

ACTES des JMP 2003

6^{èmes} Journées Milieux Poreux
Toulouse, 12-14 Novembre 2003



PONT NEUF - PRAIRIE DES FILTRES

Organisées conjointement par

Université Paul Sabatier (UPS)

Institut National Polytechnique de Toulouse (INPT)

*Université Paul Sabatier
Département de Mécanique
118 Route de Narbonne (Rangueil)
31062 Toulouse Cedex, France.*

<http://www.jmp2003.ups-tlse.fr>



ECOLE DES MINES D'ALBI
C A R M A U X



Page blanche:

**CETTE PAGE REPRESENTE
LA PAGE "VERSO"
DE LA COUVERTURE COULEUR**

COMITES DES 6^{EMES} JOURNEES MILIEUX POREUX

Abdelkader MOJTABI – Président
mojtabi@cict.fr

Comité d'organisation et scientifique:

R. Ababou (IMFT)

S. Bories (IMFT)

P. Costeseque (Labo Minéralogie et Cristallographie)

M. Meireles (Labo de Génie Chimique)

M. Miscevic (Labo Energétique)

M.C. Mojtabi (Labo Energétique)

A. Mojtabi (IMFT)

M. Prat (IMFT)

M. Rabinowicz (CGRS)

M. Quintard (IMFT)

Ph. Schmitz (IMFT)

Comité d'accueil:

L. Bletzacker (IMFT)

Y. Pedramrazi (IMFT)

Site web:

O. Nemes (UPS)

Secrétariat:

C. Bouteillier (UPS)

Page blanche (VERSO)

PREFACE

Les *Journées Milieux Poreux* ont maintenant dix ans. Elles se sont tenues pour la première fois à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse en 1993, puis au LEPT de Bordeaux en 1995, à Paris en 1997, à Nancy en 1999, et à l'IUSTI de Marseille en 2001. Cette fois-ci, les 6^{èmes} Journées Milieux Poreux (JMP2003) se tiennent de nouveau à Toulouse, à l'Université Paul Sabatier, les 12-14 Novembre 2003.

Ces journées ont comme objectif de faire le point sur les avancées récentes dans tous les domaines de recherche concernant les milieux poreux et leurs applications telles que : piles à combustibles, stockage de déchets, filtration, biomécanique, réservoirs pétroliers, hydrologie, pollution... La liste des thèmes scientifiques retenus pour les sessions en donne un aperçu :

1. *Problèmes de changement d'échelle, milieux poreux hétérogènes*
2. *Milieux fracturés et milieux discontinus*
3. *Écoulements multiphasiques*
4. *Modélisation mathématique et numérique*
5. *Transferts thermiques*
6. *Convection thermique et thermosolutale*
7. *Transferts réactifs, précipitation dissolution*
8. *Filtration et particules*
9. *Biomécaniques et milieux biologiques*
10. *Transferts environnementaux*
11. *Problèmes non linéaires, couplés.*

Le but de ces journées est de favoriser la réflexion et les échanges entre les différents acteurs issus de l'industrie et des laboratoires de recherche travaillant sur ces thématiques. Le comité d'organisation remercie tout particulièrement les *sponsors* des ces journées (Université Paul Sabatier, Institut National Polytechnique de Toulouse, Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Conseil Régional Midi-Pyrénées, Association Française de Mécanique, Ministère de l'Education Nationale et de la Recherche) pour leur soutien financier et logistique.

Abdelkader MOJTABI
pour le *Comité d'Organisation des JMP 2003*

Page blanche (VERSO)

TABLE DES MATIERES *

Conférence d'ouverture

- Bories S.,** 1
Henry Darcy (1803-1858) : homme de science.
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT).

Conférences plénières

- Helmig R.,** 2
Flow and Transport Modelling in Geologic Porous Media.
IWS, Département Hydromécanique et Modélisation des Hydrosystèmes,
Université de Stuttgart, Allemagne.

- Descamps C.** 3
Les milieux poreux dans les matériaux à usage aérospatial.
SNECMA Propulsion Solide, Département Calcul.

Session 1: Problèmes de changements d'échelle, milieux poreux hétérogènes

- 1.1 **Belfort B., Lehmann F., Ackerer P.** 4
Comparaison entre différentes formulations de conductivité équivalente en milieu poreux non saturé
Institut de Mécanique des Fluides et des Solides de Strasbourg, France
- 1.2 **Costea D.C., Ene H.** 5
Medium Block Model for Immiscible Displacement in Naturally Fractured Reservoir
University of Pitești, Pitești, Romania Institute of Mathematics of Romanian Academy,
Bucharest, Romania
- 1.3 **Moussa K., Noetinger B., Quintard L., Ababou R.** 6
*Changement d'échelle séquentiel pour des milieux fracturés hétérogènes:
Perméabilités et coefficient d'échange matrice-fractures pour le 1er changement d'échelle.*
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Allée Prof. C. Soula, 31400 Toulouse, Institut
Français du Pétrole, 1-4 avenue de Bois préau 92852 Rueil Malmaison
- 1.4 **Lasseux D.** 7
Changement d'échelle pour le modèle d'écoulement glissant en milieu poreux
LEPT-ENSAM (UMR 8508), Esplanade des Arts et Métiers, 33405 TALENCE CEDEX
- 1.5 **Le Tronge E., Anguy Y., Sabourau O., Ahmadi A.** 8
*Apport d'algorithmes de squelettisation à la quantification de l'association entre pores
et rayons d'accès en milieu poreux.*
LEPT-ENSAM, UMR 8508, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence cedex, FRANCE

* Numérotation séquentielle : correspond aux numéros marqués au bas de la 1ère page de chaque résumé.

- 1.6 **Lewandowska J., Szymkiewicz A., Burzynski K., Vauclin M.** 9
Modélisation par homogénéisation de l'écoulement d'eau dans des sols non saturés à double porosité
Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement (LTHE) (UJF, CNRS, INPG, IRD) BP53, 38041 Grenoble Cedex 09, FRANCE
Politechnika Gdańska, Wydział Budownictwa Wodnego i Inżynierii Środowiska ulica Narutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk, POLAND
- 1.7 **Lemaire T., Moyne C., Stemmelen D., Murad M.** 10
Modélisation du comportement osmotique des milieux argileux gonflants
Laboratoire d'Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée, U.M.R. n°7563
C.N.R.S.-I.N.P.L.-U.H.P.Nancy I, 2, av. de la forêt de Haye, B.P. 160, 54504 Vandœuvre-lès-Nancy
Laboratorio Nacional de Computação Científica, Avenida Getulio Vargas 333, 25651-070 Petropolis, RJ, Brésil.
- 1.8 **Vicente J., Topin F., Daurelle J.V., Tadriss L.** 11
De la topologie aux propriétés de transport des mousses métalliques
I.U.S.T.I Marseille
- 1.9 **Sicard J., Bennacer R., Saint Ph., Chaplain V.** 12
L'identification des modèles de transport réactif et non réactif dans des milieux homogènes et des milieux multi échelles ainsi que les modèles d'adsorption sur ces milieux
ENS Cachan Paris
- 1.10 **Geindreau S.C., Auriault J.L.** 13
Magnétohydrodynamique en milieux poreux.
E3S, LGP2 Grenoble
- 1.11 **Firdaouss M., Prieur Duplessis J.** 14
Prédiction de la perméabilité de Darcy en milieux poreux périodiques anisotropes.
LIMSI-CNRS Orsay,
U. Stellenbosh, South Africa
- 1.12 **Rahli O., Miscevic M., Tadriss L.** 15
Étude des écoulements non-Darcéens en milieux fibreux.
IUSTI-UMR Marseille
Laboratoire d'Énergétique Toulouse
- 1.13 **Dañan J.F., Fernandes C.P., Paulo Cesar Philippi, Bellini da Cunha Neto J.A.** 16
Reconstitution tridimensionnelle d'un milieu poreux a partir de l'image d'une section sur la base d'un modèle de percolation multi échelle.
LTHE, BP 53, 38041 Grenoble cedex 9
LMPT, UFSC, 88040-900 Florianopolis, Santa Catarina, Brésil.

Session 2: Milieux fracturés et milieux discontinus

- 2.1 **Auradou H., Hulin J.P., Koplik D.** 17
Dispersion dans une fissure étroite
Laboratoire FAST Orsay, Institute Chemical Engineering Department New York USA
- 2.2 **Flukiger F., Plouraboue F., Crispel P., Prat M.** 18
Approche réseau en situation de percolation géométrique entre deux surfaces rugueuses en contact
IMFT Toulouse
- 2.3 **Lo Jacono D., Plouraboue F., Bergeon A.** 19
Ecoulements faiblement inertiels entre surfaces rugueuses
Laboratory of Fluid Mechanics Lausanne, IMFT Toulouse
- 2.4 **Spiller M., Ababou R., Köngeter J.** 20
Rough Fracture Flow and Head Loss Law: Single Fracture Flow Experiments and Numerical Analysis
IMFT Toulouse,
Institute of Hydraulic Engineering and Water Resources Management, Aachen University, Germany
- 2.5 **Shahidzadeh-Bonn N., Noushine Ph., Vié J., Borgotti C., Bonn D.** 21
Fracture retardée dans les milieux poreux de porosités variables
LMSGC Champs-sur-Marne
- 2.6 **d'Angelo V., Rosen M., Auradou H., Allain C., Hulin J. P.** 22
Dispersion de traceurs dans des écoulements de polymères dans des milieux poreux modèles.
Facultad de Ingenieria Buenos Aires Argentine, FAST Orsay France
- 2.7 **Chauveteau G.** 23
Lois de transport en milieu poreux établies a partir d'un MODELE réaliste de la géométrie des pores (GPT).

Session 3: Ecoulements multiphasiques

- 3.1 **Beck K., Rozenbaum O., Al-Mukhtar M.** 24
Pierres des monuments: caractérisation du milieu poreux et des propriétés de transfert hydrique
CNRS-CRMD Orléans
- 3.2 **Benard J., Eymard R., Faure P., Nicolas X.** 25
Modélisation et simulations numériques du drainage d'une colonne poreuse - comparaison avec des expériences par IRM.
- 3.3 **Bouchelaghem F.** 26
Injection of a microfine cement grout through a fine grained soil: experimental aspects
Centre de Recherche de la Matière Divisée Orléans

3.4	Jamaleddine N., Panfilov M.	27
	<i>Effets des forces capillaires dans le phénomène de dispersion diphasique</i> LEPT-ENSAM, Talence, LMDA-ISTAB Talence, ENS Geologie, Nancy	
3.5	Tournié A., Vié P., Bichon S., Rodts S., Bertrand F., Azouni A., Shahidzadeh-Bonn N.	28
	<i>Drainage dans les milieux poreux : impact du mouillage</i> LMSGC Champs sur Marne	
3.6	Noetinger B., Artus V.	29
	<i>Déplacements de fluides immiscibles en milieux poreux hétérogènes stratifiés et aléatoires.</i> Institut Français du Pétrole.	
3.7	Turnau J.-R., Fabre J.	30
	<i>Configuration d'équilibre de deux fluides dans un tube: influence du nombre de Bond et de l'angle de contact.</i> IMFT Toulouse	
Session 4: Modélisation mathématique et numérique		
4.1	Amaziane B., El Ossmani M., Serres C.	31
	<i>Numerical simulation of contaminant transport in heterogeneous porous media</i> Université PAU et Institut Radio et Sûreté Nucléaire DES - SES ID	
4.2	Choquet C.	32
	<i>Analyse d'un modèle de contamination radioactive en milieu poreux</i> Laboratoire de mathématiques appliquées, Aubières, France	
4.3	Leconte M., Talon L., Martin J., Rakotomalala N., Salin D.	33
	<i>Instabilités visqueuses en milieux poreux hétérogènes.</i> FAST Orsay	
4.4	Trégourès N., Fichot F., Duval F., Quintard M.	34
	<i>Simulation numérique du renoyage d'un lit de débris en situation d'accident grave de réacteur nucléaire.</i> Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN), St Paul Lez Durance, IMFT Toulouse	
4.5	Younes A.	35
	<i>Une méthode ELLAM en maillages variables pour la modélisation des équations de transports en milieux poreux saturés</i> Labo Génie des Procédés, La Réunion, France	
4.6	Znaidia S. F., Mzali A., Jenni Ben Nasrallah, D. Petit	36
	<i>Utilisation des techniques inverses pour la caractérisation thermo physique des matériaux poreux</i> Monastir ENSMA Poitiers	

4.7 **Daurelle J.V., Rahli O., Tadrif L., Topin F.** 37
Simulation d'empilements de fibres bidimensionnelles
I.U.S.T.I Marseille

4.8 **Richefeu V., Delenne J.-Y., El Youssofi M.S., Saix C.** 38
Retrait de déshydratation et fissuration d'un gel par une approche en éléments discrets
Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, Montpellier

4.9 **Cañamon I., Udias A., Elorza F. J., Rodriguez R.** 39
Algorithmes heuristiques pour la caractérisation géotechnique des sols sableux
Depto. Matemática Aplicada ETSI Minas, Madrid, Espagne

4.10. **Mügler C., Montarnal Ph., Dimier A.** 40
Validation d'un code de transport réactif en milieu poreux
CEA Saclay, DEN/DM2S/SFME/MTMS, 91191 Gif sur Yvette Cedex
ANDRA, Parc de la Croix Blanche, 1-7, rue Jean Monnet, 92298 Châtenay-Malabry Cedex

Session 5: Transferts thermiques

5.1 **Boukhdhir N., Baccar M., Ayadi A.** 41
Simulation du comportement thermique pariétal dans une conduite soumise à une effusion de gaz
LASEM ENIS Sfax Tunisie LRAE ENIS Sfax Tunisie

5.2 **Coquard R., Baillis D., Quenard D.** 42
Propriétés radiatives des mousses de billes cellulaires
CSTB, Saint Martin d'Hères, CETHIL, Domaine Scientifique de la Doua

5.3 **Dhahri H., Boughamoura A., Ben Nasrallah J.** 43
Effets des propriétés tectonophysiques sur le transfert de la chaleur par un écoulement pulsé dans un cylindre partiellement rempli d'un milieu poreux
Laboratoire d'Études des Systèmes Thermiques et Énergétiques, École Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Monastir, Tunisie.

5.4 **Flick D., Doursat Ch., Ben Amara S., Laguerre O., Alvarez G.** 44
Modélisation empirique des transferts thermiques dans un empilement de produits alimentaires
UMR Génie Industriel Alimentaire Cemagref-ENSIA-INAPG-INRA

5.5 **Harris S. D., Ingham D. B.** 45
Unsteady Heat Transfer in Impulsive Falkner-Skan Flows
Rock Deformation Research, School of Earth Sciences Leeds UK Department of Applied Mathematics Leeds UK

5.6 **Lux J., Gobbé C.** 46
Modélisation des propriétés thermiques d'un matériau fibreux renseignée par la morphologie de sa microstructure
LEPT-ENSAM

5.7	Oxarango L., Schmitz P., Quintard M.	47
	<i>Modélisation macroscopique de la régénération par voie thermique des filtres à particules diesel</i>	
	IMFT Toulouse	
5.8	Testu A., Didierjean S., Maillet D., Niass T.	48
	<i>Dispersion thermique en milieux poreux</i>	
	LEMETA Nancy	
5.9	Barbar Z., Tancrez M., Iocana E., Taine J.	49
	<i>Caractérisation radiative de milieux poreux. De la morphologie d'un milieu poreux à ses propriétés radiatives</i>	
	ECP Paris	
5.10	Madani B., Topin F., Tadrict L.	50
	<i>Etude expérimentale de l'ébullition convective dans les mousses métalliques</i>	
	I.U.S.T.I Marseille	
5.11	Seaug S., Boussehain R., Feidt M.	51
	<i>Modélisation des transferts de chaleur et de masse dans le générateur d'une machine à adsorption</i>	
	LEMETA, Vandoeuvre-les Nancy.	
5.12	Bernard D.	52
	<i>Utilisation de la microtomographie synchrotron pour étudier l'évolution des milieux poreux: de l'imagerie à la modélisation</i>	
	ICMCB-CNRS, Pessac, France.	
5.13	Charfi K., Safi J.	53
	<i>Étude du transfert couplé à travers une membrane poreuse</i>	
	École Nationale d'Ingénieurs de Tunis, Tunisie.	

Session 6: Convection thermique et thermosolutale

6.1	Ababou R., Pedramrazi Y., Mojtabi A.	54
	<i>Influence of vertical stochastic vibrations on convective motion in a differentially heated porous cavity under G-jitter</i>	
	IMFT Toulouse	
6.2	G. Bardan, A. Mojtabi	55
	<i>Structure poreuse saturée par un mélange binaire soumis à des vibrations</i>	
	IMFT-UPS Toulouse	
6.3	Bennacer R., Lakhal A.	56
	<i>Analyse numérique et analytique de la convection en domaine annulaire: Effet de la thermo diffusion</i>	
	LEEVAM-Univ. Cergy-Pontoise	

- 6.4 **Costeseque P., Platten J.K., Pollak T.** 57
Méthode de mesure comparée des coefficients de diffusion et de Soret en milieu poreux et en milieu libre à partir des cinétiques respectives de thermo diffusion à l'état transitoire.
Université Paul Sabatier, Toulouse III, France
Université de Mons-Hainaut, Belgique
- 6.5 **Kozak R., Saghir M. Z., Hennenberg M.** 58
Influence of Evaporation in a Liquid Layer Overlying a Porous Layer in the presence of Marangoni convection
Ryerson University, Dept of Mechanical Engineering, Toronto, On, Canada,
Universite Libre de Bruxelles, Brussels, Belgium
- 6.6 **Najjari M., Ben Nasrallah S.** 59
Convection mixte avec changement de phase dans une couche poreuse en présence de plusieurs sources thermiques.
Laboratoire d'Études des Systèmes Thermiques et Énergétiques Monastir
- 6.7 **Neculae A., Goyeau B., Gobin D.** 60
Ecoulement et transferts par convection thermosolutale dans une couche partiellement poreuse
FAST Orsay
- 6.8 **Pedramrazi Y., Maliwan K., Charrier Mojtabi M.C., Mojtabi A.** 61
A two-dimensional stability analysis of double-diffusion convective motion in porous medium under the action of mechanical vibration
UPS, UFR-MIG, Toulouse
- 6.9 **Lyubimov D., Lyubimova T., Goldobin D.** 62
Parametric instability of uniform seeping through porous medium heated from below
Perm State University Russie
- 6.10 **Galliéro G., Colombani J., Duguay B., Caltagirone J.P., Montel F.** 63
Thermodiffusion en milieu poreux par dynamique moléculaire
MASTER-ENSCP, Université de Bordeaux I
Département de Physique des matériaux, Université Claude Bernard Lyon I
Laboratoire LPCM, Université de Bordeaux I
Total-Fina-Elf EP, Pau.

Session 7: Transferts réactifs, précipitation dissolution

- 7.1 **Atteia O., Guillot de Suduiraut C.** 64
Solutions analytiques pour le transport en milieu hétérogène en présence de réactions complexes - application au cas des sites pollués
Institut EGID Bordeaux III
- 7.2 **Carcadea E., Lazar R., Varlam M.** 65
Mathematical approach of the flow processes in a fuel cell
National R&D Institute of Cryogenics and Isotopic Technologies, Vâlcea, Romania

7.3	Guillot de Suduiraut C., Atteia O.	66
	<i>Transport réactif au sein d'un pilote expérimental à l'échelle métrique</i> Institut EGID Bordeaux III	
7.4	Nadeau N., Vignoles G. L., Brauner C. M.	67
	<i>Modélisation de front de densification de milieu poreux</i> Université Bordeaux I	
7.5	Rabier C., Anguy Y., Mercet C.	68
	<i>Influence du caractère historique de la micro structure sur l'évolution du tenseur de diffusivité effective d'un milieu poreux granulaire</i> LEPT ENSAM Talence	
7.6	Magnico P.	69
	<i>Description des propriétés hydrodynamiques des réacteurs catalytiques à lit fixe présentant une forte hétérogénéité radiale.</i> LGPC Villeurbanne	
Session 8: Filtration et particules		
8.1	Benmachou K., Schmitz P., Meireles M.	70
	<i>Modélisation de la filtration d'un liquide à travers un milieu fibreux</i> IMFT Toulouse, LGC Toulouse	
8.2	Bertin H., Gharbi D., Omari A.	71
	<i>Utilisation de la gammamétrie pour la mesure du dépôt local de particules colloïdales en milieu poreux</i> LEPT ENSAM, Talence	
8.3	Clifton M.	72
	<i>Applications de la méthode de Boltzmann sur réseau au calcul de l'écoulement dans différents milieux poreux</i> LGC UPS Toulouse	
8.4	Damak K., Baccar M., Ayadi A.	73
	<i>Modélisation d'un dépôt de particules sur une surface tubulaire perméable</i> LRAE ENIS, Sfax, Tunisie, LASEM ENIS, Sfax, Tunisie	
8.5	Noel F., Schmitz P., Prat M.	74
	<i>Modélisation de l'écoulement à travers une couche de particules limitée par une paroi perforée.</i> IMFT Toulouse	
8.6	Duval H., Riviere C., Masson D., Schmitz Ph., Guillot J.B.	75
	<i>Application des gaz sur réseau à la filtration en profondeur.</i> ECOLE CENTRALE DE PARIS, - Laboratoire d'Elaboration des Matériaux IMFT, Toulouse	

- 8.7 **Soulié F., Cherblanc F., El Youssoufi M.-S., Saix C.** 76
Mécanisme de cohésion par capillarité dans les milieux poreux de type granulaire.
Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, Montpellier

Session 9: Biomécaniques et milieux biologiques

- 9.1 **Bauer D., Grebe R., Ehrlacher A.** 77
Le changement de la microcirculation suite à une irritation mécanique de la peau: le modèle
Université de Technologie de Compiègne
- 9.2 **Castets M., Lorthois S., Cassot F.** 78
Transport de l'aimantation en microcirculation sanguine: résolution du problème microscopique
IMFT Toulouse, INSERM Toulouse
- 9.3 **Cleis X., Garnier J., Lasseux D., Ahmadi A., Neitzel P.** 79
Sur un modèle macroscopique de transport lors de la croissance d'un tissu biologique
LEPT-ENSAM Talence
- 9.4 **Pédrone A., Briot J., Ambard D., Sales de Gauzy J., Sévely A., Swider P.** 80
Sensibilité aux conditions limites fluide d'un modèle éléments finis poroélastique du segment vertébral lombaire
Laboratoire de Biomécanique Toulouse CHU Purpan Toulouse
- 9.5 **Plouraboué F., Clotens P., Fonta C., Steyer A., Luwers F., Vergnes J. M.** 81
Tomographie haute résolution de réseaux vasculaires
IMFT Toulouse, INSERM Toulouse

