire de pores pour modéliser la sorption et la migration d'humidité dans un mortier de ciment, Int. J. Heat and Mass Transfert, Vol. 34, N° 8, pp. 2081-2096

- DEMIDOV A.S. et YATSENKO E.S., 1994, Investigation of heat and mass transfer in the evaporation zone of a heat pipe operating by the "inverted meniscus" principle, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 37, pp. 2155-2163
- DOMINGUEZ, A., 1997, Formation d'une phase gazeuse par décompression d'une solution binaire (liquide-gaz) en milieu poreux, Thèse INP Toulouse
- DU, C., XU, B., YORTSOS, Y., CHAOUICHE, M., RAKOTOLAMA, N, et SALIN, D., 1996, Correlation of saturation profiles in slow drainage in porous media, *J. Phys. D : Appl. Phys.* 20, pp. 608-615
- EL YOUSFI A., 1992, Contribution à l'étude des mécanismes de formation d'une phase gazeuse par détente d'une solution binaire en milieu poreux, Thèse INPT Toulouse
- ENGOY T., JOSSAN G.T. et FEDER J., 1995, Drying of two competing pores, Preprint
- FAGHRI, 1995, Heat pipe scheme and technology, Taylor and Francis
- GALLEGO Jean-Louis, 1994, Discussion fructueuse, Cadolive le 30 décembre 1994
- de GENNES P.G. et GUYON E., 1978, Lois générales pour l'injection d'un fluide en milieu poreux aléatoire, *J. MEC.*, Vol. 17, 403
- GOUYET J.F., ROSSO M. et SAPOVAL B., 1988, Fractal structure of diffusion and invasion fronts in three-dimensional lattices through the gradient percolation approach, *Phys. Rev.*, B.37, 4, pp. 1832-1838
- GOUYET J.F., ROSSO M., CLEMENT E., BAUDET C. et HULIN J.P., 1990, Invasion percolation in porous media under gravity, *Hydrodynamics of dispersed media*, Edited by J.P. Hulin, A.M. Cazabat, E. Guyon, F. Carmona, Elsevier, pp.179-192.
- GOUYET J.F., 1992, Physique et structures fractales, Ed. Masson
- GRAVIER et al., 1986, Propriétés des Fluides de Gisements, (cours de production), Tome 2, Editions Technip.
- GRUSS Eric, 1997, Discussion enrichissante, Sainte-Enimie, le 30 mars 1997
- GUYON E., HULIN J.P. et LENORMAND R., 1984, Application de la percolation à la physique des milieux poreux, *Annales des Mines*, pp. 17-40
- HIRSCH, L. et THOMPSON, A., 1994, Size dependent scaling of capillary invasion including buoyancy and pore size distribution effects, *Phys. Rev. E*, vol. 50, 3, pp. 2069-2086
- KAVIANY, M., 1991, Principles of heat transfer in porous media, Springer Verlag
- KAVIANY, M. et MITTAL, M., 1987, Funicular state in drying of a porous slab, *Int. J. Heat and Mass Trans.* 30, 1407-1464
- LANINI Sandra, 1997, Discussion enrichissante, Sainte-Enimie, le 30 mars 1997

- LAURINDO J.B., LE BRAY Y. et PRAT M., 1995, Evaporation in capillary porous media. An experimental and numerical network study, HTD vol. 321/FED-233, IMECE, Proceedings of the ASME Heat Transfer and Fluid Engineering Divisions, ASME, pp. 637-649
- LAURINDO J.B., 1996, Evaporation en milieu poreux. Etude expérimentale sur milieux modèles et modélisation de type percolation, Thèse INP Toulouse
- LAURINDO J.B. et PRAT M., 1996, Numerical and experimental network study of evaporation in capillary porous media. Phase distributions, Chem. Eng. Sci., Vol. 51, N° 23, pp 5171-5185
- LE FRIEC C., 1996, Développement d'une boucle thermocapillaire, étude expérimentale et modélisation, Thèse ENSMA, 1996
- LENORMAND, R. et BORIES, S., 1980, Description d'un mécanisme de connexion de liaison destiné à l'étude du drainage avec piégeage en milieu poreux, C. R. Acad. Sc., Série B, pp. 279-282
- LENORMAND R., 1981, Déplacements polyphasiques en milieux poreux sous l'influence des forces capillaires. Etude expérimentale et modélisation de type percolation, Thèse d'Etat, INP Toulouse
- LENORMAND R., TOUBOUL E. et ZARCONI C., 1988, Numerical models and experiments on immiscible displacements in porous media, J. Fluid Mech., Vol. 189, pp. 165-167
- LENORMAND R., 1989, Flow through porous media : limits of fractal patterns, Proc. R. Soc. Lond., A 423, 159-168
- LE ROMANCER J.F., DEFIVES D., KALAYDJIAN F. et FERNANDES G., 1994, Influence of diffusing gas on the mechanism of oil recovery by gas diffusion in fractured reservoir, Paper IFP presented at IEA Collaborative Project on Enhanced Oil Recovery Workshop and Symposium, Bergen, Norway, 28-31 August 1994
- LI, X. et YORTSOS, Y. C., 1995, Visualization and simulation of bubble growth in pore networks, AIChE Journal, vol. 41, N. 2, pp. 214-222
- MANEVAL J., 1991, Studies of moisture transport in unconsolidated porous media : use of NMR as an experiment probe, Ph. D. Thesis, Chem. Eng. Dept., University of California
- MASMOUDI, 1990, Contribution à l'étude fondamentale du séchage des matériaux capillaro-poreux. Critique de la modélisation macroscopique et du protocole expérimentale de validation, Thèse de l'INP Toulouse
- MASMOUDI W. et PRAT M., 1991, Heat and mass transfer between a porous medium and a parallel external flow, Application to drying of capillary porous materials, Int. J. of Heat and Mass Transf., Vol. 34, N° 8, pp. 1975-1989

- MEAKIN P., FEDER J., FRETTE, V. et JOSSANG T., 1992, Invasion percolation in a destabilizing gradient, *Physical Review A.*, Vol. 46, N° 6, pp. 3357-3368
- MOREL D.D., BOURBIAUX B., LATIL M. et THIEBOT B., 1990, Diffusion effects in gas flooded light oil fractured reservoirs, *SPE paper 20516*, pp. 433-446
- MOYNE C. et ROQUES M., 1986, Réalités et perspectives du séchage, *Revue Générale de Thermique*, N° 292, pp. 207-214
- OLIVER D.R. et CLARKE D.L., 1971, Drying of packed beds and related model systems, *Chem. Eng.*, pp. 58-65
- PRAT M., 1993, Percolation model of drying under isothermal conditions in porous media, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 19, pp. 691-704
- PRAT M., 1995, Isothermal drying of non-hygroscopic capillary porous materials as an invasion percolation process, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol. 21, N° 5, pp. 875-892
- PRATS, M., 1982, *Thermal recovery*, SPE Monograph, Dallas, Texas
- PUIGGALI, J.R., QUINTARD, M. et WHITAKER, S., 1988, Drying granular porous media : gravitationnal effects in the isenthalpic regime and the role of diffusion models, *Drying Technology*, 6(4), pp. 601-629
- SAHIMI M., 1994, *Applications of percolation theory*, Taylor and Francis
- SAHIMI M., 1995, *Flow and transport in porous media and fractured rock. From Classical methods to Modern Approaches* VCH Verlagsgesellschaft mbH, Weinheim
- SAIDI A.M., 1987, *Reservoir engineering of fractured reservoirs (Fundamental and Practical Aspects)*, TOTAL, Edition Presse
- SAPOVAL B., 1994, General formulation of Laplacian transfer across irregular surfaces, *Physical Review Letters*, 73, 24, pp. 2214-2216
- SATIK C. et YORTSOS Y.C., 1996, A pore-network study of bubble growth in porous media driven by heat transfer, *J. Heat Transfer*, Vol. 118, pp. 455-461
- SCHERER G.W., 1990, Theory of drying, *J. Am. Ceram. Soc.*, N° 73, pp. 3-14
- SCHUBERT G. et STRAUSS J., 1979, Steam water counterflow in porous media, *J. Geophysical Res.*, 84, 1621-1679
- SEKHAVAT Sépanta, 1994, Discussion fructueuse, Cadolive le 30 décembre 1994
- SHAW, T.M., 1987, Drying as an immiscible displacement process with fluid counterflow, *Phys. Rev. Lett.* 59, 15, pp. 1671-1674