Session 10: Transferts environnementaux

- 10.1 **Bouhlila R.** 82
Ecoulement, transport et réactions géochimiques couplés dans les milieux poreux salifères (modèles et applications)
Lab. de Modélisation en Hydraulique et Environnement, ENIT Tunis
- 10.2 **Renard Ph.** 83
Une méthode expérimentale de mesure du tenseur complet de perméabilité.
Centre d'Hydrogéologie, Université de Neuchâtel, Suisse
- 10.3 **Aharmouch A., Larabi A.** 84
A 3D finite element model for seawater intrusion in coastal aquifers
LIMEN, Ecole Mohammadia D'Ingénieurs, Université Mohammed V- Rabat
- 10.4 **Bohy M., Razakarisoa O., Schäfer G., Muntzer P., Dridi L.** 85
Caractérisation en aquifère poreux de zones sources de pollution par DNAPL à l'aide de traceurs bisolubles
Institut de Mécanique des Fluides et de Solides, Strasbourg

- 10.5 **De Carli E., Kedziorek M., Bourg A.** 86
Pilote pour représenter les prélèvements d'eau en forage de contrôle
LHGE Pau, IPRA Pau
- 10.6 **Faillat J.P., Dubearnes B., Squarcioni P.** 87
Echantillonnage représentatif d'eau en milieu poreux hétérogène saturé
Laboratoire d'hydrogéologie, ISAMOR, Champniers
- 10.7 **Hlavackova P., Fernandez A., Barna R.** 88
Méthodologie d'étude du transport des polluants à travers les milieux poreux dans le contexte de l'évaluation de l'éco-compatibilité des déchets.
LGPSD UMR 2392 CNRS, Ecole des Mines d'Albi-Carmaux,
- 10.8 **Qahman K., Larabi A.** 89
Simulation of seawater intrusion using seawat code in Khan-Younis area of the Gaza strip aquifer, Palestine
LIMEN, Ecole Mohammadia d'Ingénieurs, Rabat, Maroc
- 10.9 **Saffi M., Cheddadi A.** 90
Coefficients d'Influence Inter-Compartiments dans un Système de Nappe Semi Confinée
Ecole Supérieure de Technologie, Salé, Maroc,
Ecole Mohammadia d'Ingénieurs, Rabat, Maroc
- 10.10 **Zaïter M., Modaressi A., Gouvenot D., Esnault-Filet A.,
d'Espinose de la Caillerie J.B.** 91
Couplage Adsorption/Transport lors de la Filtration d'Eaux Contaminées à l'Arsenic
Laboratoire MSS-MAT ECP Chatenay Malabry, ESPCI Paris
- 10.11 **Ouazar D., Sekkouri I.H.** 92
An knowledge based spatial system for sea water intrusion
Ecole Mohammadia d'Ingénieurs et INRIA
- 10.12 **Pollet I., Schäfer G., Merheb F., Muntzer P.** 93
Simulation numérique de la contamination par le perchloroéthylène d'un aquifère poreux
Institut Franco-Allemand de Recherche sur l'Environnement, IMFS de Strasbourg
BURGEAP, Oberhausbergen

Session 11: Problèmes non linéaires, couplés

- 11.1 **Descamps C.** [voir CONFERENCES PLENIERES]
Les milieux poreux dans les matériaux à usage aérospatial
Département calcul, SNECMA Propulsion Solide
- 11.2 **Boscus J., Cherblanc F., Bénet J.C., Fras G.** 94
Interactions entre transport, contraintes et phénomènes électriques dans un milieu poreux déformable
Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, Université Montpellier

11.3	Fen-Chong T., Fabbri A., Guilbaud J.-P., Coussy O.	95
	<i>Détermination expérimentale et prédiction théorique de la teneur en eau liquide dans un milieu poreux gelé</i> LMSGC, Champs-sur-Marne	
11.4	Oltean C., Felder C., Panfilov M., Bues M.	96
	<i>Milieux poreux cellule Hele Shaw: analogie en terme de transport</i> ENS Géologie INPL	
11.5	Orgeas L., Gendreau C., Bloch J.F., Idris Z., Auriault J.-L., Favier D.	97
	<i>Ecoulements de fluides visqueux en loi de puissance en milieux poreux</i> CNRS INPG EFPG INPG, Grenoble.	
11.6	Mohamad A.A.	98
	<i>Non-Darcy Flow regimes in Confined Flows</i> Dept. of Mechanical and Manufacturing Engineering, Calgary	
11.7	Morosuk T., Morosuk L., Sokolovskaya V., Klimenko A.	99
	<i>An aspect of operational and maintenance cost of flowing condensers optimisation: problem of water stone layer formation.</i> Odessa State Academy of Refrigeration	
11.8	Nikulshin V., Wu C., Nikulshina V.	100
	<i>Exergy-topological approach in thermodynamic analysis and thermo economical optimisation of energy intensive systems</i> Department, Odessa National Polytechnic Univ., Odessa Department, U.S. Naval Academy, Annapolis, Energy Technology Department, Royal Institute of Technology, Stockholm	
11.9	Anfosso J., Gibiat V.	101
	<i>Expérience modèle visant à discriminer les chemins de propagation acoustique dans un empilement périodique de billes d'acier.</i> Laboratoire Ondes et Acoustique, E.S.P.C.I., Université Paris VII Laboratoire d'Acoustique de Métrologie et Instrumentation, Université Paul Sabatier, Toulouse	
11.10	Gibiat V., Ricciardi P.	102
	<i>Aérogels de silice en grains pour l'absorption acoustique</i> Laboratoire Acoustique, Métrologie et Instrumentation, Université Paul Sabatier, Toulouse III, 118 route de Narbonne, 31000 Toulouse	

Page blanche (VERSO)

Hommage à H. Darcy pour le bi-centenaire de sa naissance

HENRY DARCY (1803 –1858) HOMME DE SCIENCE.

Serge BORIES

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse

Principalement inspiré de l'éloge prononcé devant l'Académie Impériale des Sciences, Arts et Belles-Lettres de Dijon par Girard DE CAUDEMBERG*, ce texte n'a aucune prétention à l'originalité historique et à l'exhaustivité. Hommage à H. Darcy pour le bi-centenaire de sa naissance, il tente simplement d'éclairer ce point de vue *:

« M. Darcy n'a pas eu seulement pour but de résoudre d'une manière complète les questions de l'hydraulique qui se rattachent à la *pratique* ; il s'est proposé aussi d'élucider toutes celles qui intéressent la *science* seulement. » *

**Notice sur M. Henri Darcy par M. Girard DE CAUDEMBERG ; Mémoires de l'Académie Impériale des Sciences , Arts et Belles-Lettres de Dijon , p.109-143, 1858 .*

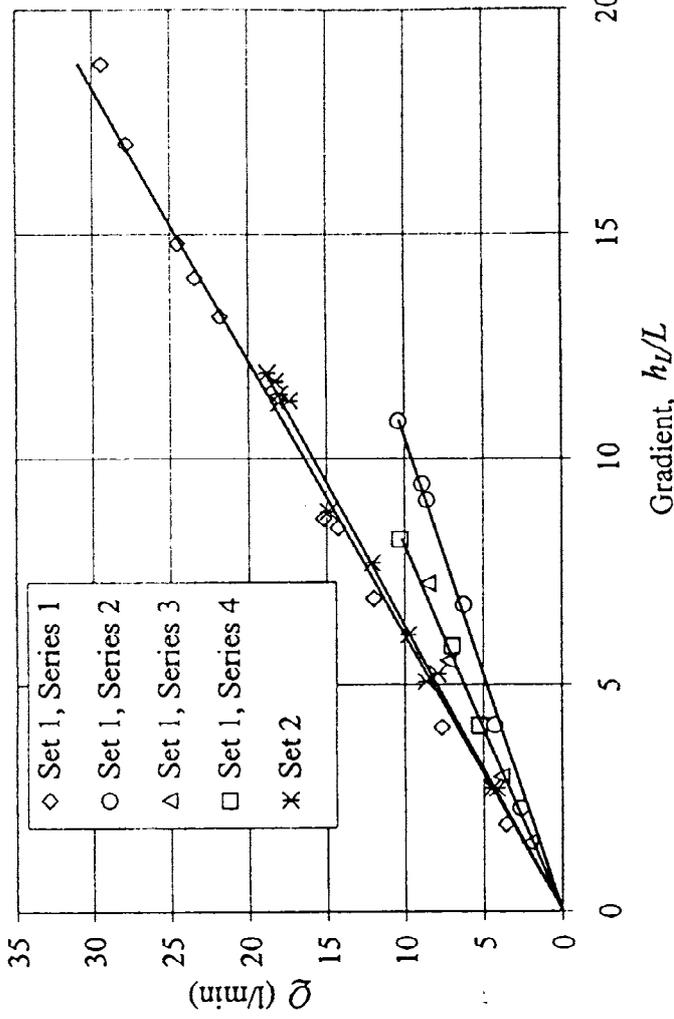
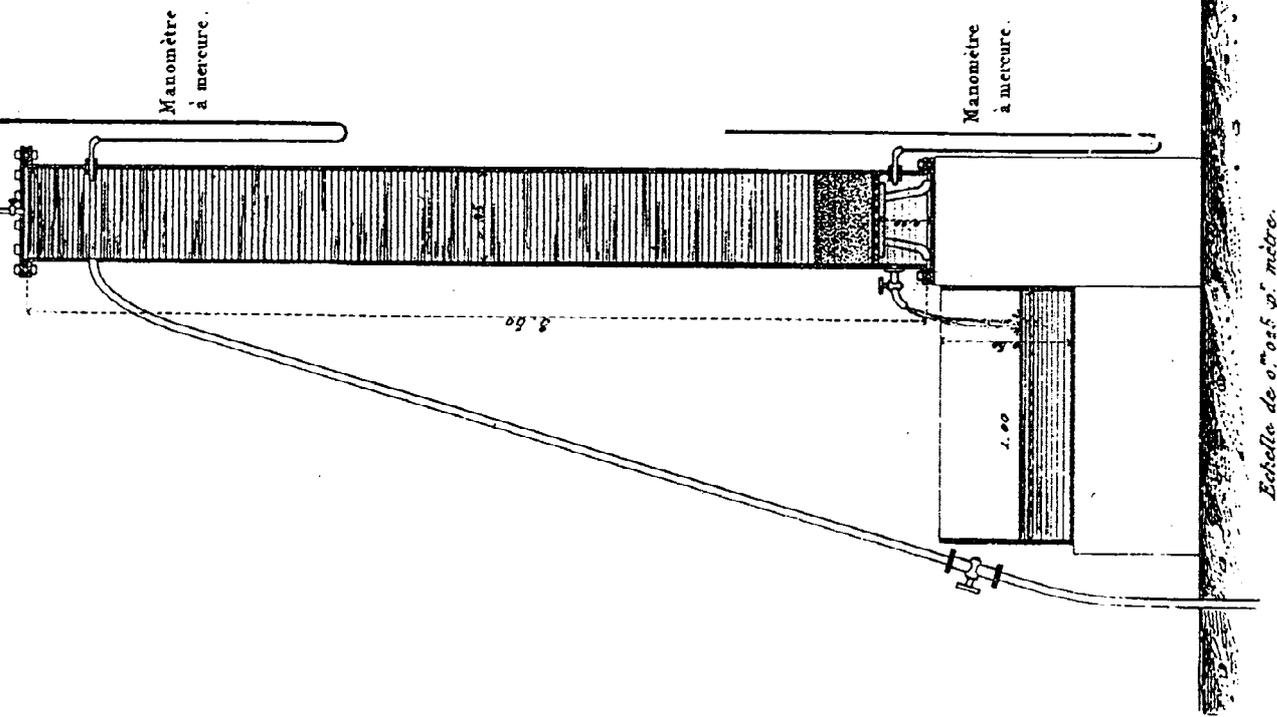
Voir, page suivante, le schéma du dispositif expérimental de Darcy et ses résultats, comprenant l'énoncé de la *loi de Darcy* : " $q = ks/e[h+e\pm h_0]$ ".

Le texte complet de cet hommage à H.Darcy pour le bi-centenaire de sa naissance est disponible sur le site web des Journées Milieux Poreux 2003, à l'adresse suivante :

<http://www.jmp2003.ups-tlse.fr>

Fig. 3.

Appareil destiné à déterminer la loi de l'écoulement de l'eau à travers le sable.



Ainsi, en appelant e l'épaisseur de la couche de sable, s sa superficie, P la pression atmosphérique, h la hauteur de l'eau sur cette couche, on aura $P + h$ pour la pression à laquelle sera soumise la base supérieure; soient, de plus, $P \pm h_0$ la pression supportée par la surface inférieure, k un coefficient dépendant de la perméabilité de la couche, q le volume débité, on a

$$q = k s/e [h + e \pm h_0] \text{ qui se réduit à } q = k s/e (h + e)$$

quand $h_0 = 0$, ou lorsque la pression sous le filtre est égale à la pression atmosphérique.

Figure 10 : Schéma du dispositif expérimental de Darcy et des résultats, comprenant l'énoncé de la loi : " $q = ks/e[h + e \pm h_0]$ ".

CONFERENCES PLENIERES

Page blanche (VERSO)

Large Modelling and Simulation of Environmental Water Problems in the Subsurface

Rainer HELMIG

IWS, Department of Hydromechanics and Modelling of Hydrosystems
University of Stuttgart, Germany

Water is of paramount social and economic value and its availability and use will considerably influence the development of our societies. Therefore, a sustainable management and protection of water in the environment is one of the key tasks of the 21st century, and numerical modelling will contribute significantly to its solution. Models bridge the gap between domains and processes. They can simulate the complex flow and transport of several fluid phases, e.g. water, NAPLs (Non-Aqueous Phase Liquids) and gas, and account for reactions between several chemical species, e.g. dissolved contaminants, nutrients.

Processes, models, sub-domains and coupling

Within a hydrosystem, different relevant processes occur within different sub-domains. These relevant processes must be considered on different space and time scales, and they require different model concepts and data. For example, it does not make sense physically nor it is efficient computationally to choose a general reactive three-phase / three-component model concept which includes all the relevant processes occurring in a system and to apply it over large space and time scales, if simpler concepts could be applied more efficiently in large parts of the domain. Therefore, different model concepts have to be chosen for different sub-domains. These model concepts for the sub-domains have to be coupled in a physically and mathematically correct way, taking the mutual interaction processes between the sub-domains into account, to obtain the desired solution for the entire domain. However, there is still a lack of efficient coupling methods for model concepts and domains.

At first, some examples

- migration and storage of greenhouse gases in the subsurface
- atomic-waste-disposal sites
- subsurface remediation with steam injection

will be used to demonstrate and motivate the necessity of coupling different model concepts and processes in the field of environmental problems.

The construction of a numerical model that is able to simulate the processes described above involves different tasks from a variety of disciplines. The tasks are now subsumed under the evolving field of *Modelling of Hydrosystems* in order to emphasise that multidisciplinary co-operation is the key to a successful simulation of these complex physical phenomena.

Multi-phase / multi-component systems

Hydrophobic fluids are immiscible with water and only slightly soluble. They are separated by a sharp interface on the microscale and form separate phases. In multi-phase / multi-component systems, the fluid phases can be made up of several components. An exchange of components between the phases is possible via several mass-transfer processes, e.g. dissolution, volatilisation, and condensation. For many multi-phase / multi-component systems, the exchange of chemical species between the fluid phases is crucial for the behaviour of the whole system because the flow of the phases is strongly affected by their composition.

Coupling, nonlinearity, and adaptive variable switching

Usually, the whole volume-coupled system is formulated for the entire solution domain. For such fully coupled systems, the same assumptions and simplifications for the model concept have to be made for the whole system. This leads to model concepts which include the whole complexity of all possible processes and phase states for the entire domain. As the phase state is variable in space and time, for example, a computationally expensive three-phase / three-component model must be chosen for the whole system even if a less expensive single-phase / three-component model would be sufficient to describe the relevant processes in wide areas of the system.

To handle such systems, an adaptive switch of the primary variables depending on the phase state is necessary if a phase totally disappears in parts of the domain. Such fully coupled model concepts for multi-phase problems result in large systems of strongly coupled non-linear PDEs which have to be solved in the entire domain. Further, numerical schemes are often only suitable for parts of the domain depending on the dominant processes. Therefore, the coupling of different model concepts will be an important step towards the predictive modelling of complex subsurface hydrosystems. A general overview of different model concepts for multi-phase / multi-component systems will be given.

In order to handle the complexity of the total modelling process a *divide-and-rule* approach has often been applied in the past. The extraction of simplified model problems and their detailed investigation certainly was a very successful approach. However, as the solution of the individual sub-problems is understood more, their interaction become more important. It can very well happen that problems encountered in later stages of the modelling process can be circumvented by a different choice at an earlier stage.

I shall present a number of different formulations for multiphase flow and transport processes. It is very important to recognise the limitations and advantages of each formulation, e.g. the phase-pressure formulation leads to difficulties in the non-linear solver if both fluids are present at residual saturation in the domain.

Finally, this presentation will point out a number of critical problems and limitations of the application of numerical model. Problems encountered by extending single processes to coupled processes will be discussed.

LES MILIEUX POREUX DANS LES MATERIAUX A USAGE AEROSPATIAL

Cédric DESCAMPS

cedric.descamps@sneema.fr Tel: 05 56 55 88 56

Département calcul, SNECMA Propulsion Solide

Sneema Propulsion Solide conçoit, développe et produit des propulseurs à propergols solides. Sneema Propulsion solide est notamment maître d'œuvre pour la réalisation des systèmes propulsifs des étages d'accélération d'Ariane V. A ce titre, pour répondre aux spécifications requises pour ces applications, Sneema Propulsion Solide a développé plusieurs classes de matériaux composites thermostrostructuraux ou ablatables, ainsi que d'élastomères chargés. Les matériaux composites thermostrostructuraux conçus par Sneema Propulsion Solide voient leur champ d'application étendu du domaine spatial à celui des moteurs aéronautiques ainsi qu'aux applications industrielles et énergétiques (turbines...). Par essence même, un matériau composite est un matériau multiphasique, chacune des phases ayant pour but de conférer des propriétés physiques au matériau final que n'auraient pas chacune des phases prises indépendamment. Il est constitué d'au moins un renfort et d'une matrice. Dans un composite de type mécanique, le rôle du renfort est d'assurer la tenue mécanique, celui de la matrice est en outre d'assurer la cohésion de l'ensemble mais également de protéger le renfort de toute agression. La matrice elle-même peut être un composé multiphasique car elle peut contenir des charges.

Il existe plusieurs grands types de matériaux composites que l'on différencie par la nature chimique de la matrice:

- Les matériaux composites à matrice métallique
- Les matériaux composites à matrice organique
- Les matériaux composites à matrice céramique
- Les matériaux élastomères, que l'on peut considérer comme "composites", du fait de l'existence de plusieurs phases (gomme et charges)

Sneema Propulsion Solide utilise les trois derniers pour ses matériaux à usage aéronautique et/ou spatial. Ces matériaux présentent généralement des porosités à plusieurs échelles. Celles-ci peuvent alors jouer un rôle à trois stades de vie du matériau composite:

1. Lors de la fabrication, par l'intermédiaire du procédé d'élaboration
2. Lors du stockage du matériau ou de la pièce
3. Lors de la phase de fonctionnement et d'utilisation du matériau

1) Elaboration des matériaux composites à renforts fibreux

La fabrication de ces composites repose sur différents procédés, dont la mise en œuvre repose schématiquement toujours sur le même principe. On part d'une préforme, constituant le renfort. Cette préforme est généralement sous la forme d'un tissu de 2D ou 3D de fibres de carbone ou de fibres céramique. Il s'agit alors de combler la porosité existant dans la préforme fibreuse avec la matrice. La porosité joue alors un rôle majeur dans la facilité de mise en œuvre du composite. Bien évidemment pour les transferts de la matrice au sein de la préforme poreuse il serait souhaitable que celle-ci soit la plus poreuse possible, ou tout du moins qu'elle offre le moins de résistance possible au transport de la matière qui conduira à la formation de la matrice. Toutefois la porosité initiale correspondant au volume finalement occupé par la matrice, celle-ci obéit plus à des critères et des spécifications quant au comportement thermique ou mécanique final du composite qu'à des règles de fabrication.

Dans le cas des matériaux composites à matrice organique, on utilise une résine organique portée en température afin de diminuer sa viscosité. Celle-ci peut imprégner des tissus 2D que l'on compacte avant de polymériser. Dans le cas de préforme tridimensionnelle, une telle méthode n'est pas envisageable et l'on doit se tourner vers des technologies de type RTM (Resin Transfer Molding) auquel cas, les problèmes de transfert de masse sont beaucoup plus aigus.

Pour les composites à matrice céramique à usage thermostructural, la problématique est légèrement différente. Les procédés utilisés sont des procédé dits CVI (Chemical Vapor Infiltration) dérivés des procédés CVD (Chemical Vapor Deposition) couramment utilisés dans l'industrie de la microélectronique. On part toujours d'une préforme fibreuse, mais le précurseur n'est plus une résine mais un mélange gazeux. L'infiltration du gaz au sein du milieu poreux est a priori plus aisée qu'une résine, toutefois, les macroporosités mises en jeu ont des tailles caractéristiques de l'ordre de 50 micromètres. Ce sont les précurseurs qui par réactions chimiques hétérogènes directement avec la préforme, vont conduire à un dépôt solide autour des fibres et donc à une diminution progressive de la porosité. La difficulté dans ces procédés de densification, ne tient pas intrinsèquement au seul transport des précurseurs, mais beaucoup plus aux effets de compétition entre phénomènes de transport et aux réactions chimiques. Généralement on constate que l'on a des effets d'appauvrissement: les gaz réagissent en périphérie de préforme et n'ont donc pas l'opportunité d'atteindre le centre de la préforme où la porosité résiduelle est plus importante. Le fait d'avoir un matériau bien densifié en périphérie défavorise également le transport vers le centre de la préforme. La maîtrise des procédés de densification est délicate car elle nécessite une bonne connaissance de l'évolution structurale du milieu poreux et des différents modes de transferts de masse (convection, diffusion de Knudsen...).

Après avoir présenté le rôle de la porosité dans l'élaboration même du matériau composite, quelques-uns des aspects et des conséquences de l'existence ou de la formation de porosités dans les matériaux à usage aérospatial pourront être évoqués.