- STAUFFER D. et AHARONY A., 1992, Introduction to percolation theory, 2ed., Taylor & Francis
- STUBOS A.K. et BUCHLIN J.M., 1991, Boiling and dryout in unconsolidated porous media. In Convective Heat and Mass Transfer in Porous Media (Edited by S. Kakac, B. Kilkis, F.A. Kulacki and F. Arinc) NATO ASI Series E. Applied Sciences, Vol. 196, Kluwer, Dordrecht
- UDELL K.S., 1985, Heat transfer in porous media considering phase change and capillarity - the heat pipe effect, Int. J. Heat Mass Transfer, 28, 485-495
- VAN BRAKEL J., 1980, Mass transfer in convective drying, In A.S. Mujumdar, editor, Advances in drying, Vol. 1, Chapter 7, pp. 217-267 Hemisphere Publishing Corp.
- WHITAKER S., 1977, Simultaneous heat, mass and momentum transfer in porous media. A theory of drying, Advances in Heat Transfer, vol. 13, Academic Press, New York, pp. 119-203
- WILKINSON D. et WILLEMSSEN J.F., 1983, Invasion percolation : a new form of percolation theory, J. Phys. A : Math. gen., Vol. 16
- WILKINSON D., 1984, Percolation model of immiscible displacement in the presence of buoyancy forces, Physical Review A., Vol. 30, N° 1, pp. 520-531
- WILKINSON D., 1986, Percolation effects in immiscible displacement, Physical Rev. A, Vol. 34, N° 2, pp. 1380-1391

ANNEXES

Annexe A - calcul de grandeurs macroscopiques

Porosité

La porosité ε est simplement égale au rapport du volume des cavités par celui de l'échantillon.

Coefficient de diffusion effectif

Le coefficient de diffusion effectif est le coefficient de diffusion utilisé pour décrire un transport diffusionnel de vapeur au sein du milieu poreux supposé continu, homogène et isotrope. Pour son calcul, nous utilisons le modèle discret de diffusion décrit dans l'annexe B, en imposant

- que toutes les liaisons sont gazeuses;
- que deux faces de l'échantillon soient ouvertes;
- que règnent des pressions partielles P_0 et P_1 de part et d'autre de l'échantillon.

L'écriture et la résolution de ce système permet d'accéder au flux massique total \dot{M} traversant l'échantillon en régime permanent, pour la différence de pressions partielles imposée. Ce flux massique est utilisé dans l'équation de diffusion macroscopique (loi de Fick) faisant intervenir le coefficient de diffusion effectif D_{eff} :

$$\dot{M} = -D_{\text{eff}} \frac{M_v}{RT} \frac{P_1 - P_0}{L} A \quad (A-1)$$

où A est la section de l'échantillon, et L sa longueur.

La résolution de cette équation permet d'accéder à D_{eff} .

Perméabilité

La perméabilité k se calcule de manière similaire à celle du coefficient de diffusion effectif. Le modèle discret de diffusion décrit dans l'annexe B est utilisé, mais en remplaçant les équations de diffusion moléculaire par des équations régissant la perte de charge entre deux noeuds voisins i et j (loi de Poiseuille monodimensionnelle) :

$$r_{vs} = -\frac{4s^3}{3\hat{P}^2 \mathbf{n}} \frac{P_i - P_j}{l} \quad (\text{A-1})$$

où ρ est la masse volumique du fluide, ν sa viscosité, v sa vitesse, s la section de la liaison, \hat{P} son périmètre, l sa longueur, et P les pressions du fluide aux noeuds i et j.

Des pressions P_1 et P_0 sont imposées de part et d'autre de l'échantillon, et le système est résolu, ce qui permet d'accéder au flux massique \dot{M} .

Ce flux massique est introduit dans l'équation de Darcy, où la seule inconnue est la perméabilité k, qui en est ainsi extraite :

$$U = -\frac{k}{\mathbf{m}} \frac{P_1 - P_0}{L} \quad (\text{A-2})$$

avec μ la viscosité dynamique du fluide, L la longueur de l'échantillon, et $U = \frac{\dot{M}}{rS}$, S

la section de l'échantillon.

Annexe B - diffusion de vapeur en phase gazeuse

Modèle discret de diffusion

En chaque noeud gazeux i du réseau, un bilan massique est écrit :

$$\sum_j \dot{m}_{ij} = 0 \quad (B-1)$$

où \dot{m} désigne le flux massique arrivant au noeud (figure B-1-a, B-1-b en 2D).

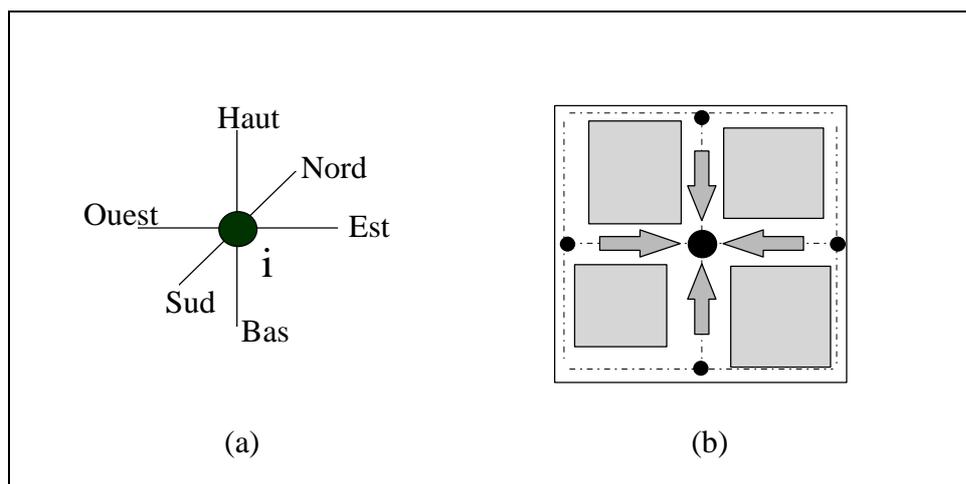


Figure B-1 Modèle discret de diffusion

Le flux massique \dot{m} s'exprime au moyen d'une loi de Fick. La diffusion étant supposée monodimensionnelle entre deux noeuds, il s'exprime au moyen de l'expression :

$$\dot{m}_{ij} = -D \frac{M_v}{RT} \frac{P_{vi} - P_{vj}}{L} A \quad (B-2)$$

où D est le coefficient de diffusion moléculaire de la vapeur en phase gazeuse, P_v est la pression partielle de vapeur au noeud considéré, A est la section de la liaison, et L la distance entre les deux noeuds (figure B-2-a)

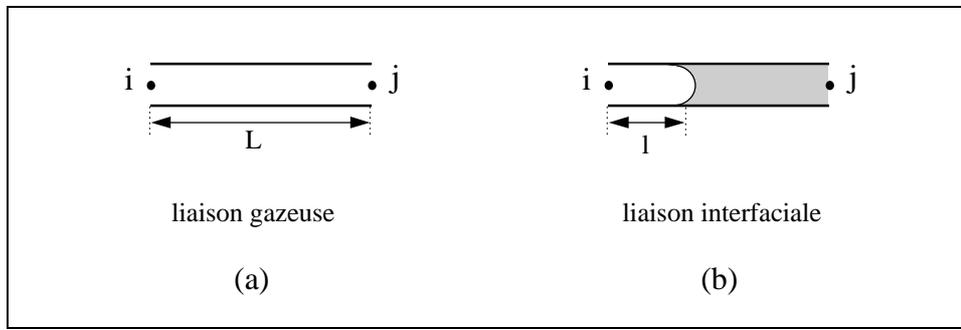


Figure B-2 Diffusion dans une liaison

Si une liaison attendant au noeud où l'on écrit le bilan massique est interfaciale (figure B-2-b), le flux massique a pour expression :

$$\dot{m}_{ij} = -D \frac{M_v}{RT} \frac{P_{vi} - P_{v\text{sat}}}{l} A \quad (B-3)$$

où $P_{v\text{sat}}$ est la pression de vapeur saturante imposée à l'interface, et l la distance entre le noeud et cette interface.

Pour ce qui est des conditions aux limites, nous considérons l'échantillon fermé (imperméable) sur cinq de ses faces, et ouvert sur la sixième. Sur cette face, nous imposons comme condition limite une couche de diffusion monodimensionnelle; chaque liaison interface réseau monde extérieur se voit adjoindre une liaison gazeuse supplémentaire la prolongeant, de même section, et au bout de laquelle est imposée une pression partielle de vapeur $P_{v\infty}$ (figure B-3).