2) Stockage des matériaux composites

Lors de la phase de stockage du matériau élaboré, ou encore de la pièce finale, certains effets comme la reprise hydrique peuvent apparaître. La porosité peut être considérée comme un défaut qui pourra en particulier exacerber ces phénomènes de reprise d'humidité. En effet, on pourra la considérer comme un passage privilégié pour les molécules gazeuses, accélérant leur diffusion au sein de la matière. Dans le cas de stockage de pièces en ambiance humide, les transferts d'humidités seront alors facilités pouvant conduire à la dégradation de matériaux sensibles à celle-ci.

3) Phase d'utilisation des matériaux

L'objectif visé lors de la fabrication est d'obtenir un matériau le plus homogène possible avec la porosité résiduelle la plus faible possible. Une porosité nulle sur l'ensemble du matériau est illusoire et économiquement non intéressante. Il s'agit donc d'avoir un niveau de porosité tel que le matériau réponde aux spécifications thermiques et mécaniques.

D'un point de vue thermique l'existence d'une porosité résiduelle modifiera les propriétés apparentes, mais surtout le comportement en ablation thermochimique du composite ainsi que sa tenue à l'érosion mécanique. Plus la densité sera faible (et donc la porosité importante), plus le comportement du matériau en tir sera dégradé.

D'un point de vue mécanique, la porosité résiduelle peut jouer un rôle, mais celui-ci n'est pas forcément bien identifié. D'une manière générale, l'influence pourra se faire sentir pour les sollicitations dans le sens orthogonal avec une chute du module élastique.

Le phénomène de reprise hydrique apparaissant lors de la phase de stockage présente des temps caractéristiques relativement longs, mais il existe également des conséquences sur une échelle de temps beaucoup plus réduite: La présence d'eau dans les porosités d'un matériau à matrice organique, soit liée aux conditions de stockage, soit au procédé de réalisation même peut conduire au cours d'un tir et lors de la montée en température du matériau à l'existence d'une surpression au sein des pores pouvant modifier le comportement thermomécanique des pièces.

Une différence importante entre les composites à matrice céramique et les composites à matrice organique, est que ces derniers ne sont pas stables en température. En effet, rapidement, la matrice organique peut se décomposer thermiquement en donnant lieu à la formation d'un résidu de pyrolyse, poreux et au dégagement de gaz de pyrolyse. Les phénomènes physico-chimiques mis en jeu sont alors complexes, puisqu'on a affaire à des transferts de chaleur et de masse dans des milieux poreux avec un matériau dégradé. Les propriétés thermiques du matériau changent d'une part du fait même de la modification de sa nature chimique, mais également du fait de la formation de porosité. La porosité formée joue alors un rôle bénéfique en favorisant l'évacuation de l'énergie en zone pyrolysée et en réduisant le flux thermique pariétal par épaissement et refroidissement de la couche limite à la surface du matériau. de l'écoulement des gaz de pyrolyse au sein même de cette porosité, emportant ainsi une part de l'énergie du matériau.

PAGE BLANCHE (VERSO)

Session 1 □

□

**CHANGEMENTS D'ECHELLES, □
MILIEUX POREUX HETEROGENES**

PAGE BLANCHE (VERSO)

Comparaison entre différentes formulations de conductivité équivalente en milieu poreux non saturé

B. Belfort, F. Lehmann et Ph. Ackerer

Institut de mécanique des fluides et des solides, UMR ULP-CNRS 7507

2 rue Bousingault - 67000 Strasbourg, France

Email : bbelfort@imfs.u-strasbg.fr

Objet L'infiltration de l'eau dans le sol ainsi que le transport de polluants constituent des axes importants de recherche dans les sciences du sol, en hydrologie, en agriculture ou en gestion des ressources. Ces phénomènes se déroulent souvent dans un premier temps dans une partie non saturée du sol, caractérisée par un milieu triphasique (air, eau et matrice poreuse) et où les phénomènes sont essentiellement régis par les forces de gravité et de capillarité. La modélisation de l'infiltration en milieu poreux non saturé peut s'opérer en trois étapes [1] : la description mathématique du processus physique étudié, la résolution numérique du problème mathématique posé et l'étude des paramètres utilisés pour décrire le milieu.

Description La description des écoulements en milieu poreux non saturé est fondée sur l'équation de Richards, résultant de la combinaison de la loi de Darcy généralisée et de la loi de conservation de la masse avec l'hypothèse d'une masse volumique constante. La forme mixte mono dimensionnelle de l'équation de Richards (faisant intervenir à la fois la teneur en eau volumique θ [$L^3.L^{-3}$] et la pression h [L]), bien que fortement non linéaire, a été retenue notamment pour sa propriété de conservation de la masse [2] et son applicabilité aux milieux poreux saturé et non saturé. La méthode des différences finies avec un schéma temporel implicite est utilisée pour discrétiser l'équation. Sa linéarisation a été réalisée avec la méthode itérative de Newton-Raphson, qui, conformément à ce que montrent diverses études [3], est plus robuste en terme de convergence et plus efficace en de temps de calcul que la méthode de Picard. La résolution de l'équation nécessite également de définir une formulation de la conductivité équivalente entre deux nœuds consécutifs du maillage. Cinq formulations (cf. tableau 1) ont été testées et comparées : les moyennes arithmétique, géométrique et harmonique, une formulation globale (associée à la transformation de Kirchhoff) et une moyenne combinée, non étudiée jusqu'ici, assurant la conservation du flux entre deux mailles consécutives.

Résultats et perspectives Les simulations concernent un milieu poreux homogène de type sableux initialement sec. Une solution de référence obtenue avec un maillage de 0,1cm et un pas de temps constant de 0,1s permet de comparer les différentes formulations, pour diverses tailles de maille. Le descriptif numérique et les paramètres du milieu sont rappelés dans le tableau 2. Une analyse d'erreurs, proposée dans le tableau 3 et fondée sur la mesure des écarts entre les pressions simulées et les pressions de référence d'une part, et les vitesses simulées à l'interface et les vitesses de référence d'autre part, complètent ce que tendent à montrer directement les représentations graphiques (cf. figures 1 et 2). La moyenne harmonique sous estime complètement l'avancée du front d'infiltration. Les autres formulations s'écartent moins de la solution de référence au cours du temps. La moyenne arithmétique, généralement utilisée dans les codes de calcul, s'avère moins précise que les autres formulations ; le front est surestimé. Indépendamment de la taille de maille, les moyennes combinée et globale minimisent l'erreur sur les vitesses. Dans un premier temps, le code de calcul sera généralisé aux milieux poreux hétérogènes, ce qui nécessite d'effectuer des adaptations des formulations proposées pour la conductivité équivalente [4]. Par la suite, ce code de calcul devrait être associé à un modèle de transport de polluants ou de détermination de paramètres par méthode inverse. En ce qui concerne le transport de soluté réactif en milieu poreux non saturé, la méthode des différences finies est souvent employé pour la résolution des termes de dispersion et de cinétique chimique [5] ; d'où la nécessité de disposer d'un code de calcul fiable, rapide et précis. Une analyse d'erreur élargie aux teneurs en eau et confrontée au temps de calcul CPU devrait permettre finalement de trouver le meilleur compromis entre justesse et rapidité.

Références

- [1] Hills R. G., Porro I., Hudson D. B. & Wierenga P. J., Modeling one-dimensional infiltration into very dry soils- 1. Model development and evaluation, *Water Resour. Res.*, 1989, **25**, 1259-1269.
- [2] Celia M. A., Bouloutas T. & Zarba R. L., A general mass-conservative numerical solution for unsaturated flow equation, *Water Resour. Res.*, July 1990, **26**, 1483-1496.
- [3] Lehmann F., Ackerer Ph., Comparaison of iterative Methods for improved solutions of the fluid flow equation in partially saturated porous media, *Transport in Porous Media*, 31: 275-292, 1998.
- [4] Romano N., Brunone B. & Santini A., Numerical analysis of one-dimensional unsaturated flow in layered soils, *Water Resour.*, 1998, **21**, 315-324.
- [5] Diaw E. H. B., Lehmann F., Ackerer Ph., Modélisation du transport d'un soluté réactif en milieu poreux non saturé, *C. R. Acad. Sci. Paris, Sciences de la Terre et des Planètes*, 333 (2001) 129-132.

Tableau 1 : Formulation des conductivités équivalentes :

Moyenne arithmétique :	$K_{arti} = \frac{K(h_i) + K(h_{i+1})}{2}$	Moyenne globale :	$K_{glob} = \frac{1}{h_{i+1} - h_i} \times \int_{h_i}^{h_{i+1}} K(h)dh$
Moyenne géométrique :	$K_{geom} = \sqrt{K(h_i) \times K(h_{i+1})}$	Moyenne combinée :	$K_{comb} = \frac{1}{2} \times \left[\frac{1}{\tilde{K}_{i+1}} + \frac{1}{\tilde{K}_i} \right]^{-1}$
Moyenne harmonique :	$K_{harm} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{K(h_i)} + \frac{1}{K(h_{i+1})} \right]^{-1}$	avec	$\tilde{K}_i = \frac{1}{h_c - h_i} \times \int_{h_i}^{h_c} K(h)dh$ et $\tilde{K}_{i+1} = \frac{1}{h_{i+1} - h_c} \times \int_{h_c}^{h_{i+1}} K(h)dh$

$k(h_j)$ désigne la conductivité hydraulique [L.T⁻¹] calculée au nœud j avec l'un des modèles classiques : modèle de Brooks-Corey Mualem, modèle de Mualem-Van Genuchten ou modèle de Brutsaert et Gardner. h_c désigne la pression calculée à l'interface entre deux mailles.

Tableau 2 : Descriptif du milieu et des conditions de simulations

Domaine	Colonne de longueur 100 cm	
Conductivité hydraulique, K(-)	Eq. 1 $K(\theta) = K_s (Se)^{L+2+\frac{2}{\lambda}}$	
Teneur en eau, $\omega(h)$	Eq. 2 $\begin{cases} Se = \frac{\theta - \theta_r}{\theta_s - \theta_r} = \frac{1}{(\alpha h)^{\lambda}} & \text{pour } \alpha h < 1 \\ Se = 1 & \text{pour } \alpha h \geq 1 \end{cases}$ Modèle de Brooks-Corey et Mualem	
Paramètres du modèle de Brooks-Corey et Mualem (Eq. 1 et Eq. 2)		
conductivité hydraulique à saturation, K_s	0.00583 cm/s	
teneur en eau à saturation, ω_s	0.417	
teneur en eau résiduelle, ω_r	0.020	
α	0.138 cm ⁻¹	
ℓ	0.592	
λ	0.5	
Conditions aux limites	Pression constante en surface : $h(t,0) = -75$ cm Pression constante au fond : $h(t,L) = -1000$ cm	
Conditions initiales	Pression constante : $h(0,z) = -1000$ cm	
Caractéristique du maillage	Maillage monodimensionnel uniforme	
Taille de maille, λz	Référence (dense) : 0.1 cm Maillage médium : 1 cm Maillage large : 2.5 cm	
Pas de temps adaptatif, λt	Référence : $\lambda t = 0.1$ s $1 \text{ s} < \lambda t < 10 \text{ s}$ (maillage médium et large)	

Figures 1 & 2 : influence de la discrétisation spatiale sur l'infiltration

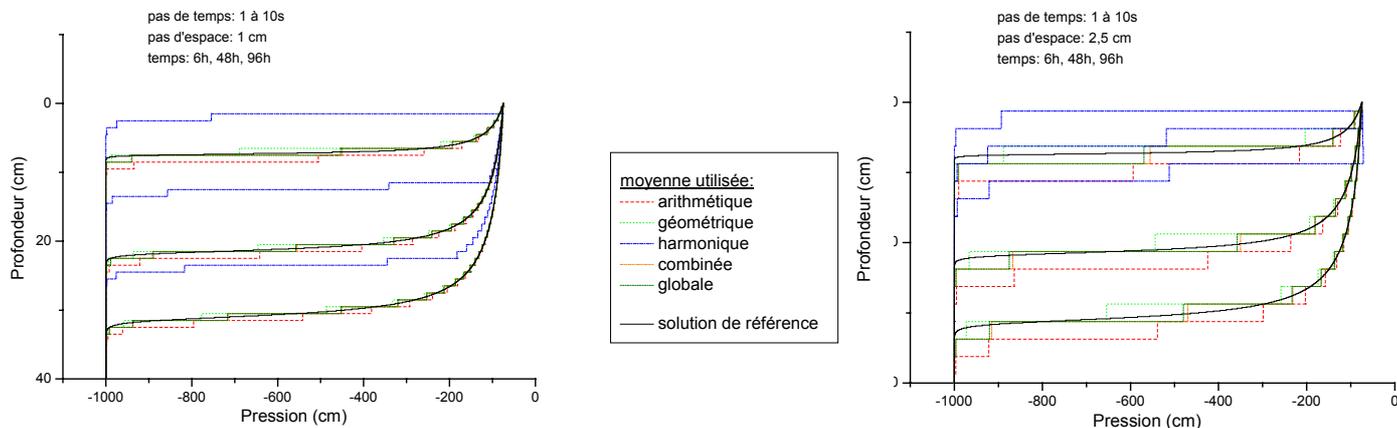


Tableau 3 : Analyse d'erreur:

Taille de maille	Moyenne utilisée	T=6h				T=48h				T=96h			
		PRESSION		VITESSE		PRESSION		VITESSE		PRESSION		VITESSE	
		Norme L1	Erreur relative										
1 cm	Arithmétique	0.86	-0.85	9.33	6.56	0.73	-0.72	2.53	1.40	0.71	-0.70	1.57	0.83
	Géométrique	0.32	0.23	6.11	-2.49	0.30	0.18	1.69	-0.47	0.32	0.18	1.10	-0.29
	Harmonique	4.72	4.71	88.30	-88.30	8.69	8.68	37.30	-30.30	7.95	7.95	21.20	-8.74
	Combinée	0.27	-0.11	4.24	-0.02	0.26	-0.05	1.46	-0.006	0.29	-0.04	1	-0.004
	globale	0.27	-0.10	4.23	-0.13	0.26	-0.04	1.46	-0.05	0.29	-0.03	1	-0.04
2.5 cm	Arithmétique	2.51	-2.48	27.30	23.80	2.49	-2.46	7.84	5.61	2.58	-2.53	4.99	3.41
	Géométrique	0.92	0.60	21.40	-10.50	0.92	0.70	5.03	-2.50	1.02	0.75	3.23	-1.46
	Harmonique	4.96	4.95	99.00	-99.00	16.60	16.60	94.30	-94.30	23.80	23.70	87.20	-87.20
	Combinée	0.98	-0.48	11.10	-0.09	0.76	-0.27	3.83	0.04	0.85	-0.25	2.53	-0.01
	globale	0.97	-0.43	11.20	-0.81	0.75	-0.21	3.83	-0.23	0.84	-0.18	2.54	-0.20

Medium Block Model for Immiscible Displacement in Naturally Fractured Reservoir

Delia- Claudia Costea

University de Pitesti, Pitesti, Romania

prof. univ. dr. Horia Ene

Institute of Mathematics of Rumanian Academy, Bucharest, Rumania

The proposed research consists of simulating a two-phase flow mixture in a naturally fractured petroleum reservoir. The fluid is assumed incompressible. Because the geometry of the fractured may determine the shape and size of the matrix blocks of the porous material, different fractures geometry will be examined in detailed. With the presence of gravity effect, the block model is called “medium Block” model.

The main objective of this paper is to present a numerical technique, which will consist of approximating the solutions of the differential systems governing the model, and to study the dependence of their solutions on a number of relevant physical parameters. The model below is best derived by the homogenization technique, beginning from a microscopic description of the flow by means of a standard immiscible model with physical parameters varying rapidly in space as a consequence of the assumed fracture structure.

We consider the case of a reservoir \tilde{U} consisting of a bounded, horizontal slab of height HT. In this model we assume that \tilde{U} possesses a fracture structure given by three families of parallel, equally spaced, planar fractures, with one family parallel to the bedding plane. Homogenization leads to a macroscopic model on a two-sheeted covering of the reservoir. Flow in the fractures will be described on one sheet (note that the flow in the fractures has been averaged by the homogenization process in such a way that it is considered to take place everywhere in the fracture sheet, not just at the physical locations of the individual fractures), the flow in the blocks is treated on the other sheet.

In the case of the “medium block” model, a block is attached to each point $x = (x_1, x_2, x_3)$ in the reservoir. The blocks are topologically disconnected from each other. The governing equation in the fracture system can be written as:

$$\Phi \frac{\partial S}{\partial t} - \nabla \cdot \left[\Lambda_w(S) \nabla \Psi_w \right] = q_{ext,w} + q_{m,w} \quad \text{for } x \in \Omega, t > 0, \quad (1)$$

$$-\nabla \cdot \left[\Lambda(S) \nabla \Psi_w + \Lambda_0(S) \nabla \Psi_c \right] = q_{ext} \quad \text{for } x \in \Omega, t > 0 \quad (2)$$

$$S = P_c^{-1} \left(\Psi_c + \left(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_w \right) g z \right) \quad (3)$$

Because of the previous assumption that the flow is incompressible the following equation must be satisfied;

$$q_{m,o} + q_{m,w} = 0 \quad (4)$$

The reservoir is assumed to have a rectangular shape, having a height of 10 meters and a length 300 meters. We assume that it is uniform in the other direction, so that the fracture calculation is two-dimensional. The bloc calculations are three-dimensional. The initial water saturation is 25%, distributed so as to be in capillary and gravitational equilibrium.

The water is injected at a uniform rate along the left side of the reservoir, oil and water are produced at the right corner; the default rate is one pore-volume each five years.

The capillary pressure functions were taken to be

$$P_c(S) = (1-S) \left\{ \mathbf{g} \left(S^{-1} - 1 \right) + \Theta \right\} \quad (5)$$

$$p_c(s) = \mathbf{a} \left\{ \left(s_0 - s + \mathbf{b} \right)^{1/2} - \mathbf{b}^{1/2} \right\} \left(s - s_{rw} \right)^{-2}$$

$$s_0 = 1 - s_{rw} \quad (6)$$

$$\mathbf{b} = s_{ro}^2 \left(s_0 - s_{rw} \right)$$

The relative permeabilities functions were taken to be

$$K_{ro}(S) = 1 - S \quad K_{rw}(S) = S \quad (7)$$

$$k_{ro}(s) = \left\{ 1 - \left(1 - s_{ro} \right)^{-1} s \right\}^{\mathbf{z}_0} \quad k_{rw}(s) = \left(1 - s_{rw} \right)^{-\mathbf{z}_w} \left(s - s_{rw} \right)^{-\mathbf{z}_w} \quad (8)$$

with $\mathbf{z}_a = 2, 3, 4$.

References

[1] JIM DOUGLAS, JR., JEFFREY L. HENSLEY, TODD ARBOGAST, PAULO JORGE S. PAES LEME, NECI P. NUNES, *Medium and Tall Block Models for Immiscible Displacement in naturally fractured reservoirs*, Technical Report #130/ August 1990, Purdue University

[2] K.AZIZ AND T.SETTARI, *Petroleum Reservoir Simulation*, Applied Science Publishers, London

[3] JACOB BEAR, *Dynamics of Fluids in Porous Media*, Elsevier, New York, 1972

[4] E. SANCHEZ-PALENCIA, *Non-homogeneous media and vibration theory*, Lecture Notes in Physics 127, Springer- Verlag, Berlin and New York, 1980

**CHANGEMENT D'ECHELLE SEQUENTIEL POUR DES MILIEUX FRACTURES HETEROGENES :
PERMEABILITES ET COEFFICIENTS D'ECHANGE MATRICE-FRACTURES
POUR LE 1^{ER} CHANGEMENT D'ECHELLE**

Moussa KFOURY^{1,2}, Benoit NETINGER¹, Michel QUINTARD², Rachid ABABOU²

¹ Institut Français du Pétrole, 1-4 avenue de Bois préau 92852 Rueil Malmaison

² Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, Allée Prof. C. Soula, 31400 Toulouse
michel.quintard@imft.fr

Dans ce travail, nous étudions le problème d'homogénéisation des équations d'écoulements monophasiques faiblement compressibles au sein des milieux fracturés hétérogènes à grande échelle. La présence de fractures crée une discontinuité des propriétés hydrauliques globales du milieu, provoque une forte localisation des écoulements et complexifie la tâche d'homogénéisation du milieu en étude.

Nous distinguons trois échelles d'observations: l'échelle locale qui correspond à l'ouverture des fractures, l'échelle intermédiaire nommée unité (sous-blocs) et l'échelle macroscopique qui correspond à un bloc du réservoir. Le passage de l'échelle locale à l'échelle du bloc de réservoir (FIG. 1) se fait par deux moyens:

1. Un changement d'échelle direct,
2. Un changement d'échelle en deux étapes passant par l'échelle des unités.

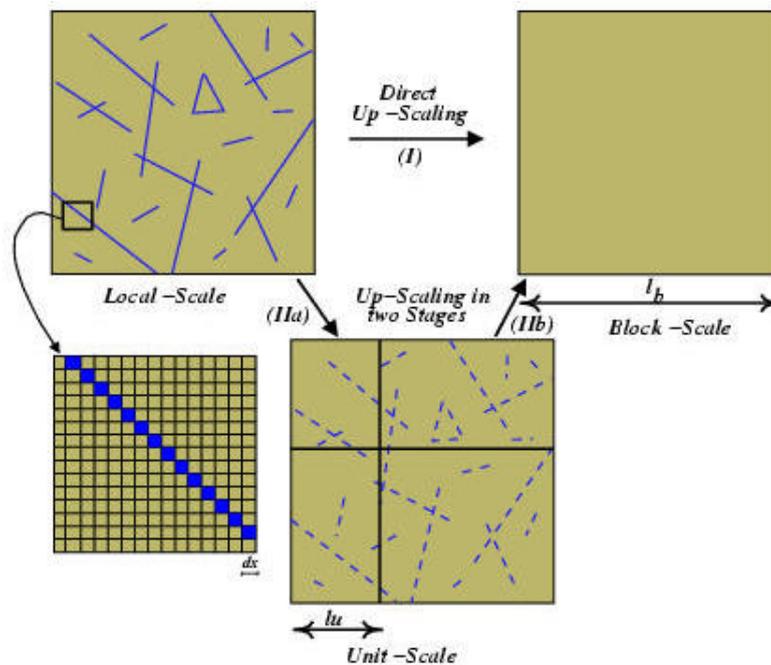


FIG. 1 - Aspects multi-échelles.