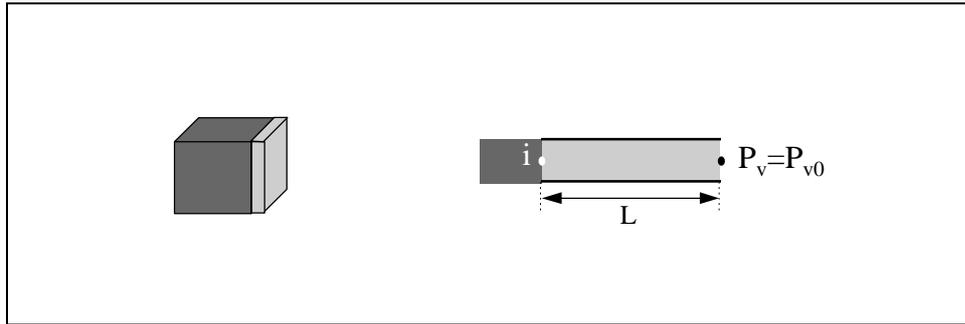


Figure B-3 Interface réseau-monde extérieur

Le flux massique a pour expression :

$$\dot{m}_{ij} = -D \frac{M_v}{RT} \frac{P_{vi} - P_{v0}}{L} A \quad (B-4)$$

L'écriture de ces équations permet d'écrire la matrice \mathbf{A} , et le vecteur \mathbf{b} de l'équation $[\mathbf{A} \cdot \mathbf{u} = \mathbf{b}]$, où \mathbf{u} est le vecteur des pressions partielles recherchées.

Pour la résolution de ce système linéaire, nous utilisons une méthode itérative, car le nombre d'équations interdit l'utilisation d'une méthode directe, d'une part à cause du temps de calcul, et d'autre part à cause de l'espace mémoire nécessaire à ce type de résolution.

Enfin, nous imposons la condition $P_v = P_{v, sat}$ en chaque noeud liquide. Cet artifice permet d'avoir à résoudre un système linéaire décrit par une matrice \mathbf{A} de taille constante au cours du processus, et de disposer avant résolution d'un champ de pression partielle \mathbf{u}_{ini} très proche du champ solution \mathbf{u} recherché (le champ solution de l'étape précédente). Ainsi, le processus de résolution converge en un très petit nombre d'itérations.

En définitive, nous utilisons une matrice \mathbf{A} heptadiagonale, dont seules les diagonales non-nulles sont stockées dans la mémoire de l'ordinateur. La méthode de résolution choisie est une méthode de gradients conjugués carrés (CGS - Conjugate Gradient Squared), très performante, et adaptée au stockage restreint de la matrice \mathbf{A} . Aucun préconditionnement de la matrice n'est effectué, puisque dans le cas général une seule, voire deux itérations seulement sont nécessaires pour trouver le champ solution.

Annexe C - algorithme de détection des amas

Nous utilisons un algorithme de détection des amas adapté des idées de HOSHEN et KOPELMANN, in STAUFFER et AHARONY, 1992.

Soit un réseau de sites et de liens les reliant. Chaque site possède une valeur de vérité Vrai ou Faux (figure C-1), et nous cherchons à donner à chaque site un indice caractérisant son appartenance à un amas de sites Vrais connexes (reliés par un chemin de liaisons connectant deux sites vrais). Si le site est faux, nous lui affectons la valeur d'indice 0.

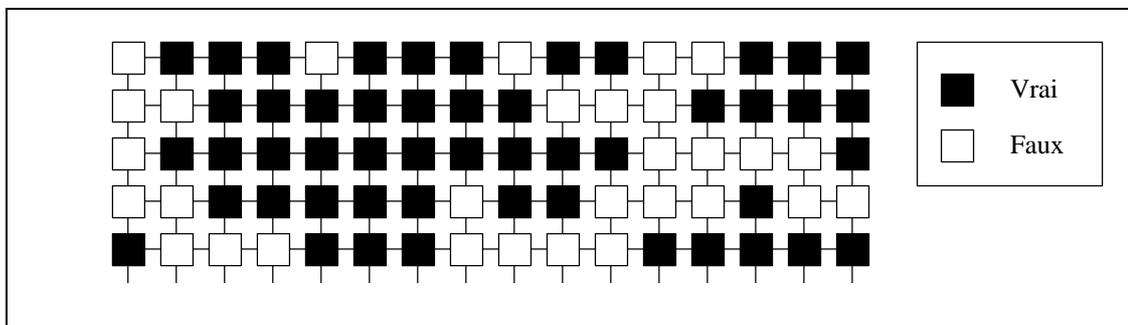


Figure C-1 Réseau de sites et de liaisons Vrais ou Faux.