Une question se pose: Quels types d'équations de bilan à grande échelle pouvons

nous obtenir? Deux type de modèles d'écoulements sont possibles. Le modèle simple milieu ($1\phi/1K$) consiste à représenter le milieu fracturé hétérogène par un milieu homogène de perméabilité effective K . Le modèle double milieu ($2\phi/2K$) suppose que le fluide est contenu dans les régions matricielles et transporté aux puits via le réseau fracturé percolant. Ce concept a été introduit pour la première fois par *Barenblatt et Zheltov* (1960), puis développé par *Warren et Root* (1963). Le modèle double milieu est caractérisé par trois paramètres essentiels: La perméabilité équivalente du réseau de fractures, celle de la matrice et un coefficient d'échange qualifiant le transfert du fluide de la matrice vers les fractures.

Il peut s'avérer trop lourd de calculer en une seule étape les propriétés équivalentes du milieu fracturé concerné. C'est pourquoi il est apparu intéressant d'étudier la faisabilité du double changement d'échelle. A l'échelle des unités, nous récupérerons des informations sur la perméabilité de la matrice, la perméabilité du réseau de fractures et le coefficient d'échange matrice-fracture. Ces informations nous permettront de mieux comprendre notre bloc de réservoir vu à différentes échelles et de prédire le volume élémentaire représentatif (VER). Une deuxième étape consiste à moyennner le comportement des unités à l'échelle du bloc de réservoir. Ce mode de passage en deux étapes permettra d'accélérer la convergence tout en réduisant notamment le coût en mémoire et en temps de calcul.

Dans ce travail, nous mettons l'accent sur la première phase d'homogénéisation de l'échelle locale à l'échelle des unités. Et par la suite, nous établissons des cartes de perméabilités et des cartes du coefficient d'échange, en résolvant des problèmes de fermetures établis par *Quintard et Whitaker* (1996).

Références

- G.I. Barenblatt, I.P. Zheltov, and I.N. Kochina. Basic concepts in the theory of seepage of homogeneous liquids in fissured rocks. *J. Appl. Math.*, 24 :1286–1303, 1960.
- P. Landereau, B. Noetinger, and M. Quintard. Quasi-steady two-equation models for dif-fusive transport in fractured porous media : large-scale properties for densely fractured systems. *Advances in Water Resources*, 24(8) :863–876, 2001.
- M. Quintard and S. Whitaker. Transport in chemically and mechanically heterogeneous porous media i : Theoretical development of region-averaged equations for slightly com-pressible single-phase flow. *Advances in Water Resources*, 19(1) :29–47, 1996.
- M. Sahimi. *Flow and Transport in Porous Media and Fractured Rock*. VCH, 1995.
- J.E. Warren and P.J. Root. The behavior of naturally fractured reservoirs. *SPE Journal*, (3) :245–255, 1963.

Changement d'échelle pour le modèle d'écoulement glissant en milieu poreux.

Didier Lasseux

LEPT-ENSAM (UMR 8508)
Esplanade des Arts et Métiers
33405 TALENCE CEDEX
lasseux@lept-ensam.u-bordeaux.fr

Résumé

Nous présentons dans ce travail, le changement d'échelle par prise de moyenne volumique, opéré sur le problème de l'écoulement monophasique dit 'glissant' en milieu poreux homogène. Ce type d'écoulement est rencontré dès que le libre parcours moyen des molécules du fluide est de l'ordre de ou sensiblement plus grand que la taille des pores du milieu, en écoulement de gaz en particulier. En partant des équations de bilan de masse et de quantité de mouvement à l'échelle du pore auxquelles on associe une condition de glissement au premier ordre, on aboutit à un modèle macroscopique de type Darcy avec une perméabilité non intrinsèque qui pourra être comparée au résultat classique de Klinkenberg.

1. Introduction

Dans de nombreuses applications faisant intervenir des écoulements de gaz en milieux poreux (analyse de carottes pour le génie pétrolier, technique d'élaboration de matériaux par invasion en phase vapeur d'une matrice poreuse, écoulement dans les micro- ou nano-systèmes, etc.) on est souvent confronté à un effet particulier, qui, du pur point de vue de l'écoulement, est connu sous le nom d'effet Klinkenberg : la perméabilité intrinsèque du milieu doit être corrigée par un terme faisant intervenir l'inverse de la pression pour un écoulement supposé isotherme. Cet effet est une traduction d'un mécanisme microscopique de Knudsen (ou d'effusion). En effet, lorsque le libre parcours moyen des molécules du fluide (gaz) aux température et pression considérées est de l'ordre de grandeur ou légèrement supérieur à la taille caractéristique des pores, les chocs molécules/parois deviennent significatifs en comparaison des chocs intermoléculaires dans le gaz. Dans le cadre de la mécanique des milieux continus, on peut représenter ce mécanisme par une condition de glissement aux parois, que nous limiterons, ici, au premier ordre. Le passage pore-échelle de Darcy pour l'écoulement isotherme avec une condition de glissement au premier ordre a récemment été proposé dans la littérature (Skjetne and Auriault, 1999) à l'aide d'une méthode d'homogénéisation. Nous proposons ici un travail similaire à l'aide de la prise de moyenne volumique.

2. Modèle physique

Le modèle retenu est celui d'un écoulement stationnaire rampant isovolume et isotherme à l'échelle du pore. L'hypothèse du caractère isovolume de l'écoulement est justifiée dans la mesure où la pression est partout à faible variation par rapport à la pression moyenne dans le système que l'on étudie. La configuration est celle représentée sur la figure 1 où β et σ représentent les phases fluide et solide respectivement et V le volume élémentaire représentatif (VER) d'un milieu poreux homogène, volume sur lequel on cherche à moyenniser les équations de bilan de masse et de

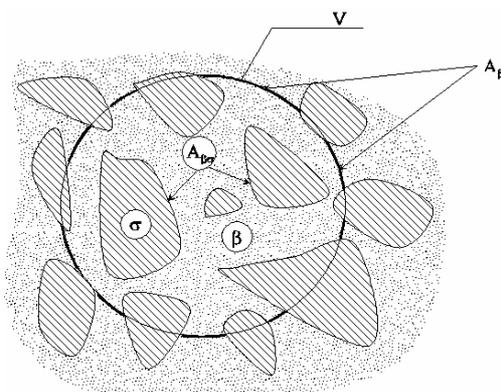


Fig. 1 VER incluant les phases fluide et solide.

quantité de mouvement à l'échelle du pore qui, compte tenu de nos hypothèses s'écrivent :

$$\nabla \cdot \mathbf{v}_\beta = 0 \quad \text{dans } V_\beta \quad (1)$$

$$0 = -\nabla p_\beta + \mu_\beta \nabla^2 \mathbf{v}_\beta \quad \text{dans } V_\beta \quad (2)$$

avec les conditions aux limites :

$$\text{C.L. 1} \quad \mathbf{v}_\beta = \xi \lambda_\beta (\mathbf{n}_{\beta\sigma} \cdot \nabla \mathbf{v}_\beta \cdot \mathbf{t}_{\beta\sigma}) \mathbf{t}_{\beta\sigma} \quad \text{sur } A_{\beta\sigma} \quad (3)$$

$$\text{C.L. 2} \quad \mathbf{v}_\beta = \mathbf{f}(\mathbf{r}, t) \quad \text{sur } A_{\beta e} \quad (4)$$

Dans ces équations, ξ représente le coefficient d'accommodation et λ_β le libre parcours moyen des molécules dans le fluide aux pressions et température considérées ; $\mathbf{n}_{\beta\sigma}$ et $\mathbf{t}_{\beta\sigma}$ sont la normale et la tangente directe unitaires à l'interface $A_{\beta\sigma}$.

On cherche donc à moyenniser ce système d'équations en utilisant la méthodologie de prise de moyenne volumique (Whitaker, 1999) et on note $\langle \varphi_\beta \rangle$ et $\langle \varphi_\beta \rangle^\beta$ les moyennes superficielle et intrinsèque de phase d'une quantité φ associée à la phase β , les deux étant proportionnelle d'un facteur de porosité ε_β .

3. Résultat

Après avoir appliqué le processus de prise de moyenne sur le système d'équations (1) à (4), on aboutit au modèle macroscopique suivant (Lasseux, 2002) :

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{v}_\beta \rangle^\beta = 0 \quad (5)$$

$$0 = -\nabla \langle p_\beta \rangle^\beta + \mu_\beta \mathbf{K}_{\beta g}^{-1} \cdot \langle \mathbf{v}_\beta \rangle \quad (6)$$

c'est à dire une forme de Darcy dans laquelle cependant, $\mathbf{K}_{\beta g}$ est un tenseur de perméabilité qui dépend implicitement de la pression et qui est donné par le problème annexe suivant sur V :

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad \text{dans } V_\beta \quad (7)$$

$$0 = -\nabla \mathbf{d} + \nabla^2 \mathbf{D} + \mathbf{I} \quad \text{dans } V_\beta \quad (8)$$

$$\text{C.L. 3} \quad \mathbf{D} + \xi \bar{\lambda}_\beta (\mathbf{n}_{\beta\sigma} \cdot \nabla \mathbf{D} \cdot \mathbf{t}_{\beta\sigma}) \mathbf{t}_{\beta\sigma} = 0 \quad \text{sur } A_{\beta\sigma} \quad (9)$$

$\bar{\lambda}_\beta$ étant le libre parcours moyen à la température considérée et à $\langle p_\beta \rangle^\beta$; \mathbf{d} et \mathbf{D} sont périodiques et :

$$\langle \mathbf{D} \rangle^\beta = \frac{\mathbf{K}_{\beta g}}{\varepsilon_\beta} \quad (10)$$

4. Conclusions et perspectives

La prise de moyenne volumique appliquée au problème de l'écoulement glissant à l'échelle du pore dans un milieu poreux homogène montre que le modèle macroscopique est une forme complexe de la loi de Darcy dans laquelle la perméabilité, comme le prévoit la correction de Klinkenberg et un résultat d'homogénéisation, dépend de la géométrie de l'espace des pores et de la pression locale. Une résolution numérique sera effectuée pour quantifier cette dépendance.

Références

- HOWES, F.A., and WHITAKER, S., 1985, The spatial averaging theorem revisited, *Chemical Engineering Science*, **40**, 1387-1392
- LASSEUX, D., 2002, An up-scaling technique applied to the "slip-flow" in porous media, *Atelier CM3D "Gaz raréfiés et rayonnement en milieu poreux"*, 6 novembre 2002, Talence.
- SKJETNE, E. and AURIAULT, J.L., 1999, Homogenization of wall-slip gas flow through porous media, *Transport in Porous Media* **36**, 293-306.
- WHITAKER, S., 1999, The method of volume averaging, Theory and applications of transport in porous media, *Kluwer Academic Publishers*.

Apport d'algorithmes de squelettisation à la quantification de l'association entre pores et rayons d'accès en milieu poreux.

Emmanuel LE TRONG, Yannick ANGUY, Olivier SABOURAU et Azita AHMADI

LEPT-ENSAM, UMR 8508, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence cedex, FRANCE
letrong@lept-ensam.u-bordeaux.fr; yannick@lept-ensam.u-bordeaux.fr

L'étude de la relation entre les propriétés de transport macroscopiques (tenseur de dispersion D^* , tenseur de perméabilité K , etc. émergeant à « l'échelle de Darcy ») et la structure sous-jacente de l'espace poreux à l'échelle microscopique (nature et répartition des interfaces microscopiques entre phases fluides et solide en présence) est une problématique difficile, notamment lié à la complexité de la microstructure des milieux poreux réels. L'étude compréhensive et prédictive de cette relation peut être largement facilitée si l'on dispose de représentations simplifiées (définies par un nombre de paramètres restreints, $P_{i=1, N}^i$) et physiquement pertinentes de la microstructure des milieux réels. A cet égard, nombre d'approches indépendantes sous-tendent qu'à l'échelle microscopique l'espace poreux de classes répandues de milieux poreux est formé de petits volumes, ou « pores », connectés par des « étranglements ». Il est ainsi classique de représenter l'espace poreux par un modèle de réseau, c'est-à-dire un graphe de sites volumiques 3D (ou « pores ») connectés par des liens (ou « étranglements »), plus simple que le milieu poreux d'origine. L'aptitude d'un modèle de réseau à représenter de manière réaliste l'espace poreux reste toutefois déterminée par l'information (les paramètres $P_{i=1, N}^i$) le définissant, le modèle de réseau restant qualitatif lorsque l'information imposée est incomplète ou qualitative ; citons par exemple les distributions de taille de pores tirées de courbes de drainage au mercure sur la base de modèles géométriques peu réalistes du point de vue topologique.

L'objectif de ce travail est de construire des modèles de réseaux plus quantitatifs à partir d'une information mesurée sur une image digitale (discrète) binaire 3D (N^3 voxels fluides ou solides) de l'espace poreux du milieu étudié (fig. 1).

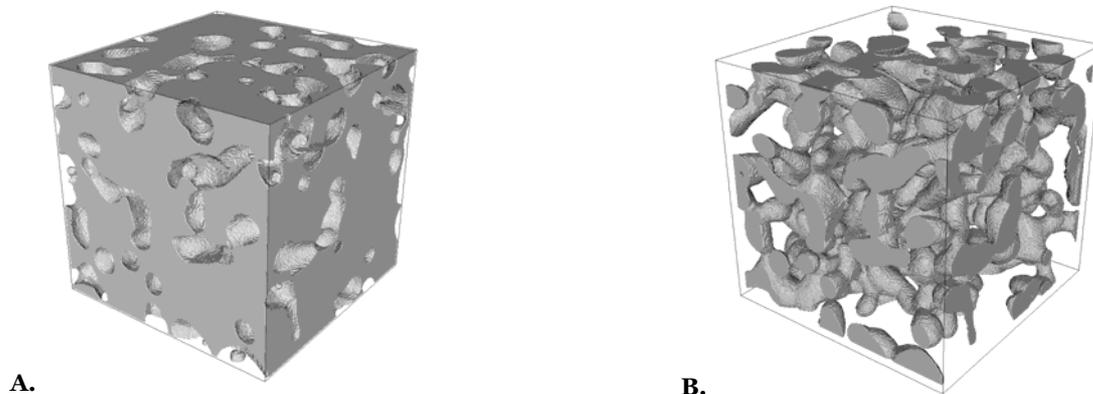


Figure 1 : Image digitale 3D d'un échantillon de neige placée gracieusement à notre disposition par Météo France, Centre d'Etudes de la Neige, St Martin d'Hères, France. **A** : phase solide. **B** : espace poreux.

Dans notre approche, le modèle de réseau est totalement décrit par 2 types de paramètres $P_{i=1,2}^i$ mesurés sur l'image disponible (fig. 1B):

- Le « **squelette** »: Le squelette d'un ensemble X (l'espace poreux) est le lieu des centres de toutes ses boules maximales (Serra, 1982). Dans ce travail, le squelette est associé à la notion voisine et plus intuitive d'amincissement selon laquelle le « squelette » peut être vue comme la ligne médiane (ou axe médian) de l'espace poreux (fig. 2). Outre un aspect plus intuitif, cette vision du squelette est adaptée à la problématique posée puisque pores et étranglements émergent alors en tant que propriétés du squelette: les noeuds topologiques de la ligne médiane sont associés aux centroides des pores, et les étranglements sont portés par les branches du squelette (voir fig. 2) ; on évite ainsi tout recours à un critère de taille forcément arbitraire pour définir les composantes élémentaires de l'espace poreux (les pores et les étranglements).

- **Caractéristiques géométriques décrivant tailles et formes des pores et étranglements:** il s'agit des caractéristiques (rayons, longueurs, etc.) d'éléments plus ou moins simples décrivant les pores et les étranglements, par exemple des sphères et des capillaires à sections cylindriques/triangulaires, respectivement. Ces caractéristiques sont identifiées localement et simplement à partir de la donnée du squelette et de l'espace poreux initial.

Dans le contexte de cette communication, nous insisterons sur une difficulté essentielle : l'obtention du squelette dans le cas digital (*i.e.* image discrète formée de *voxels* fluides ; fig. 1B) où les propriétés du squelette Euclidien ne sont pas triviales à maintenir. Nous soulignerons que le squelette digital ne peut être déterminé pratiquement qu'au sens d'un compromis entre 4 propriétés souhaitées (Serra, 1982) : 1. Ne pas modifier l'homotopie (la topologie et certaines propriétés géométriques comme les points terminaux) du milieu poreux digital initial ; 2. Être mince au sens d'une ligne d'épaisseur un *voxel* ; 3. Être centré au sens d'un axe médian ; 4. Être basé sur une distance digitale. Quelques exemples de stratégies plus moins pragmatiques mises en oeuvre pour obtenir le squelette (fig. 2 par exemple) seront présentées et justifiées dans le contexte de ce compromis.

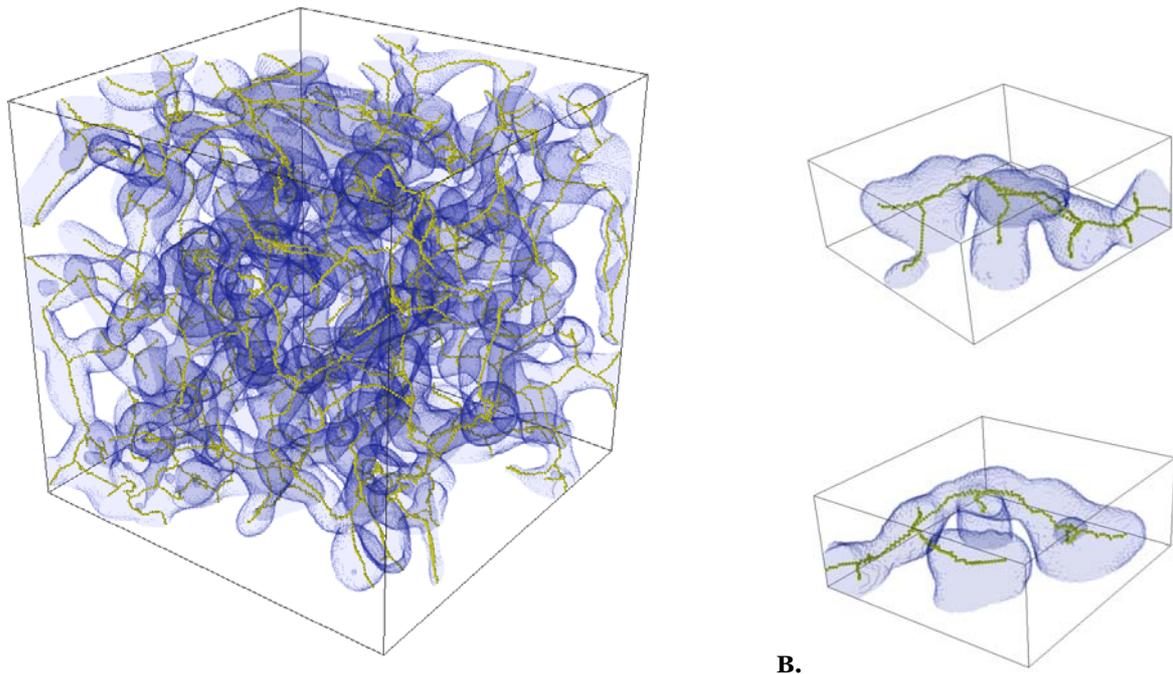


Figure 2 : **A :** « Squelette » digital de l'espace poreux discret représenté sur la fig. 1B. Le squelette est représenté par la ligne MINCE (en jaune foncé) superposée à la trace de l'espace poreux initial en filigrane (bleu ciel). L'approche retenue sur cette figure pour illustrer l'obtention du squelette implique une rétro projection en 3D selon l'idée originale de Fricout *et al.* (2002) **B :** Zoom sur une composante connexe de l'espace poreux de la fig. 1B vue de puis plusieurs angles.

A tous égards, l'approche ci-dessus a donc pour objet d'expliquer, pour un échantillon réel et observé (fig. 1), les règles contrôlant l'affectation des tailles des rayons d'accès (étranglements) aux pores adjacents; en d'autres termes, les règles contrôlant l'écoulement ou le transport.

La nature simplifiée du modèle de réseau obtenu permet en outre de calculer par des approches semi analytiques (non limitées par des contraintes de type temps CPU ou encore RAM) la propriété physique d'intérêt. Quelques exemples de propriétés physiques (tenseur de dispersion \tilde{D}^* , de perméabilité \tilde{K}) calculées par prise de moyenne volumique sur les milieux poreux discrets 3D initiaux, et leurs expressions sous forme de modèles de réseaux seront comparées afin d'évaluer d'un point de vue physique le réalisme de ce type de représentation.

REFERENCES

- FRICOUT G., CULLEN-MCEWEN L., HARPER I.S., JEULIN D. and BERTRAM J.F., 2002, A quantitative method for analyzing 3-D branching in embryonic kidneys: development of a technique and preliminary data, *IAS*, vol. 21 N°1, pp. 37-41.
 SERRA J., 1982, *Image Analysis and Mathematical Morphology*, vol. 1, Academic Press.

Modélisation par homogénéisation de l'écoulement d'eau dans des sols non saturés à double porosité

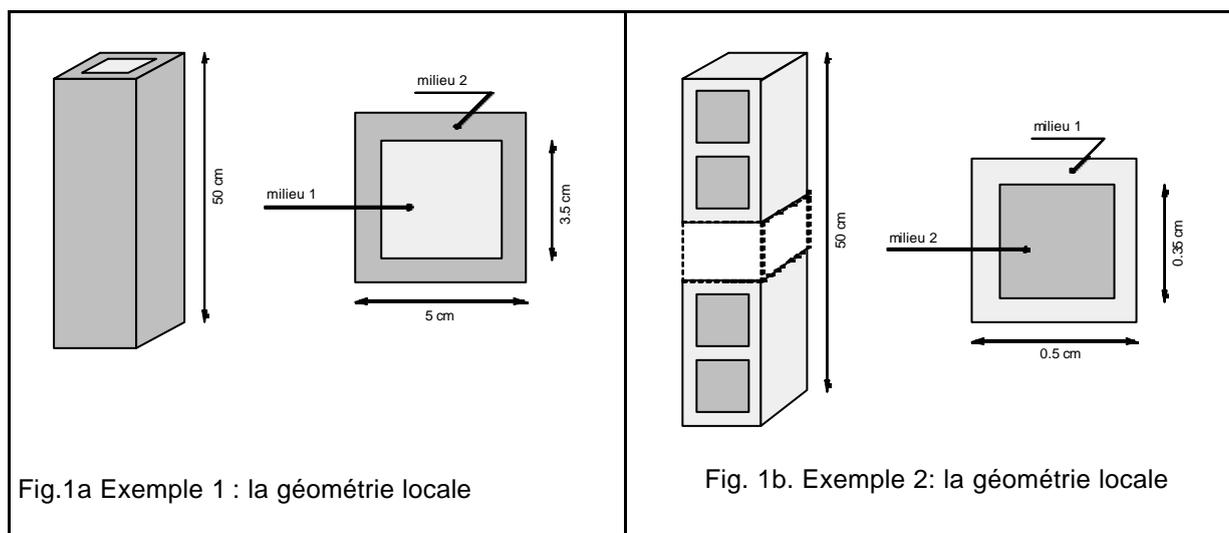
Jolanta Lewandowska¹, Adam Szymkiewicz^{1,2}, Kazimierz Burzyński² et Michel Vaucelin¹

¹Laboratoire d'étude des Transferts en Hydrologie et Environnement (LTHE) (UJF, CNRS, INPG, IRD)
BP53, 38041 Grenoble Cedex 09, FRANCE

²Politechnika Gdańska, Wydział Budownictwa Wodnego i Inżynierii Środowiska
ulica Narutowicza 11/12, 80-952 Gdańsk, POLAND

Résumé:

Les sols à double porosité sont caractérisés par la présence de deux régions distinctes aux paramètres hydrauliques très contrastés. A cause de cette structure particulière, l'écoulement d'eau dans les milieux à double porosité s'effectue dans des conditions de non équilibre local. Il est donc nécessaire d'utiliser des méthodes de modélisation mathématique d'écoulement, adaptées à ce type de milieu, afin de prendre en compte l'influence des hétérogénéités locales sur le comportement macroscopique. L'objectif de ce travail est le développement d'un modèle macroscopique d'écoulement non saturé dans un milieu poreux à double porosité, en utilisant la méthode d'homogénéisation asymptotique. Cette méthode permet d'obtenir les modèles macroscopiques et les paramètres effectifs à partir de la description du phénomène physique à l'échelle locale, sans les hypothèses auxiliaires sur la forme finale du modèle. Le domaine de validité de chaque modèle est bien défini par l'analyse des nombres adimensionnels. Dans le cas d'écoulement dans le milieu à double porosité avec non équilibre local on obtient un modèle macroscopique à une équation, avec un terme source non linéaire et la conductivité effective, définie par la solution du problème local. Un modèle numérique a été développé et implanté dans un code de calcul DPOR_1D (Fortran). Il permet la résolution de l'écoulement macroscopique 1D avec des inclusions 3D. Les résultats numériques relatifs à deux géométries sont présentés (Fig. 1). Les résultats sont comparés avec la solution « solution exacte » obtenue avec le code SWMS3D (« fine scale solution ») et au modèle de Gerke et van Genuchten (1993, 1996). Comme le montre la Fig. 2, le modèle « double porosité » DPH donne des résultats très proches de la « solution exacte » FS3D. La comparaison avec le modèle de Gerke et van Genuchten (Fig. 2 et 3) a montré que les résultats sont assez proches pour une géométrie simple (Fig. 1a) et très différents pour une géométrie plus complexe (Fig. 1b).



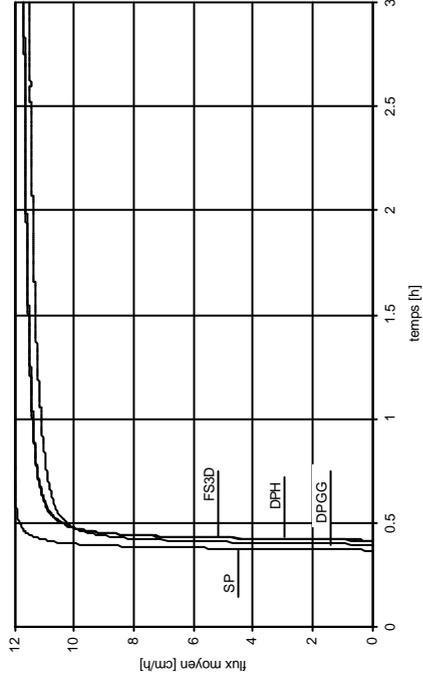


Fig. 2a Exemple 1: l'évolution du flux pour z = -50 cm

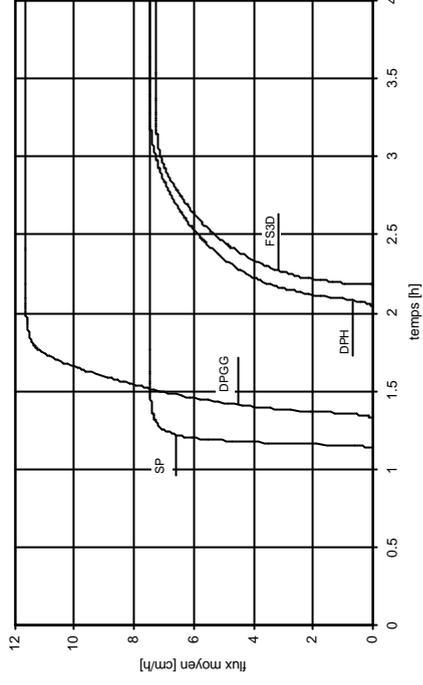


Fig. 2b Exemple 2: l'évolution du flux pour z = -50 cm

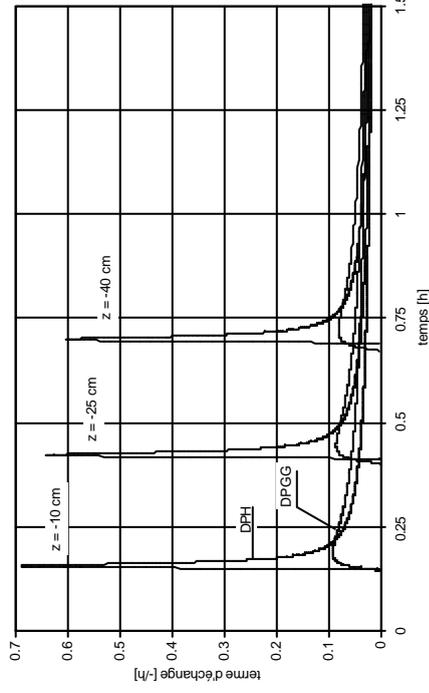


Fig. 3a Exemple 1: l'évolution du terme d'échange pour z=-10, -25 et -40 cm

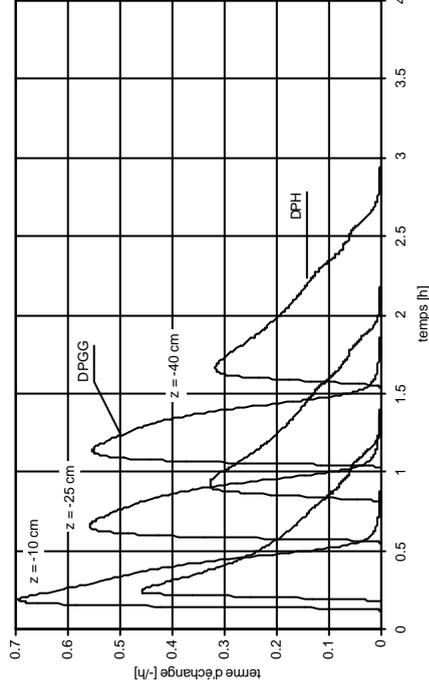


Fig. 3b Exemple 2: l'évolution du terme d'échange pour z=-10, -25 et -40 cm

Légende :

DPH = modèle « double porosity » par homogénéisation ; DPGG= modèle « dual porosity » de Gerke et van Genuchten ; SP = modèle « simple porosity » ; FS3D = « fine scale solution » en 3D

Modélisation du comportement osmotique des milieux argileux gonflants

Thibault Lemaire¹, Christian Moyne¹, Didier Stemmelen¹ et Marcio Murad²

¹Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique et Appliquée,
U.M.R. n°7563 C.N.R.S.-I.N.P.L.-U.H.P.Nancy I
2, av. de la forêt de Haye, B.P. 160, 54504 Vandœuvre-lès-Nancy

²Laboratorio Nacional de Computação Científica
Avenida Getulio Vargas 333, 25651-070 Petropolis, RJ, Brésil.

thibault.lemaire@ensem.inpl-nancy.fr

Résumé :

Nous présentons une modélisation du système « eau - particule argileuse - solution d'électrolytes » et implémentons une méthode de volumes finis pour suivre l'évolution de la concentration en sel et de la demi-hauteur interfoliaire.

1. Introduction

Au-delà des domaines traditionnels tels l'aménagement agricole, la géophysique, l'extraction pétrolière ou encore le génie civil, l'étude des milieux argileux a trouvé un nouvel horizon de développement par le biais du stockage souterrain de déchets radioactifs. Aussi, la connaissance de l'évolution structurale du sol accueillant de tels résidus est-elle essentielle. Le travail proposé ici est à mettre en relation avec cette thématique. Partant d'une modélisation basée sur une description physique des phénomènes à la micro-échelle (Moyne et Murad, 2002), nous nous proposons de suivre l'évolution temporelle d'un système « eau - particule argileuse - solution d'électrolytes ». Ainsi l'influence de la concentration du sel sur l'écoulement au sein de l'argile est mise en évidence.

2. Modèle des deux plaques en vis-à-vis

La géométrie du milieu est décrite par le modèle de deux plaques placées en vis-à-vis (Sherwood, 1994). Le transport de l'eau et des ions s'effectue dans la direction x , suivant le plan médian entre les deux plaques chargées négativement. Ces dernières sont souples et situées à $\pm h(x)$. Elles correspondent typiquement à des particules argileuses. Les équations de l'électrohydrodynamique, gouvernant le mouvement de la solution, couplées à l'équation de Gauss-Poisson, traduisant l'électrostatique locale, et aux équations de transport des espèces ioniques, permettent d'obtenir après utilisation d'une méthode d'homogénéisation par échelles multiples (Auriault, 1991) :

- l'équation de Poisson-Boltzmann pour exprimer le potentiel de double-couche,
- une version modifiée de la loi de Darcy où apparaissent trois contributions au transport : un écoulement de type Poiseuille, un terme osmotique proportionnel au gradient de la concentration en sel et un terme électro-osmotique proportionnel au gradient du potentiel d'écoulement,
- l'équilibre mécanique traduisant la correspondance entre la contrainte extérieure et les pressions du fluide et de gonflement,
- une équation de conservation de la masse fluide,
- une équation de conservation de la charge,
- une équation de conservation des ions (monovalents) en présence.

Le comportement mécanique de la partie solide est éludé en supposant les feuillets infiniment souples.

3. Résultats

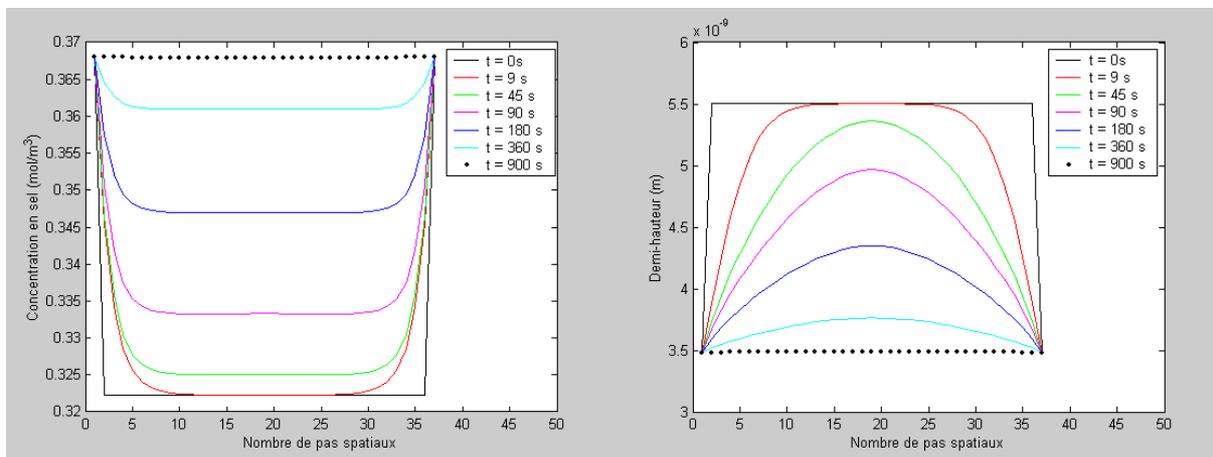
Typiquement les résultats que nous pouvons obtenir sont des évolutions temporelles des grandeurs caractérisant le système argileux.

L'utilisation des équations de conservation de la charge et de l'équilibre mécanique d'une part, l'injection de la version modifiée de la loi de Darcy dans l'équation de conservation de la masse d'autre part, nous amènent à l'étude d'un système de deux équations de diffusion-convection où les inconnues sont la demi-hauteur entre les plaques solides $h(x)$ et la concentration du bulk $n_b(x)$.

Nous utilisons une méthode de volumes finis purement implicite pour résoudre le problème et appliquons des conditions de type Dirichlet de chaque côté de la particule. Les figures 1a) et 1b) présentent un tel cas d'étude. Les caractéristiques choisies pour l'argile (densité surfacique de charge du feuillet solide, échelles géométriques...) sont de l'ordre de celles données dans la littérature pour les smectites. La figure 1a) montre de quelle manière la concentration retourne à l'état d'équilibre suite à une perturbation. Chaque courbe indique le profil de concentration en sel calculé à un temps donné, jusqu'à retrouver un état d'équilibre au bout de 900s. La figure 1b) présente l'évolution simultanée de la demi-hauteur interfoliaire.

4. Conclusion et perspectives

Il nous est possible de suivre les évolutions des paramètres du milieu (concentration du sel, demi-hauteur inter-feuillets) au cours du temps dans le cas d'une particule simple. L'étape suivante consiste à se donner une géométrie plus réaliste du milieu. La structure alvéolaire des milieux argileux est celle envisagée. Nous projetons d'étudier l'argile comme un réseau de poches d'eau (ou bulks) reliées entre elles par des microcanaux. Les transferts au sein de ces derniers pourront être traités directement au moyen de l'outil numérique présenté ici, tandis que les transferts dans les poches seront traités parallèlement.



Figures 1a et 1b : Evolution pour des conditions identiques aux bords le long de la particule d'étude de : a) la concentration en sel, b) la demi-hauteur entre les feuillets. La longueur de la particule est ici fixée arbitrairement à 200 microns.

Références

- Auriault J.L., 1991, *Heterogeneous media: Is an Equivalent Homogeneous Description Always Possible ?*, Int. J. Engng Sci., Vol. 29, pp. 785-795.
- Moyne C. and Murad M.A., 2002, *Electro-chemo-mechanical couplings in swelling clays derived from a micro/macro-homogenization procedure*, Int. J. of Solids and Structures, vol. 39, pp. 6159-6190.
- Sherwood J.D., 1994, *A model for the Flow of Water and Ions into Swelling Shale*, Langmuir, Vol. 10, No. 7, pp. 2480-2486.

De la topologie aux propriétés de transport des mousses métalliques

J. Vicente, F. Topin, J. V. Daurelle, L. Tadrist

Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille : Laboratoire I.U.S.T.I
CNRS- UMR 6595 Université de Provence – Technopôle de Château-Gombert
5, Rue Enrico Fermi 13453 Marseille Cedex 13 – France

La maîtrise de la texture des matériaux poreux utilisés pour l'optimisation des échangeurs de chaleurs compacts et multifonctionnels représente un enjeu technologique important. Pour optimiser les textures de ces milieux il est essentiel de comprendre l'impact, à l'échelle du pore, de la structure de la matrice solide sur les propriétés macroscopiques de transport.

Nous réalisons un outil d'exploration morphologique 3D des mousses à partir de l'analyse systématique de coupes sérielles obtenues par tomographie X. Cet outil assure les fonctions de visualisation, d'extraction d'éléments structurants et de mesures géométriques. La fonction de visualisation directe des données brutes et des informations extraites est critique pour la mise en place et l'évaluation des méthodes de traitement.

Des méthodes spécifiques, de filtrage et de seuillage sur les coupes sérielles ainsi que de tessellation (marching cube) nous permettent d'accéder à la représentation de la mousse en voxels et en éléments de surfaces. Nous en déduisons directement des grandeurs telles que la surface spécifique de la matrice solide ou la porosité. Les diamètres de brins et de pores ainsi que le grade sont déterminés en 2D (traitement des coupes) et corrélés aux mesures obtenues en 3D par des méthodes de type sphères incluses. Ceci nous permet de comparer les données obtenues aux résultats de la littérature et valider notre approche. Cependant, ces paramètres géométriques se corrélaient mal avec les propriétés de transport mesurées expérimentalement.

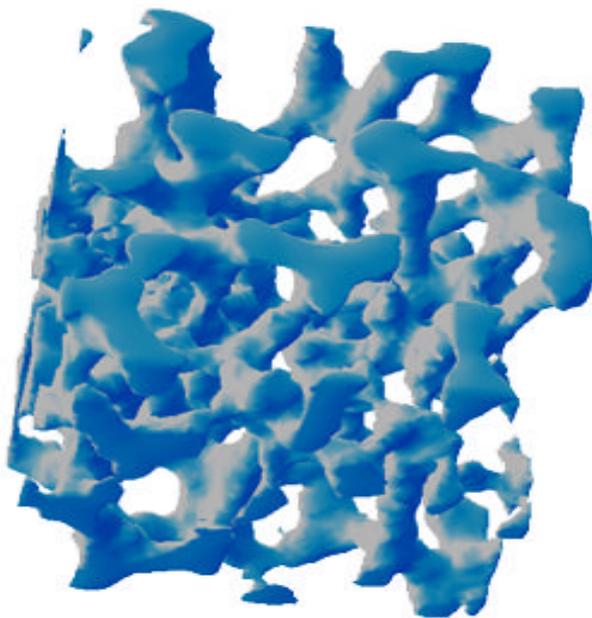
Pour comprendre l'impact de la texture des mousses sur leurs propriétés de transport, nous étudions plus précisément leur structure topologique. Les méthodes mises en œuvre s'appuient sur des techniques de morphologie mathématique et de squelettisation 3D. L'extraction et la reconnaissance automatique des éléments structurants tel que les nœuds et les brins constituent la base de l'analyse de la structure. En effet, l'identification et la localisation tridimensionnelle de nœuds, de brins (ou d'autres éléments) et des connections entre eux permet d'accéder directement à des caractéristiques géométriques jusqu'ici difficilement quantifiables. Nous envisageons notamment le calcul des distributions des orientations des brins, la mise en évidence de plans orientés dans la structure... La schématisation structurelle nous permet d'accéder à la distribution spatiale dans l'échantillon des informations géométriques et de mettre en évidence les fréquences spatiales de singularités (constrictions, points anguleux ...).

Nous développons une approche complémentaire basée sur des techniques de lancer de rayons ou de billes dans le réseau. Nous essayons de mesurer des propriétés géométriques de la matrice solide plus directement liées aux phénomènes de transport. Ainsi, l'étude des trajectoires de rayons ou de la distribution des temps de séjour dans la structure nous donnera accès à des grandeurs telles que la transparence, le libre parcours, la tortuosité et/ou l'existence de chemins préférentiels.

Nous relierons la topologie aux propriétés de transport déterminées expérimentalement pour quelques cas de références. La simulation numérique des transferts de chaleur et des écoulements nous permet de réaliser des études systématiques sur l'impact de la géométrie.

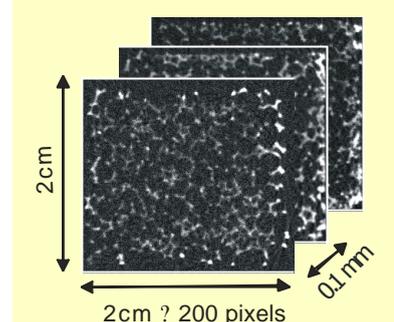
Nous ferons varier les paramètres soit par transformation topologique directe du maillage initial (homothéties, étirements,...), soit à partir de maillages déduits de la schématisation structurale. Nous testons ainsi individuellement l'influence d'autres paramètres comme la forme des brins (section triangulaire, circulaire, etc..)

Nous définissons des indicateurs structurels caractérisant la topologie de ces matériaux. Nous les corrélons ensuite aux propriétés d'écoulement et de transfert à l'échelle macroscopique (conductivité équivalente, perméabilité, passabilité, coefficient d'échange entre les phases) déduites de la modélisation à l'échelle du pore et/ou d'expériences spécifiques. L'objectif final est de pouvoir proposer des textures de matériaux présentant des propriétés de transport choisies.

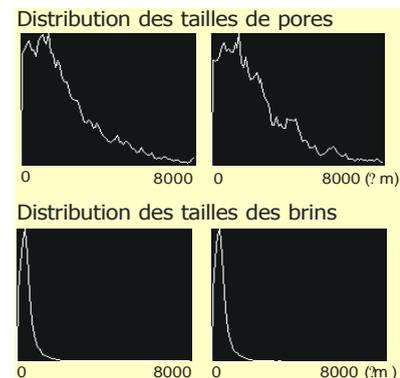


Reconstruction 3D d'une mousse de cuivre 10 PPI

Echantillon de mousse : 20x20x7 mm



Coupes sérielles (Tomographie X)



Références :

R. Garcia-Gonzales, C. Monnereau, J.F. Thovert, P. M. Adler, M. Vignes-Adler "Conductivity of Real foams". Colloids and Surfaces A: Physicochem. Eng. Aspects, n° 151, 497-503, 1999.

K. Boomsma, D. Poulikakis "On the effective thermal conductivity of a three-dimensionally structured fluid-saturated metal foam". Int. Journal of Heat and Mass Transfer, n° 44, 827-836, 2001.

Bhattacharya A., Calmidi V.V., Mahajan R.L., "Thermo-physical Properties of High Porosity Metal Foams", Int. J. Heat Mass Transfer, 45, pp. 1017-1031, (2002).

B. Madani, F. Topin, L. Tadrist «Caractérisation expérimentale des transferts dans les mousses métalliques»; Congrès de la SFT 03, Grenoble, 3-6 Juin 2003.

J.V. Daurelle, L. Tadrist, F. Topin, J. Vicente «De la microstructure aux propriétés effectives des mousses métalliques», Journée SFT «Mousses», Paris, 28 Mars 2003

Transport réactif en milieu poreux multiéchelle

Etude expérimentale - Modélisation

J. Sicard*, R. Bennacer**, Ph. Saint, V. Chaplain***

*LMT – ENS de Cachan, 94235 Cachan, France

**IUP génie civil, Université de Cergy-Pontoise – 95031

*** INRA Versailles, France

Résumé

Les propriétés de transport et les cinétiques d'adsorption des matériaux poreux à plusieurs échelles de porosité, comme les sols, diffèrent très sensiblement de celles des milieux à porosité unique. Pour étudier ce phénomène dans le cas du lindane un milieu poreux multiéchelle modèle a été réalisé ; une campagne d'essais en batch et sur colonnes a été menée sur des milieux poreux homogènes et multiéchelles, réactifs et non réactifs. Des modèles de comportement ont été identifiés.