Attribution des valeurs d'indice aux sites

Connaissant les valeurs de vérité des sites du réseau, nous allons le parcourir, et affecter un indice à chacun des sites.

- Si sa valeur est Faux, nous lui affectons l'indice 0;
- Si sa valeur est Vrai, nous regardons l'indice des sites voisins déjà examinés :

- a) Si chacun de ces indices est nul, nous affectons au site courant une valeur d'indice non-déjà utilisée;
- b) Si un des indices est non-nul, nous affectons comme indice au site courant cette valeur;
- c) Si plusieurs des indices sont non-nuls, et ont même valeur, nous affectons comme indice au site courant cette valeur;
- d) Si plusieurs des indices sont non-nuls, et ont des valeurs différentes, nous affectons comme indice au site courant la plus petite de ces valeurs, et retenons en mémoire que les différentes valeurs d'indice qui viennent d'intervenir caractérisent un même amas.

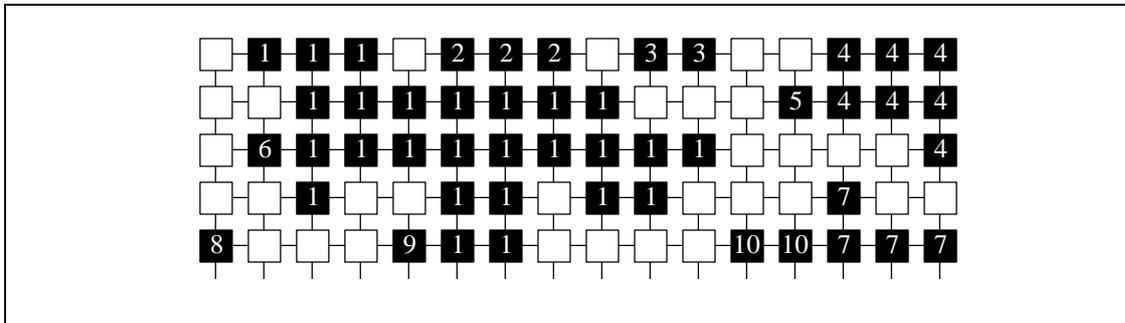


Figure C-2 Réseau de sites et de liaisons indicés.

Labelisation des indices

Pour garder en mémoire que plusieurs indices caractérisent le même amas, nous affectons à chaque indice un label.

Les labels sont manipulés dans les circonstances suivantes :

- Lors de l'utilisation d'un nouvel indice pour un site Vrai dont les voisins déjà examinés sont faux (cas a précédent): nous affectons à l'indice un label égal à la valeur de l'indice.
- Lorsque plusieurs noeuds voisins possèdent des indices différents (cas d précédent) : nous affectons comme labels à ces indices le plus petit des labels de ces indices.

Réorganisation des labels et réaffectation des valeurs d'indices

Une fois connus les indices de chaque site, et les labels de chaque indice, nous réorganisons les labels en affectant comme nouvelle valeur à chaque label la plus petite valeur non-nulle et non-utilisée par un autre label, et en déclarant non-utilisée l'ancienne valeur de ce label. Puis, nous affectons comme nouvelle valeur à chaque indice la nouvelle valeur du label le décrivant. Enfin, nous parcourons de nouveau le réseau pour affecter à chaque site la nouvelle valeur d'indice le décrivant.