Introduction

Il existe de nombreux modèles qui permettent de décrire les transports réactifs (et non réactifs) dans les milieux poreux homogènes et à porosité uniforme. Dans les sols dont la granulométrie est très étalée, les propriétés varient d'un endroit à un autre. Dans les zones où la concentration en fines particules est importante la vitesse du fluide est très faible tandis que la réactivité entre la solution et les grains est intense, notamment à cause de l'augmentation de la surface spécifique. La migration de l'eau dans la macroporosité se fait plus facilement. Cette étude a permis d'analyser finement ces mécanismes à partir d'essais en batch et sur colonne sur un milieu multiéchelle modèle, conçu et réalisé en laboratoire. Une campagne expérimentale importante a été menée. Dans un deuxième temps les nombreux résultats expérimentaux obtenus ont permis d'identifier des modèles d'adsorption (isothermes et cinétiques) et de transport réactif adaptés¹.

Matériaux et essais

Des essais en batch et sur colonnes ont été réalisés sur un sable siliceux normalisé de diamètre 200 μm et sur le matériau modèle mis au point et réalisé en laboratoire, avec des solutions réactives et non réactives.

Le milieu poreux modèle est constitué de grains du sable siliceux normalisé sur lequel ont été déposées alternativement des couches de microbilles de silice recouvertes de polymères anioniques et cationiques. Ce processus délicat permet d'obtenir une surface externe microporeuse réactive dont on contrôle les propriétés physicochimiques tout en multipliant la surface d'échange.

Un milieu poreux a été réalisé avec des microbilles pleines, ce qui permet d'obtenir deux échelles de porosité. L'utilisation de microbilles poreuses a permis d'obtenir un milieu à 3 échelles de porosité. On obtient ainsi des surfaces spécifiques de 15 et 27 m^2/g .

Les types d'essais réalisés (batch et colonnes) sont :

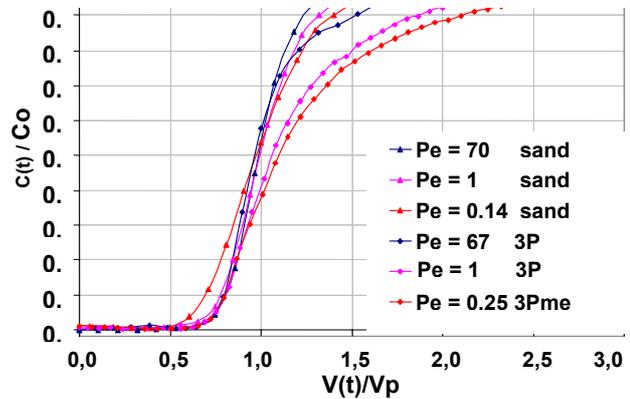
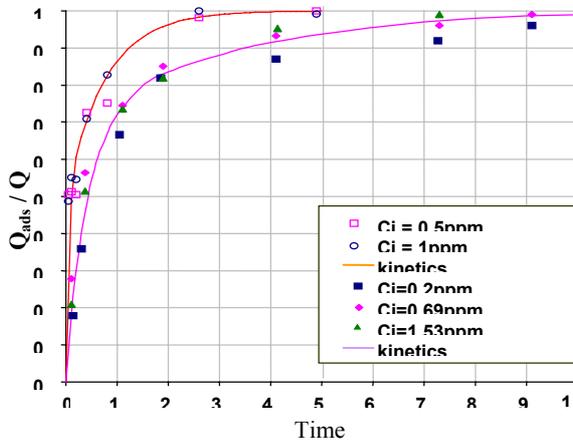
- Transport non réactif sur sable normalisé (fluorescéine) ;
- Transport réactif sur sable normalisé (Nile blue) ;
- Transport non réactif sur milieu modèle (eau tritiée) ;
- Transport réactif sur milieu modèle (lindane radioactif) ;

Résultats

¹ Certains aspects expérimentaux de ce travail ont été présentés lors des 3^{èmes} journées d'étude sur les milieux poreux. L'accent est mis ici sur la modélisation et l'identification de modèles de comportement.

Les essais réalisés sur le sable et sur les microbilles de silice non recouvertes montrent une absence totale de réactivité du lindane sur le sable et les microbilles de silice. Ceci justifie la procédure expérimentale de « chargement » des microbilles de silice pour les rendre réactives grâce à des dépôts de couches de polymères en surface.

Les cinétiques d'adsorption du lindane sur les silices chargées sont très bien décrites par des modèles à deux constantes de temps.

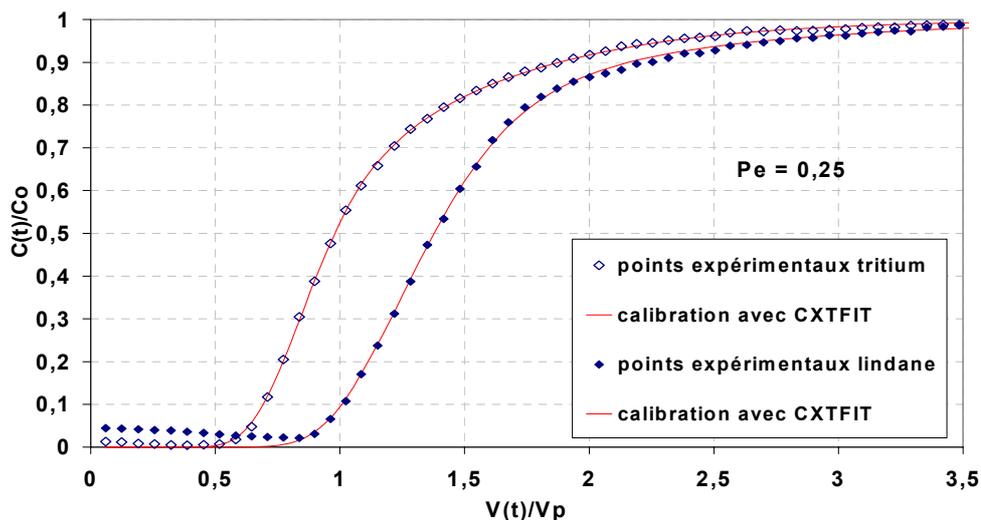


Les courbes d'élution de tritium (non réactif) sur les milieux à double et à triple porosité montrent une dissymétrie prononcée (courbes non gaussiennes) avec une fin d'élution très étirée correspondant au temps d'accès aux différentes échelles de la microporosité.

Modélisation – Identification

Les modèles classiques avec effet retard ne peuvent en aucun cas correspondre aux courbes d'élution obtenues. Le transport « hors équilibre » peut être représenté par un non équilibre physique (modèle à deux zones : mobile et immobile) ou par un non équilibre physico-chimique (modèle à deux sites d'adsorption). Ces deux modèles ont la même forme mathématique.

Ces modèles ont été simulés avec des jeux de paramètres variables. L'optimisation de ces simulations (par le biais de la variations des paramètres du modèle) a été réalisée grâce au code « CXTFIT » qui repose sur la méthode de Marquardt (1963).



Les résultats obtenus par la simulation optimisée correspondent exactement aux résultats expérimentaux, ce qui montre la qualité du modèle pour ce type de milieu fortement hétérogène.

Il reste cependant à déterminer s'il est possible d'obtenir a priori les paramètres du modèle à partir des caractéristiques physiques et chimiques du milieu hétérogène et des espèces en présence.

Magnétohydrodynamique en milieux poreux

C. Geindreau & J.-L. Auriault

Laboratoire "Sols, Solides, Structures" (3S)

UJF, INPG, UMR 5521 CNRS, BP 53X 38041 Grenoble Cedex 09, France.

Christian.Geindreau@hmg.inpg.fr, Jean-Louis.Auriault@hmg.inpg.fr

L'étude de l'écoulement de fluide conducteur en milieu poreux sous champ magnétique présente un intérêt particulier en métallurgie et dans le domaine du nucléaire. En métallurgie, par exemple, un champ magnétique permanent est parfois appliqué au cours de la solidification d'un alliage afin de diminuer l'intensité des écoulements convectifs entre les dendrites, i.e. dans le milieu poreux. Cette technique permet de réduire les phénomènes de micro et macro ségrégation qui sont à l'origine des défauts dans le produit final.

En l'absence de champ magnétique et en repère galiléen, l'écoulement lent d'un fluide newtonien en milieu poreux peut être décrit à l'échelle macroscopique par la loi de Darcy. Dans ce cas, le tenseur de perméabilité du milieu poreux est symétrique et positif. Lorsque ce même type d'écoulement a lieu en présence d'un champ magnétique, on peut montrer par changement d'échelles (Geindreau & Auriault, 2002) que, pour un nombre de Hartmann fini, i.e $\varepsilon \ll Ha \ll \varepsilon^{-1}$ où ε caractérise la séparation d'échelle, l'écoulement est décrit par :

$$\nabla \times \langle \mathbf{H} \rangle = \mathbf{0} \text{ avec } \langle \mathbf{H} \rangle = -\nabla \psi, \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{B} \rangle = 0 \text{ avec } \langle \mathbf{B} \rangle = \boldsymbol{\mu}^{*\text{eff}} \langle \mathbf{H} \rangle, \quad (2)$$

$$\nabla \times \langle \mathbf{E} \rangle = \mathbf{0}, \text{ avec } \langle \mathbf{E} \rangle = -\nabla V, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{J} \rangle = 0 \text{ avec } \langle \mathbf{J} \rangle = -\boldsymbol{\sigma}^{\text{eff}} \nabla V - \boldsymbol{\eta}^{\text{eff}} \nabla p, \quad (4)$$

$$\nabla \cdot \langle \mathbf{v} \rangle = 0 \text{ avec } \langle \mathbf{v} \rangle = -K \nabla p - \boldsymbol{\chi}^{\text{eff}} \nabla V, \quad (5)$$

où \mathbf{H} est le champ magnétique associé au potentiel ψ , \mathbf{B} est l'induction magnétique, \mathbf{E} est le champ électrique associé au potentiel électrique V , \mathbf{J} est la densité de courant, $\boldsymbol{\mu}^{*\text{eff}}$ est la perméabilité magnétique effective, K est la perméabilité, $\boldsymbol{\sigma}^{\text{eff}}$ est la conductivité électrique effective, $\boldsymbol{\chi}^{\text{eff}}$ est la conductivité électro-osmotique et $\boldsymbol{\eta}^{\text{eff}}$ est la conductivité électrique effective associée au gradient de pression ∇p . L'écoulement est décrit par deux lois d'écoulement hydraulique et électrique couplées entre les gradients de pression ∇p et du potentiel électrique ∇V . Le nombre de Reynolds magnétique est supposé petit, par conséquent le champ magnétique macroscopique est décrit par une équation indépendante.

Les coefficients effectifs K , $\boldsymbol{\sigma}^{\text{eff}}$, $\boldsymbol{\chi}^{\text{eff}}$ et $\boldsymbol{\eta}^{\text{eff}}$ dépendent fortement du champ magnétique. Malgré cela, le tenseur de perméabilité K est positif et symétrique ainsi que le tenseur de conductivité $\boldsymbol{\sigma}^{\text{eff}}$:

$$K_{pq}(\langle \mathbf{B} \rangle) = K_{qp}(\langle \mathbf{B} \rangle), \quad \sigma_{pq}^{\text{eff}}(\langle \mathbf{B} \rangle) = \sigma_{qp}^{\text{eff}}(\langle \mathbf{B} \rangle). \quad (6)$$

D'autre part, on peut montrer que les coefficients effectifs vérifient les relations classiques d'Onsager (de Groot & P. Mazur, 1969). En particulier, le tenseur de perméabilité K et la conductivité effective $\boldsymbol{\sigma}^{\text{eff}}$ vérifient :

$$K_{pq}(-\langle \mathbf{B} \rangle) = K_{qp}(\langle \mathbf{B} \rangle), \quad \sigma_{pq}^{\text{eff}}(-\langle \mathbf{B} \rangle) = \sigma_{qp}^{\text{eff}}(\langle \mathbf{B} \rangle). \quad (7)$$

Ces relations caractérisent l'analogie de l'effet Hall pour la perméabilité et l'effet Hall respectivement. Les relations (6) and (7) montrent que K et $\boldsymbol{\sigma}^{\text{eff}}$ sont des fonctions paires de l'induction magnétique $\langle \mathbf{B} \rangle$. D'autre part, le couplage entre les deux lois d'écoulement hydraulique et électrique est caractérisé par,

$$\eta_{pq}^{\text{eff}} = -\chi_{qp}^{\text{eff}}, \quad \chi^{\text{eff}}(\langle \mathbf{B} \rangle) = -\chi^{\text{eff}}(-\langle \mathbf{B} \rangle), \quad \eta^{\text{eff}}(\langle \mathbf{B} \rangle) = -\eta^{\text{eff}}(-\langle \mathbf{B} \rangle). \quad (8)$$

Par conséquent, les tenseurs $\boldsymbol{\eta}^{\text{eff}}$ et $\boldsymbol{\chi}^{\text{eff}}$ sont des fonctions impaires de l'induction magnétique $\langle \mathbf{B} \rangle$.

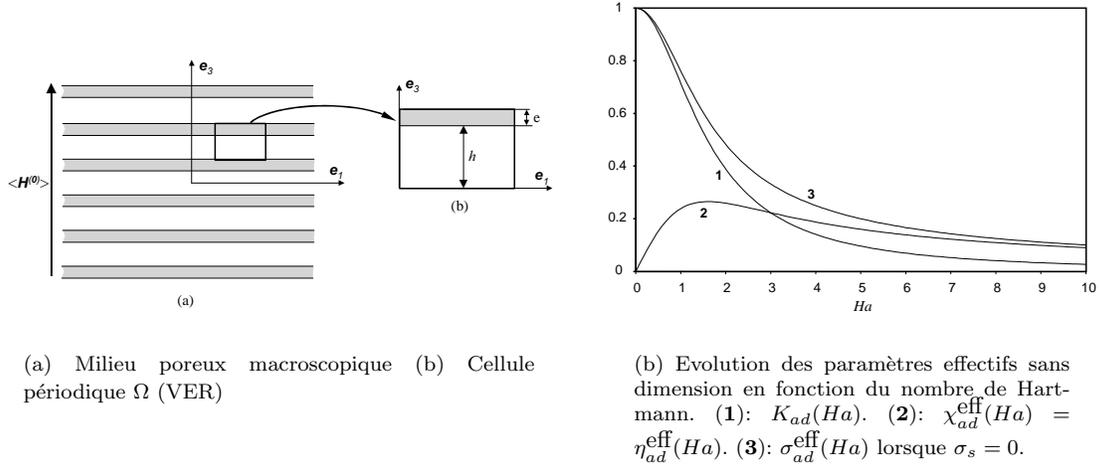


FIG. 1

Exemple 1 :

On considère, un milieu poreux constitué de fissures planes parallèles (Figure 1). La porosité est ϕ , la taille des pores est notée h . Nous notons $\mathbf{x} = (x_1, x_2, x_3)$ la variable d'espace macroscopique. Le milieu poreux rigide et saturé de liquide est soumis à un champ magnétique constant $\langle \mathbf{H}^{(0)} \rangle = \langle H_3^{(0)} \rangle \mathbf{e}_3$, perpendiculaire à la surface des pores et au potentiel électrique $V^{(0)}(\mathbf{x})$. Le fluide est aussi soumis à un gradient macroscopique de pression $(dp^{(0)}/dx_1) \mathbf{e}_1 + (dp^{(0)}/dx_2) \mathbf{e}_2$. Le Volume Élémentaire Représentatif considéré est $0 \leq y_3 \leq (h + e)$. La périodicité est arbitraire dans la direction y_1 et y_2 . Dans ces conditions, on montre que les coefficients effectifs sans dimensions du milieu poreux s'écrivent :

$$\mu_{33}^{*\text{eff}} = \frac{\mu_f^* \mu_s^*}{\phi \mu_s^* + (1 - \phi) \mu_f^*}.$$

$$K_{ad}(Ha) = \frac{K}{K(0)} = \frac{3}{Ha^2} \left(1 - \frac{\tanh Ha}{Ha} \right),$$

$$\chi_{ad}^{\text{eff}}(Ha) = \eta_{ad}^{\text{eff}}(Ha) = \frac{\chi^{\text{eff}}}{(\sigma_f/\mu)^{1/2} \phi h/2} = \frac{1}{Ha} \left(1 - \frac{\tanh Ha}{Ha} \right),$$

$$\sigma_{ad}^{\text{eff}}(Ha) = \frac{\sigma^{\text{eff}}(\sigma_s = 0)}{\sigma_f \phi} = \frac{\tanh Ha}{Ha},$$

où $Ha = (\sigma/\mu)^{1/2} B_3^{(0)} h/2$, $K = K_{11} = K_{22}$, $\chi^{\text{eff}} = \chi_{12}^{\text{eff}} = -\chi_{21}^{\text{eff}}$, $\sigma^{\text{eff}} = \sigma_{11}^{\text{eff}} = \sigma_{22}^{\text{eff}}$ et $\eta^{\text{eff}} = \eta_{12}^{\text{eff}} = -\eta_{21}^{\text{eff}}$. La Figure 1 montre l'évolution de ces coefficients effectifs en fonction du nombre de Hartmann.

Exemple 2 :

Les coefficients effectifs d'un milieu poreux constitué d'un réseau "carré" périodique de cylindres parallèles ont été déterminés numériquement. Les coefficients effectifs obtenus en fonction des paramètres géométriques (compacité, rayon des cylindres ...) et du contraste des propriétés physiques de la phase solide et de la phase liquide seront présentés.

Références :

- Geindreau, C. & J.-L. Auriault 2002. Magnetohydrodynamics flows in porous media. *J. Fluid Mech.*, Vol. 466, pp. 343-363.
- de Groot, S. R. & P. Mazur 1969. *Non-Equilibrium Thermodynamics*. Amsterdam: North-Holland.

Les modèles actuels expriment la perméabilité de Darcy K uniquement en fonction de la porosité ϕ . On montre dans le cas des milieux poreux périodiques bidimensionnels qu'il est nécessaire d'introduire deux autres paramètres : le premier est basé sur le rapport de forme géométrique des inclusions solides, le second permet de définir la nature du réseau (en ligne ou en quinconce). Les résultats numériques obtenus sont comparés favorablement à une formulation analytique proposée.

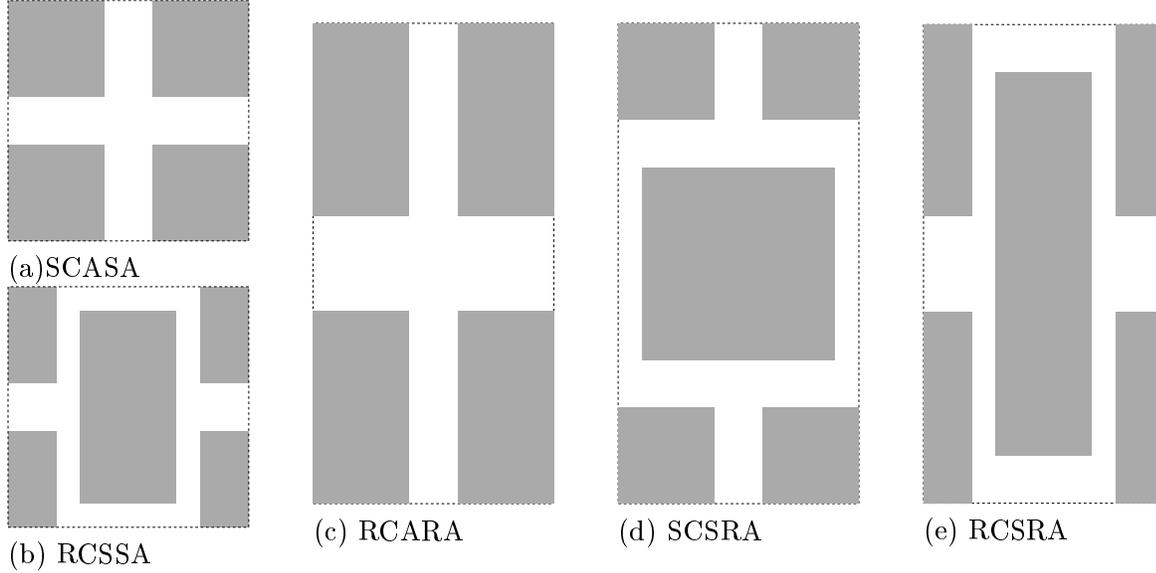


Figure 1: *Géométrie des cas étudiés.*

On résout les équations de Stokes en milieu poreux périodique à l'échelle microscopique au niveau d'une cellule de base généralement anisotrope. Cinq géométries (Figure 1) ont été retenues dans les calculs afin de couvrir une large gamme de milieux poreux modèles :

- Cylindres de section Carrée Alignés dans une Cellule de base Carrée (SCASA)
- Cylindres de section Rectangulaire en Quinconce dans une Cellule de base Carrée (RCSSA)
- Cylindres de section Rectangulaire Alignés dans une Cellule de base Rectangulaire (RCARA)
- Cylindres de section Carrée en Quinconce dans une Cellule de base Rectangulaire (SCSRA)
- Cylindres de section Rectangulaire en Quinconce dans une Cellule de base Rectangulaire (RCSRA)

Deux cas test ont été étudiés : le premier concerne les cas où les solides sont alignés, l'écoulement interstitiel est quasi monodimensionnel et comporte des zones stagnantes entre les solides dans la direction perpendiculaire à l'écoulement. Le second concerne les cas où les solides sont disposés en quinconce et ne comporte pas de zones stagnantes car l'écoulement a également lieu dans la direction transverse au gradient macroscopique de pression.

Les résultats numériques obtenus par une méthode d'éléments finis mixtes sont comparés à un modèle analytique simple qui assume que la force de résistance locale est assimilable à celle d'un écoulement de Poiseuille entre deux sections solides parallèles formées par des géométries rectangulaires. Le traitement analytique du problème permet le regroupement des résultats en une expression unifiée tenant compte des conditions physiques de l'écoulement. La contribution du présent travail est la prise en compte du facteur de forme des sections solides λ ainsi que du paramètre β qui indique, lorsque les solides sont placés en quinconce, que les contraintes de cisaillement sont effectives dans la direction transverse et s'opposent à l'écoulement. L'équation

suivante est alors suffisante pour prédire les perméabilités de Darcy dans toutes les géométries étudiées. Cette équation est également applicable aux milieux poreux de même type de géométrie et ayant des rapport de forme différents.

$$K = \frac{(1 - \sqrt{1 - \phi})^3}{12\sqrt{1 - \phi}} \cdot \frac{\lambda}{1 + \beta\lambda^4/4}$$

	SCASA	RCSSA	RCSSA	RCARA	RCARA	SCSRA	SCSRA	RCSRA	RCSRA
		x	y	x	y	x	y	x	y
β	0	1	0	0	0	0	1	1	0
λ	1	2	1/2	2	1/2	1	1	4	1/4
$\frac{\lambda}{1 + \beta\lambda^4/4}$	1	2/5	1/2	2	1/2	1	4/5	4/65	1/4

Tableau 1 : Coefficients géométriques des cas étudiés.

Les coefficients λ et β sont présentés (Tableau 1) pour toutes les configurations étudiées. La comparaison des résultats numériques avec les prédictions de cette équation est présentée sur la figure 2.

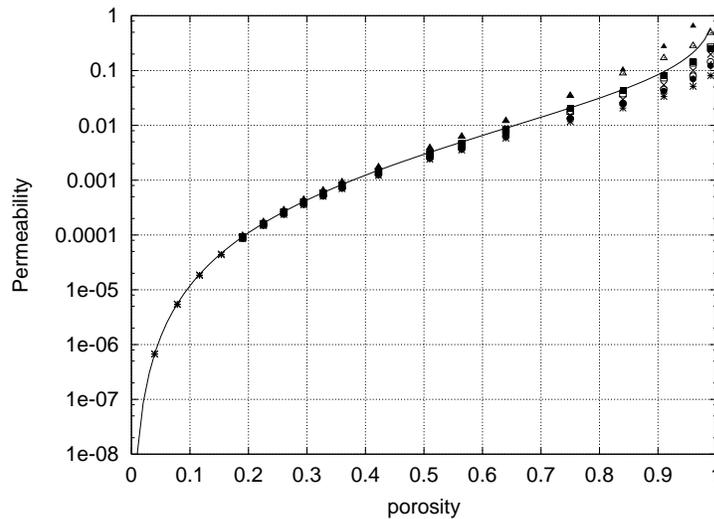


Figure 2: Performance du modèle prédictif proposé.

courbe = prédictions du modèle, symboles = simulations numériques

L'ordonnée représente la perméabilité K divisée par le facteur $\lambda/(1 + \beta\lambda^4/4)$

Sur cette figure les résultats numériques et analytiques sont divisés par le facteur $\lambda/(1 + \beta\lambda^4/4)$. Le modèle analytique proposé n'est pas performant pour les valeurs importantes de la porosité. Ceci est dû au fait que lorsque la porosité augmente, les hypothèses d'écoulement de Poiseuille entre deux plaques planes n'est plus vérifiée. Pour les faibles porosités, les prédictions du modèle sont précises pour toutes les géométries étudiées malgré la simplicité du modèle physique considéré.

J. P. Duplessis, Saturated crossflow through a two-dimensional porous medium, *Advances in Water Resources*, vol. 14, pp. 131-137, 1991.

M. Firdaouss, P. Du Plessis : On the prediction of Darcy permeability in non-isotropic periodic two-dimensional porous media, *Journal of Porous Media*, 2003.

Etude des écoulements non-Darcéens en milieux fibreuxRahli O.⁽¹⁾, Miscevic M.⁽²⁾, Tadrist L.⁽¹⁾⁽¹⁾ Polytech Marseille – Laboratoire IUSTI - UMR CNRS 6595 - Technopôle de Château Gombert - 5, rue Enrico Fermi - 13453 Marseille Cedex 13⁽²⁾ Laboratoire d'Energétique - Université Paul Sabatier - 118, route de Narbonne - 31062 Toulouse Cedex

Les écoulements monophasiques en milieux poreux peuvent être décomposés selon trois régimes : régimes de Darcy pour $Re \leq 6$, de transition pour $6 \leq Re \leq 40$ et inertiel pour $40 \leq Re \leq 100$ (Fourar, 2003). Pour ces trois régimes, les lois d'écoulement reliant la perte de charge à la vitesse superficielle du fluide sont respectivement linéaire, cubique et quadratique.

Lorsque les effets d'inertie sont importants, l'écoulement est correctement décrit par la loi de Forchheimer. Celle-ci fait intervenir deux paramètres intrinsèques du milieu considéré : la perméabilité et la passabilité (ou coefficient inertiel). Dans le cas d'empilement de particules sphériques, ces coefficients peuvent être évalués avec une bonne précision par la loi d'Ergun (1952). Lorsque le milieu étudié n'est plus constitué de particules sphériques, mais de fibres empilées aléatoirement, la dépendance de la perméabilité à la porosité et à la surface spécifique d'une particule est modifiée (Rahli et al., 1996). Afin de déterminer la loi de variation de la passabilité en fonction des propriétés de structure d'un empilement désordonné de fibres, un dispositif expérimental a été mis en oeuvre. Les empilements de fibres de diamètre $d=150 \mu m$ sont réalisés à sec dans des cellules de mesures. La porosité est déterminée par la technique de pesée de ces empilements. Une étude systématique est effectuée pour des rapports d'aspect des fibres (longueur / diamètre) allant de 4 à 70. Nous obtenons une reproductibilité systématique de la mesure de la porosité avec une précision de 2%. Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus concernent douze rapports d'aspect couvrant une porosité allant de 0.38 à 0.92. Pour chacun des empilements ainsi réalisés, les lois de variation de la perte de charge en fonction de la vitesse superficielle du fluide (eau) sont déterminées expérimentalement grâce au dispositif schématisé sur la figure 1. Les points expérimentaux sont approximés par une loi quadratique en utilisant la méthode des moindres carrés :

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{K} U + \beta U^2 \quad (1)$$

avec : ΔP la perte de charge, L la distance entre les prises de pression, μ la viscosité dynamique, K la perméabilité, β la passabilité, ρ la masse volumique et U la vitesse superficielle du fluide.

La perméabilité et le coefficient inertiel sont déduits respectivement des coefficients d'ordre 1 et 2 de l'approximation de la fonction polynomiale.

Une relation semi empirique entre la perméabilité K , le diamètre d des fibres et la porosité ϵ du milieu est déduite des résultats expérimentaux (Rahli et al. 1996) :

$$\frac{K}{d^2} = \frac{62.5 \epsilon^6}{(1 - \epsilon)^2 (3.6 + 56.4 \epsilon)^2} \quad (2)$$

Dans le cas d'empilements de billes, le coefficient inertiel β s'exprime, d'après Ergun (1952) :

$$\beta = a \frac{1 - \epsilon}{\epsilon^3 d} \quad \text{avec } a = 1.75 \text{ pour des particules sphériques.} \quad (3)$$

Dans le cas de particules non sphériques, on peut s'attendre à une dépendance du paramètre a avec la porosité du milieu. Cette variation est déduite de la relation (3) et des coefficients d'ordre 2 des différentes régressions polynomiales des lois de perte de charge en fonction de la vitesse superficielle du fluide. Le coefficient a varie de quatre ordres de grandeur lorsque la porosité du milieu évolue de 0.38 à 0.92 :

$$a = 1.47 \epsilon^{5.3} \quad (4)$$

Cette importante plage de variation est attribuée aux modifications de la texture du milieu poreux lorsque la porosité varie.

Plusieurs auteurs proposent l'utilisation d'un coefficient inertiel adimensionné (Angirasa, 2002; Bhattacharya et al., 2002) d'expression :

$$f = \sqrt{K} \quad (5)$$

En reportant l'expression (2) dans (5), le coefficient inertiel adimensionné dans le cas d'empilements désordonnés de fibres s'écrit (figure 2) :

$$f = \sqrt{K} = \frac{11.6}{\sqrt{\epsilon^{3.3}} (3.6 + 56.4\epsilon)} \quad (6)$$

Loi d'écoulement

Ces résultats nous permettent de proposer une nouvelle relation de pertes de charge dans un empilement désordonné de fibres, prenant en compte des variations de porosité comprises entre 0.38 et 0.92 :

$$\frac{\Delta P}{L} = \frac{(1 - \epsilon)^2 (3.6 + 56.4\epsilon)^2}{62.5 \epsilon^6 d^2} \Delta U + 1.47 \frac{(1 - \epsilon)}{\epsilon^{8.3} d} \Delta U^2 \quad (7)$$

Il faut cependant noter que cette expression a été obtenue avec des fibres de 150 μm de diamètre uniquement. Sa validité pour des diamètres d différents reste à être confirmée.

Cette étude met en évidence la complexité des écoulements à travers des milieux poreux de textures différentes. La loi d'écoulement proposée montre la nécessité d'utiliser des expressions adéquates pour chaque structure de milieu poreux considéré. L'étape suivante consistera à déterminer les propriétés de structures de ces milieux et rechercher les relations entre les paramètres de structure et d'écoulement.

Références

- D. Angirasa, Experimental Investigation of Forced Convection Heat Transfer Augmentation with Metallic Fibrous Materials, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 45, pp. 919-922, 2002
- A. Bhattacharya, V. V. Calmidi, R. L. Mahajan, Thermophysical Properties of High Porosity Metal Foams, Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 45, pp. 1017-1031, 2002.
- S. Ergun, Fluid Flow Through Packed Columns, Chem. Eng. Prog., vol. 48, pp. 89-94, 1952.
- M. Fourar, Ecoulements mono et diphasiques à forts débits en milieux poreux et en fractures, mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches, INP Lorraine, Nancy, 2003.
- O. Rahli, L. Tadrist, M. Miscevic, Experimental Analysis of Fibrous Porous Media Permeability, AIChE J., vol. 42, n° 12, pp. 3547-3549, 1996.

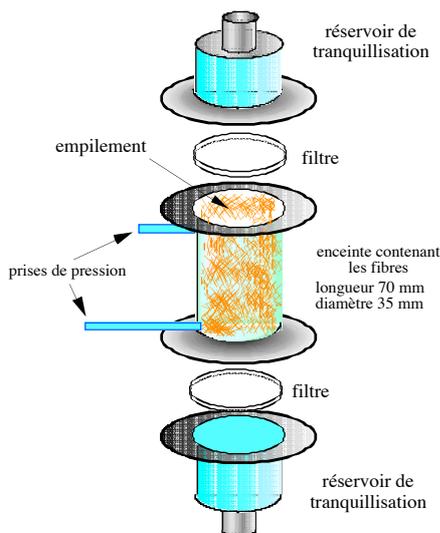


Fig. 1 Schéma de la cellule de mesure

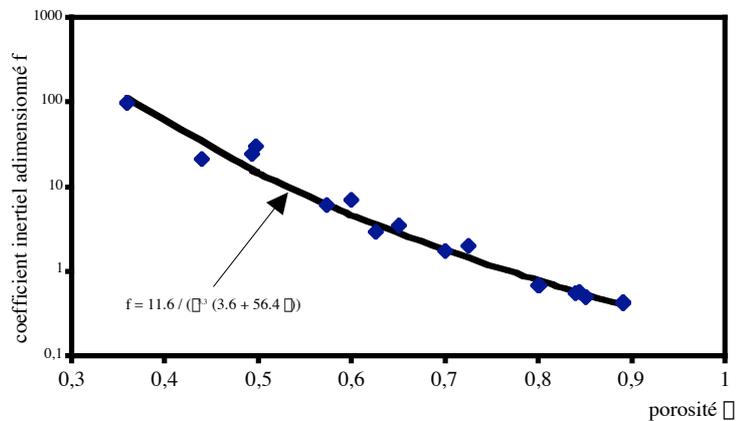


Fig. 2 Variation du coefficient inertiel en fonction de la porosité de l'empilement de fibres

RECONSTITUTION TRIDIMENSIONNELLE D'UN MILIEU POREUX A PARTIR DE L'IMAGE D'UNE SECTION SUR LA BASE D'UN MODELE DE PERCOLATION MULTIECHELLE

**Jean-François Daïan (LTHE*, UMR 5564, Grenoble), Celso Paulo Fernandes,
Paulo Cesar Philippi**, Jose Antonio Bellini da Cunha Neto (LMPT, UFSC, Santa
Catarina, Brésil)**

* LTHE, BP 53, 38041 Grenoble cedex 9. daian@hmg.inpg.fr

** LMPT, UFSC, 88040-900 Florianopolis, Santa Catarina, Brésil. Philippi@lmpt.ufsc.br

Cette étude se situe dans la continuité de travaux précédents (Xu, Daïan, Quenard, TIPM, 1997) consacrés à l'exploitation d'un modèle de structure percolative multiéchelle (Neimark, 1989) pour reconstituer un milieu poreux à large distribution porométrique. Ces travaux étaient orientés vers l'interprétation des données de porométrie du mercure. La présente étude propose l'adaptation de la procédure à l'exploitation de microphotographies d'une section du milieu.

L'une des motivations du travail est de tenter d'estimer la perméabilité à petite échelle de roches pétrolifères à partir de microphotographies obtenues sur des débris, procédé moins coûteux que la mesure directe sur carottes. L'avantage de la microphotographie est qu'elle apporte une information sur la géométrie de la phase solide et de l'espace poreux, tandis que la porométrie au mercure n'explore que les pores. On peut ainsi procéder à une reconstitution plus fidèle au modèle original de Neimark.

Les images acquises sur des lames minces imprégnées sont traitées au moyen du logiciel « IMAGO » qui exploite la morphologie mathématique en géométrie discrète. Il en résulte une distribution des tailles de pores et de particules solides visibles sur l'image. Pour les besoins de la reconstitution, cette distribution est réarrangée pour faire apparaître des classes de taille dont la dimension typique est en progression géométrique d'un facteur 2. Pour les 23 échantillons de roche étudiés, 6 à 7 classes de tailles (soit un rapport de tailles de 64 à 128) sont en général mises en évidence, justifiant une approche multiéchelle.

Le modèle de structure utilisé est obtenu par la superposition de plusieurs réseaux de percolation occupés aléatoirement par des éléments poreux et solides selon une probabilité propre à chaque réseau. Chacun des réseaux participant à la construction possède une maille élémentaire dont la taille est celle de l'une des classes de tailles extraites de l'image. Dans l'image obtenue, il s'agit de discriminer pour chacune des classes les pores qui sont connectés à grande échelle par voisinage, qui constitueront la porosité accessible aux fluides représentative de l'espace poreux identifié sur l'image. Cette opération, bien connue en théorie de la percolation, est compliquée par la présence de mailles de taille multiple dans le réseau. On propose pour cela un procédé de renormalisation (ou de changement d'échelle), permettant de substituer à un réseau de maille donnée un équivalent de maille double. Il est noter qu'une telle structure peut être construite à partir de réseaux de sites ou de liens.

La construction de la structure à partir de la distribution obtenue sur une image est un problème inverse où il s'agit de déterminer la concentration d'éléments poreux et solides dans chacun des réseaux constitutifs afin d'obtenir finalement la même distribution de taille de la porosité connectée et de particules solides que celle qui apparaît sur l'image. Un procédé itératif est employé.

Une fois obtenues les concentrations des réseaux constitutifs, le principe de renormalisation est de nouveau mis en œuvre pour estimer la conductivité (hydraulique en l'occurrence) équivalente de la structure. Le procédé, proposé par King (1989) pour les réseaux de sites et Hinrichsen (1989) pour les réseaux de liens, consiste à extraire d'un réseau des cellules dont le côté comporte deux mailles et à déterminer la distribution de conductivité de ces cellules. Ce procédé permet de monter les échelles, déterminant pour chacune une distribution de conductivité qui converge au bout d'un grand nombre d'opérations vers un Dirac localisé à la conductivité équivalente.

Ces procédures ont été appliquées à une série de 23 grès pétrolifères pour lesquelles on disposait d'une part de microphotographies, d'autre part de mesures de la perméabilité. Les valeurs expérimentales de la perméabilité s'étendent pour cette série sur plus de deux décades. La corrélation entre la perméabilité mesurée et l'estimation sur reconstitution multiéchelle fait apparaître, pour la reconstitution par réseaux de sites, une bonne proportionalité, et un intervalle de confiance logarithmique correspondant à un rapport de 1,5.

Session 2



MILIEUX FRACTURES, MILIEUX DISCONTINUS

Page blanche (VERSO)

Titre : Dispersion dans une fissure étroite

Auteurs :

H. Auradou et J.P. Hulin Laboratoire FAST UMR 7608, Bât 502, Campus Universitaire d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France.

G. Drazer et J. Koplik, Benjamin Levich Institute Chemical Engineering Department, City College of the City University of New-York, New-York 10031, USA.

Présenté par : H. Auradou

Les propriétés hydrauliques de certains aquifères comme les massifs granitiques ou les couches de grès fracturés sont dominés par la présence de fractures connectées qui forment un réseau dans lequel se concentrent les écoulements. Les fissures sont les composantes élémentaires de ces réservoirs et sont souvent représentées comme une paire de surfaces planes et parallèles. Cette description classique est mise en défaut à la fois par des expériences de terrains et de laboratoire. Par exemple, les courbes en S obtenues pour la dispersion des traceurs dans les milieux homogènes ne sont pas observées pour les fissures et l'équation de Convection-Diffusion ne peut donc pas s'appliquer. Ceci est dû principalement à l'hétérogénéité du champ d'écoulement due aux variations d'ouverture de la fracture. Cette hétérogénéité se traduit par des effets de "chenalisation" résultant de la concentration de l'écoulement le long de chemins étroits de plus faible résistance hydraulique. L'étalement du front est le reflet du champ d'ouverture sous jacent qui, lui-même, dépend de la rugosité des deux parois en regard formant la fracture.

L'objectif est ici de déduire les caractéristiques de dispersion d'une fracture des informations relatives aux propriétés de son champ d'ouverture. Des mesures précises de la géométrie des fractures ainsi que des caractéristiques de la dispersion sont effectuées à l'échelle du laboratoire sur des fractures modèles. Ces études permettent de construire des modèles statistiques et de tester des méthodes de mesure éventuellement utilisables sur le terrain.

Nos fractures modèles sont composées de deux surfaces rugueuses complémentaires transparentes, de 20cm par 20cm mises en regard l'une de l'autre. Leurs plans moyens peuvent être séparés normalement par rapport à la position initiale de contact pour fixer l'ouverture moyenne de la fracture puis glissés latéralement l'un par rapport à l'autre pour introduire un désordre d'ouverture. Les surfaces rugueuses sont des répliques de surfaces de ruptures de granites obtenues soit par moulage soit par cartographie 3D puis usinage numérique. Les deux méthodes assurent une reproduction fidèle des rugosités sur la gamme d'échelle qui nous intéresse (c.a.d. de 500 microns à la taille du système) et elles permettent de conserver le caractère auto-affine.

Les rugosités des surfaces de rupture sont suffisamment prononcées pour que les fluctuations d'ouverture deviennent prédominantes dès qu'on impose un décalage latéral de l'ordre de l'ouverture moyenne. Dans ce cas, les ouvertures locales varient fortement sur des distance équivalente au décalage. Nous dénommerons ce cas : "écoulement dans une fissure *étroite*" par contraste avec les cas pour lesquels la rugosité varie sur des distances plus grande que l'ouverture et pour lesquels l'approximation de lubrification qui revient à considérer le profile des vitesses comme parabolic dans l'ouverture, s'applique. Dans le cas des fissures étroites, les fortes perturbations de la géométrie du champ d'écoulement nécessitent, pour simuler le phénomène, d'abandonner l'approximation de lubrification et de résoudre l'équation de Navier-Stokes tridimensionnelle. Nous avons choisi de résoudre cette dernière en utilisant une méthode de gaz sur réseau. Nous nous sommes cependant plus particulièrement intéressés, pour l'instant, au cas des faibles nombres de Reynolds où les effets inertiels peuvent être négligés vis-à-vis des forces visqueuses et où l'équation de mouvement se réduit à l'équation de Stokes). Un choix pertinent des paramètres numériques, nous permet de reproduire les conditions expérimentales.

Expérimentalement, un fluide coloré servant de traceur est injecté en continu dans la fissure soit par le centre de la paroi supérieure soit par un de ses côtés. La fissure est initialement saturée par le même fluide mais incolore avec un peu de sel dissous pour conserver les deux densités identiques. Le sel permet en plus d'étudier les variations de conductivité de la fissure grâce à deux grilles placées à deux extrémités opposées. D'autre part,

une caméra haute résolution de 12 Bits placée au-dessus du dispositif permet de suivre l'évolution de la répartition du colorant au cours de l'expérience et ceci avec une résolution spatiale de 250 microns.

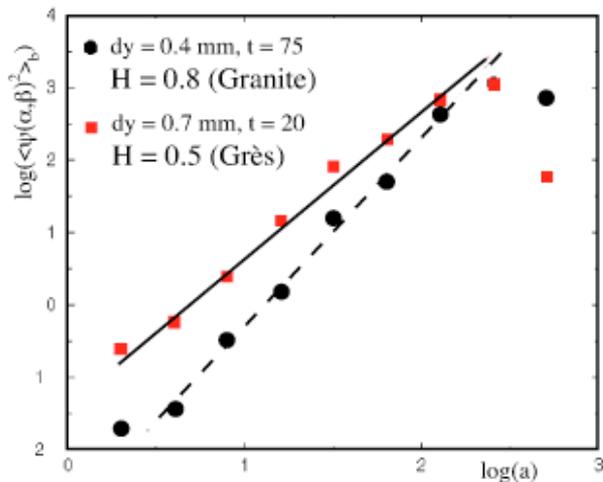


Fig. 1 - Simulations numériques par technique de gaz sur réseau de Boltzmann du front de déplacement miscible d'un fluide par un autre entre deux surfaces autoaffines d'exposants de Hurst respectifs $H = 0.5$ et $H=0.8$ décalées latéralement. Les droites représentent les variations théoriques avec des pentes respectives 0.5 (ligne continue) et 0.8 (ligne continue).

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la répartition spatiale des traceurs qui s'éloignent les plus rapidement du point d'injection et forment un front marquant séparant les fluides pur et coloré. Nous avons montré que ce front est auto-affine avec un exposant proche de celui de la rugosité des parois de la fissure et ceci sur une gamme d'échelles dépendant à la fois de l'ouverture, du décalage et du volume injecté. Expérimentalement, nous n'avons accès pour l'instant qu'à une seule valeur d'exposant de rugosité $H=0.8$ correspondant au granit. Par contre, numériquement, il est aisé de faire varier H ce qui nous a permis de vérifier la similitude entre la rugosité du front de traceur et celle des parois (Fig.1). Nous analyserons aussi l'influence de la vitesse d'injection sur la répartition des traceurs à l'arrière de ce front en étudiant à la fois les variations de conductivité électrique et les variations de l'intensité lumineuse transmise à travers le modèle.