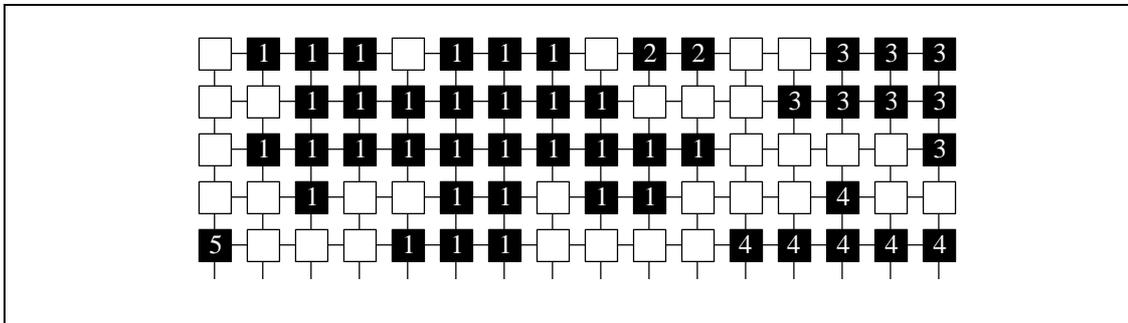


Figure C-3 Réseau de sites et de liaisons indicés et réorganisés.

RESUME

Nous présentons une étude des phénomènes de changement de phase liquide-vapeur en milieu capillaro-poreux à partir de simulations numériques sur réseaux de pores et de liaisons. Deux situations sont investiguées. Dans la première, le changement de phase, piloté par le transfert de masse en phase gazeuse, s'effectue sous les conditions de saturation. Le cas étudié correspond en fait au problème classique du séchage d'un milieu capillaro-poreux initialement complètement saturé. La seconde situation correspond à un cas où le changement de phase s'effectue à la température de saturation. Ce deuxième cas est motivé par une application particulière, l'étude des transferts couplés de chaleur et de masse au sein de la mèche d'un évaporateur capillaire.

Le simulateur-réseau tridimensionnel mis au point pour l'étude du séchage permet d'apporter un éclairage nouveau sur ce problème, principalement à partir de l'analyse de l'évolution de la structuration des phases à l'intérieur du matériau en cours de séchage. Cette analyse est effectuée dans le cadre de la théorie de la percolation d'invasion. Le cas où les effets de la gravité ne sont plus négligeables est également étudié numériquement et analysé à l'aide de la théorie de la percolation en gradient. L'effet de la viscosité de la phase liquide est analysé théoriquement à partir de la percolation en gradient. Des comparaisons avec des résultats expérimentaux sont effectuées.

Pour l'étude du cas où le changement de phase s'effectue aux conditions de température de saturation, un simulateur-réseau bidimensionnel a été mis au point. Ce simulateur permet l'analyse des transferts couplés de chaleur et de masse avec changement de phase. L'étude est principalement consacrée à l'analyse de l'effet de l'hétérogénéité de la microstructure sur le développement de la phase vapeur et sur la structure du front de changement de phase en régime stationnaire. Cette partie conduit à la proposition d'un design amélioré de la mèche de l'évaporateur en termes de système à deux couches ayant des propriétés de transfert différentes.

MOTS-CLES : MILIEU POREUX, PERCOLATION, APPROCHE RESEAU, CHANGEMENT DE PHASE, EVAPORATION, TRANSFERT DE MASSE, TRANSFERT DE CHALEUR, POMPE CAPILLAIRE.

ABSTRACT

We present a study of liquid-vapor phase change phenomena in capillary-porous materials, based on pores and throats numerical networks. Two cases are investigated. In the first one phase change, driven by mass transfer in the gas phase, takes place below the saturation conditions. Actually, this case corresponds to the classic problem of drying of a capillary-porous material initially fully saturated. The second situation corresponds to the case of a phase change occurring at the saturation temperature. This case is motivated by a specific application : the study of coupled heat and mass transfers within the wick of a capillary evaporator.

The tridimensionnal numerical network build for the study of drying is used for analysing the phase distribution evolution within the material during drying. The analysis is conducted within the framework of the invasion percolation theory. The case when gravitational effects are not negligible is also numerically studied, and analyzed by means of the gradient percolation theory. Viscous effects of the liquid phase are theoretically analysed using the gradient percolation theory. Comparisons with experimental results are conducted.

For studying the case of a phase change at saturation conditions, a two-dimensionnal numerical network was built. This simulator permits the analysis of coupled heat and mass transfers considering phase change. The study is mainly devoted to the analysis of the effects of the microstructure heterogeneities on the structure of the phase change front. This part of the study leads to the proposal of an improved design of the wick of the evaporator, as a two-layers system, each layer having different transport properties.

KEYWORDS : POROUS MEDIUM, PERCOLATION, NETWORK APPROACH, PHASE CHANGE, EVAPORATION, MASS TRANSFER, HEAT TRANSFER, CAPILLARY PUMP.