Les simulations numériques nous ont aussi permis de mettre en évidence l'influence de la direction du glissement relatif des parois sur les propriétés d'écoulement. Il est ainsi apparu que la vitesse moyenne des traceurs est indépendante de la valeur du décalage lorsque que leurs deux directions sont parallèles. Par contre, lorsque le gradient de pression est appliqué dans la direction normale au décalage, la vitesse moyenne diminue avec le glissement. Ces résultats indiquent en premier lieu qu'il est possible de définir une échelle dite de *Darcy*, de l'ordre de 10 fois la valeur du décalage et sur laquelle on peut définir une vitesse moyenne. Le second résultat important concerne la nature anisotrope de la perméabilité.

Expérimentalement, dans le cas d'une injection ponctuelle, l'anisotropie se manifeste par le fait que la zone couverte par le colorant est plus allongée dans la direction normale au décalage—cela reflète une vitesse d'écoulement plus rapide dans cette direction.

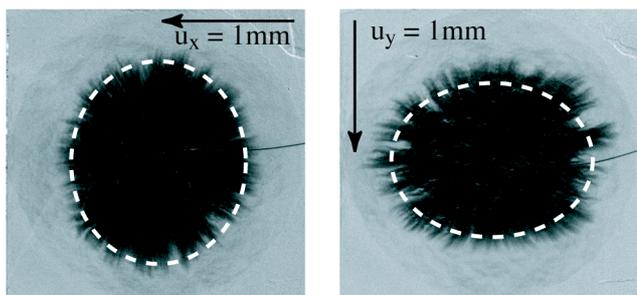


Fig. 2 Visualisation d'injection radiale de fluide dans une fracture modèle pour deux directions de déplacement relatif des deux faces rugueuses.

Afin de quantifier ce contraste de vitesse, le front extérieur de la zone envahie est approximé par une ellipse dont le rapport entre les axes est directement lié au rapport des perméabilités. Nous avons observé que ce rapport n'évoluait que peu avec la distance au point d'injection—cela montre que la fissure présente bien deux valeurs de perméabilités différentes et bien définies pour les deux directions correspondantes d'écoulement. Par contre, l'orientation des axes de l'ellipse est, dans certains cas, écartée d'une dizaine de degré de l'orientation préférentielle correspondant au décalage.

L'orientation de l'écoulement par rapport à celle du décalage relatif des deux surfaces influence aussi fortement la dispersion. Il apparaît en effet souvent de longues régions étroites perpendiculaires au décalage et qui «chenalisent» l'écoulement quand la vitesse moyenne leur est parallèle. La dispersion s'en trouve alors nettement augmentée alors l'effet de chenalisation n'existe pas pour la direction d'écoulement perpendiculaire.

L'ensemble de ces résultats démontre que la connaissance de la distribution statistique des tailles des rugosités de parois de fractures peut permettre des prédictions précises sur des caractéristiques des écoulements dans celles-ci telles que l'anisotropie de perméabilité ou la dispersion de traceurs. Les études ultérieures devront porter sur l'extension de ces résultats à des configurations plus complexes des parois fracturées, à l'influence de phénomènes de dépôt ou de dissolution et sur des études in-situ de fractures naturelles.

Approche réseau en situation de percolation géométrique entre deux surfaces rugueuses en contact

Frédérique FLUKIGER, Franck PLOURABOUE, Pierre CRISPEL, Marc PRAT

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
UMR CNRS-INP/PS N°5502
Allée Professeur Camille SOULA
31400 TOULOUSE

CONTEXTE

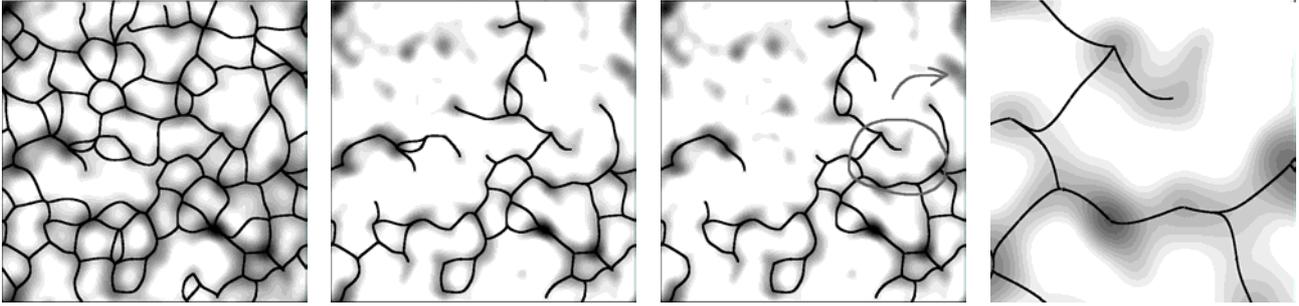
L'étanchéité est un problème technologique majeur pour de nombreuses applications. En particulier, lorsqu'on travaille avec des fluides en conditions extrêmes de pressions et de températures, les joints classiques en élastomère ne peuvent plus être utilisés. On a alors recours à des joints métalliques. Les niveaux de serrage extrêmement importants conduisent au contact presque complet entre les deux surfaces métalliques. Cependant, à cause de la rugosité des surfaces, il peut exister des chemins de fuites très ténus responsables de fuites. Dans cette présentation nous nous focaliserons sur le problème de la conductance thermique ou électrique du joint d'étanchéité. Ce problème modèle nous permettra de valider les résultats numériques obtenus par rapports à ceux déjà connus pour la percolation sur réseau discret (Isichenko 1992). Dans cette étude, le joint est modélisé par deux surfaces mises en contact, l'une lisse et l'autre dont la rugosité est isotrope et corrélée à courte portée, correspondant à une distribution gaussienne des ouvertures. De plus, le joint est vu comme une collection de pavés indépendants, et l'étude du joint complet passe alors par la caractérisation des propriétés statistiques d'un pavé. L'évolution du champ des ouvertures en fonction du rapprochement des deux surfaces (dû au serrage) est étudiée de façon purement géométrique. Ce travail est fondé sur des hypothèses de faibles pentes (approximation de lubrification) et de milieu mal connecté (proche du seuil de percolation). Ce cadre de travail implique que les pertes de potentiel sont localisées au travers des différentes constriction (qui sont des cols) du champ d'ouverture. Ceci conduit au développement de l'approche dite « réseau » dont un des intérêts est la réduction considérable du nombre d'inconnus du système linéaire associé à la résolution du problème de transport.

APPROCHE RESEAU

On considère un champ d'ouverture $h(x,y)$ aléatoire et bi-périodique dont les hauteurs sont distribuées suivant une loi gaussienne et dont la fonction d'auto-corrélation est également gaussienne. Les ouvertures sont connues aux points de maillage de Gauss-Lobatto et on utilise une interpolation de Lagrange de degré 2 pour évaluer la surface en dehors de ces points. Le champ d'ouverture entre les deux surfaces est alors considéré comme un réseau de sites (correspondant aux maxima du champ d'ouverture) connectés par des liens qui sont les plus courts chemins (géodésiques) permettant de passer d'une vallée à une autre au travers d'un col. Chaque lien passe donc par un col qui lui est propre et où se concentrent les gradients de potentiel. Afin de déterminer ce réseau, on calcule les points critiques du champ des ouvertures: les maxima et les minima locaux, ainsi que les points selle. Les liens sont formés à partir des cols: on part de chacun d'eux en cherchant le chemin de plus grande pente, de chaque côté du col et jusqu'à arriver à un site. Pour déterminer les points critiques, on utilise une méthode de Newton. On peut alors identifier la nature de ces points comme maximum, minimum ou col, en fonction des signes respectifs du déterminant et de la trace de la matrice Hessienne. L'identification du réseau de liens peut-être rendue algorithmiquement efficace par l'utilisation d'un tri casier dans la manipulation du réseau. Cette méthode permet la détermination du réseau en un temps de calcul proportionnel au nombre initial de points de Gauss-Lobatto. Ainsi, le pré-traitement que constitue la détermination du réseau peut être rendu très peu coûteux. Le réseau ainsi identifié, il reste à calculer le seuil de percolation.

PERCOLATION

On considère qu'il y a percolation lorsqu'il existe un chemin permettant d'aller d'un bord à l'autre du joint. Il existe alors un rapprochement critique entre les deux surfaces pour lequel le seul



chemin possible est coupé : c'est le seuil de percolation. Pour le calculer, on utilise une méthode dichotomique. Ceci est illustré par les figures ci-dessus. Un champ d'ouverture présentant une quinzaine de longueurs de corrélation y est représenté. Les iso-valeurs des ouvertures sont également représentées. Les zones les plus foncées correspondent aux ouvertures les plus importantes, et les zones en blanc au contact entre les surfaces. Les traits noirs représentent les liens. Les trois premières images correspondent au même système, mais dont le rapprochement entre les deux surfaces diminue (de gauche à droite). Sur la troisième image, on est à la limite supérieure du seuil de percolation: si on rapproche un peu plus les surfaces, alors on coupe un lien « sensible » et il n'y a plus de fuite. La quatrième image correspond à un zoom effectué sur la troisième. On peut distinguer les différents liens, allant d'un maximum à un autre, et passant par les lignes de plus grande pente. Une fois le seuil de percolation déterminé, on peut calculer la conductance en fonction de l'écart au seuil de percolation.

CONDUCTANCE D'UN JOINT D'ETANCHEITE

Cette approche « réseau » va nous permettre maintenant d'étudier la conductance d'un joint complet. Il faut cependant, au préalable, trouver la conductance d'un lien à partir de la géométrie du col correspondant. Une étude approfondie menée par Geoffroy *et al* a permis de déterminer le comportement asymptotique de cette conductance. Pour le problème électrique considéré dans cette présentation, on a

$$g = \frac{2}{3} h_0 \sqrt{\frac{h_{xx}}{h_{yy}}}$$

Où h_0 désigne l'ouverture au col, h_{xx} et h_{yy} désignent les dérivées secondes de l'ouverture selon les directions principales x et y . On a donc ici une dépendance linéaire vis à vis de l'ouverture. La relation locale entre la géométrie du col et la perte de potentiel permet alors de considérer le problème de transport de courant sur le réseau discret des sites associées aux maxima du champ d'ouverture. Nous montrerons alors la dépendance de la perte de potentiel totale avec l'écart au seuil de percolation. Les effets de tailles finies seront aussi étudiés.

REFERENCES

S. Geoffroy, F. Plouraboué, M. Prat, *Conductances between confined rough walls*, preprint.
M. B. Isichenko, *Percolation, statistical topography and transport in random porous media*, Review of Modern Physics, 64, 5, p961-1043, (1992).

Remerciements

Le travail présenté a été effectué dans le cadre du GDR 2345 "Etanchéité statique par joints métalliques en conditions extrêmes" financés par le CNES, Snecma-Moteur, EDF et le CNRS. Nous remercions l'ensemble des collègues du GDR pour d'intéressantes discussions et tout particulièrement J.F. Luciani pour des discussions préliminaires sur l'approche réseau au début de ce travail.

Écoulements faiblement inertiels entre surfaces rugueuses

D. Lo Jacono¹, F. Plouraboué² & A. Bergeon²

¹ Laboratory of Fluid Mechanics, Swiss Federal Institute of Technology Lausanne,
CH-1015 Lausanne, Switzerland.

² IMFT UMR 5502 / UPS, Allées du Pr. C. Soula 31400 Toulouse, France.

Les écoulements de fluides confinés entre deux surfaces solides intéressent des domaines aussi divers que l'hydrogéologie les échangeurs thermiques ou la microfluidique. Dans ce dernier domaine l'objectif est soit de mélanger les espèces chimiques dans le but d'optimiser l'efficacité des chambres de réacteurs micro-chimiques soit de séparer ces espèces comme par exemple dans les procédés d'électrophorèse capillaires. En pratique, mélanger deux constituants dans des microcanaux reste une opération difficile aux gradients de pression usuels, pour lesquels l'écoulement est laminaire non-inertiel et la dispersion transverse essentiellement produite par diffusion moléculaire [4]. L'idée de compliquer la géométrie des canaux afin d'optimiser les propriétés de mélange est séduisante pour de nombreuses applications. En microfluidique de récents travaux ont montrés l'intérêt de géométries complexes pour mélanger des écoulements non-inertiels [6]. Cette démarche est aussi utilisée dans la conception d'échangeur thermiques pour faciliter la transition vers la turbulence à grand nombre de Reynolds et ainsi accélérer les échanges thermiques aux parois.

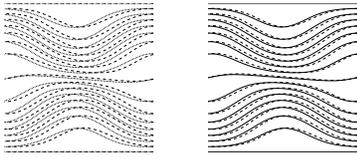


FIG. 1 – A gauche représentation des lignes de courant associées au débit moyen dans un aller-retour par renversement du gradient de pression. A droite lignes de courant sans (traits pleins) et avec (pointillés) correction inertielle

Dans ce contexte, nous étudions théoriquement et numériquement les écoulements faiblement inertiels aux travers de microcanaux dont l'ouverture varie spatialement. Nous menons dans un premier temps une expansion faiblement inertielle de type Oseen construite sur le petit paramètre ϵRe défini sur la pente caractéristique $\epsilon \ll 1$ des surfaces rugueuses et le nombre de Reynolds Re . Au premier ordre de ce développement, nous obtenons un ensemble d'équations de Oseen-Reynolds décrivant la correction inertielle aux équations de Reynolds. Intégrées dans la section verticale, elles donnent la correction inertielle à la relation de Darcy-Reynolds sur le flux moyen. Ces équations sont résolues numériquement par une méthode spectrale de collocation au moyen d'une discrétilisation en série de Fourier dans les cas périodiques et polynomiale dans les cas de conditions aux limites de type Neumann ou Dirichlet. Les résultats numériques sont validés sur des cas où existent des solutions analytiques.

Notre objectif premier est l'étude des propriétés du champ de vitesse en relation avec la distribution du champ d'ouverture. Des équations obtenues, nous déduisons que, dans le cas de faibles rugosités (hypothèse de faible pente des surfaces rugueuses), il n'existe pas de correction quadratique à la relation linéaire entre le débit et le gradient moyen de pression. Ce résultat obtenu analytiquement et confirmé par le calcul numérique est une extension des travaux de Mei and Auriault [3] sur l'étude des écoulements en milieu poreux fracturés.

Nous avons ensuite mené l'étude numérique des propriétés de symétrie du champ de vitesse moyen au regard du gradient de pression moyen et pour différentes distributions d'ouverture. Plus précisément, nous montrons dans cette partie comment l'addition de corrections inertielles brise les invariances par symétrie existants sur le champ moyen non-perturbé ($Re = 0$) lorsque le gradient de pression moyen change de signe. En particulier, dans la limite de corrections inertielles nulles, les lignes de courant suivies par des traceurs passifs sont invariantes par renversement du gradient moyen de pression. L'introduction des corrections inertielles brise cette invariance par symétrie. Il en résulte que les trajectoires obtenues pour les deux gradients moyens se déduisent l'une de l'autre par l'opération de symétrie brisée. La figure 1

illustre cette propriété.

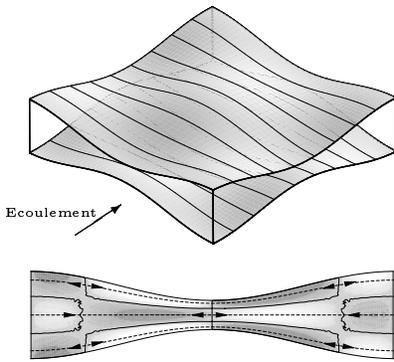


FIG. 2 – En haut, vue tridimensionnelle de la fracture périodique dans la direction d’injection indiquée par une flèche. Les parois latérales sont munies de conditions aux limites de Dirichlet. La figure du bas indique les isovalues du déplacement latéral de la position d’injection en sortie. Les flèches le sens de déplacement des traceurs.

courant contribue de manière effective à la dispersion transverse. La figure 2 illustre l’impact du transport convectif sur la dispersion transverse. Dans cet exemple, des traceurs passifs sont injectés de manière uniforme dans un écoulement permanent au travers d’une fracture dont l’ouverture est périodique dans la direction longitudinale. La dispersion transverse de ces particules dans le plan vertical à l’issue d’un passage au travers d’une section est représentée par les isovalues de leur déplacement vertical par rapport à leur position d’injection. En l’absence d’inertie, ce déplacement est nul. Le sens du déplacement (son signe) est ici indiqué par une flèche sur la section d’entrée. Cet exemple illustre bien dans le régime convectif l’apparition d’attracteurs qui peuvent conduire soit à du mélange soit à de la séparation, en fonctions de la position initiale des points d’injection. La localisation des attracteurs et la géométrie des bassins d’attraction dépend de la géométrie du champ d’ouverture. Différentes configurations seront présentées.

Enfin, l’intérêt de perturber l’écoulement par l’addition de faibles corrections inertielles est discuté dans le contexte du mélange. Dans la limite $Re \rightarrow 0$, le champ de vitesse est toujours parallèle au flux moyen et le profil vertical de vitesse parabolique. Dans la limite de Taylor [7], au temps long, les variations transverses de concentration créées par le cisaillement du champ de vitesse sur la concentration moyenne (moyennée dans l’épaisseur) sont gommées par la diffusion moléculaire. Taylor démontre ainsi que la concentration moyenne satisfait une équation d’advection-diffusion monodimensionnelle nécessitant l’introduction d’un coefficient de diffusion effectif construit sur le coefficient de diffusion moléculaire et le nombre de Péclet.

L’hypothèse majeure du modèle de Taylor repose sur l’approximation que les variations transverses de concentrations sont plus faibles que les variations longitudinales de concentration moyenne ce qui, en d’autres termes signifie que les traceurs ont, dans le temps caractéristique d’entraînement du champ moyen, le temps de parcourir par diffusion la section transverse [8]. Sous les hypothèses de Taylor, seule la diffusion moléculaire participe au mélange transverse, la cinématique n’étant responsable que de la dispersion longitudinale [5]. Ce n’est plus le cas en présence d’inertie car les lignes de courant ne sont plus parallèles au champ de vitesse moyen et ce brassage des lignes de

Références

- [1] ARIS, R. On the dispersion of a solute in a fluid flowing through a tube. *Proc. Roy. Soc. A* **235**, pp. 67–77, 1956.
- [2] FLEKKOY, E. G., RAGE, T., OXAAL, U. & FEDER, J. Hydrodynamic Irreversibility in Creeping Flow *Phys. Rev. Lett.* **77**, pp. 4170–4173, 1996.
- [3] MEI, C. C. & AURIAULT, J. The effects of weak inertia on flow through a porous medium. *J. Fluid Mech.* **222**, pp. 647–663, 1991.
- [4] OTTINO, J. M. *The kinematic of mixing : stretching, chaos and transport*, Cambridge University Press, 1989.
- [5] ROUX, S., PLOURABOUÉ, F. & HULIN, J. P. Tracer dispersion in rough open crack. *Trans. Por. Med.* **32**, pp. 97–116, 1998.
- [6] STROOCK, A. D., DERTINGER, S. K. W., AJDARI, A., I. MEZIC, I., H. A. STONE, H. A. & WHITESIDES, G. M. Chaotic mixer for microchannels, *Science* **295**, pp. 647–651, 2002.
- [7] TAYLOR, G. Dispersion of soluble matter in solvent flowing slowly through a tube. *Proc. Roy. Soc. A* **219** (1953), pp. 186–203, 1953
- [8] YOUNG, W. R. Shear Dispersion. *Phys. Fluids* **3** (5), pp. 1087–1101, 1991.

Rough Fracture Flow and Head Loss Law : Single Fracture Flow Experiments and Numerical Analysis

Martin SPILLER^(1,2), Rachid ABABOU⁽¹⁾, Jürgen KÖNGETER⁽²⁾

⁽¹⁾ Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, France

⁽²⁾ Institute of Hydraulic Engineering and Water Resources Management,
Aachen University, Germany

Résumé

On s'intéresse ici à l'étude de la variabilité spatiale et de la loi de comportement d'un écoulement monophasique dans une fracture de roche naturelle, rugueuse, d'ouverture variable. Cette étude comporte une partie expérimentale, une analyse de la loi effective de perte de charge, et des simulations numériques d'écoulement et de traçage. Dans une partie des analyses présentées, le champ d'ouvertures est interprété statistiquement comme une fonction aléatoire du point (espace euclidien bidimensionnel).

1. Introduction

A transparent epoxy replica of a real single fracture was fabricated that allowed the investigation of flow through different configurations generated by different shear displacement positions by translating one fracture plate over the other in a well defined and reproducible way (Köngeter et al., 2002). The aperture field of the fracture is determined with two independent measurement methods :

- a) Dye absorption method, and
- b) Optical 3D-Scan fringe projection method.

Streamlines are visualized through the injection of tracer and recorded with a CCD camera. With the aid of image processing software these pictures are then analyzed and compared with the results of numerical simulations. Also a comparison of experimentally observed hydraulic head losses with numerical results is performed.

2. Geometry of the Single Fracture

The fracture plates are geometrically constrained to an exact square area of 300 mm x 300 mm (size of the observation field in the experimental setup) and a total height of about 75 mm.

TABLE 1 : The statistical parameters of the measured aperture fields : x-direction is the direction of flow, which is also the direction of shear displacement; y-direction is perpendicular to the direction of flow.

shear displacement	a (mean aperture) [mm]	σ [mm]	λ x-direction [mm]	λ y-direction [mm]	correlation function	method	resolution [mm]
0 mm	0.98	0.11	3.2	3.4	exponential or Gaussian	absorbtion	0.3853
3.5 mm	2.72	0.48	30	32	hole-Gaussian	absorbtion	0.3853
7.2 mm	3.28	1.01	32	30	hole-Gaussian	absorbtion	0.3853
10.85 mm	5.28	1.13	33	29	hole-Gaussian	absorbtion	0.3853
0 mm	0.98	0.16	3.5	3.3	exponential or Gaussian	3D-scan	0.3853
0 mm	0.98	0.17	3.75	3.6	Gaussian	3D-scan	0.19265
7.2 mm	3.28	1.03	32	33	hole-Gaussian	3D-scan	0.3853
7.2 mm	3.28	1.03	32	33	hole-Gaussian	3D-scan	0.19265

The values presented in Table 1 indicate that the relative roughness σ/a increases with an increase of shear displacement. Note also that the arithmetic mean aperture in case of 0 mm displacement is about 1 mm and not zero. This is due to a deformation of the epoxy replica of the fracture plates during the hardening of the epoxy resin. The variogram (not shown here) points in all cases with a hole-Gaussian correlation function to two different scales of anisotropy at a small scale (in all cases about 11 mm) and a large scale λ_x in x-direction, whereas in y-direction there is only one periodic structure on the large scale λ_y .

3. Flow and Transport Experiments

Both flow and transport experiments are conducted for different flow configurations : For the configuration with 7.20 mm shear displacement the flow experiments are carried out with the water temperature being at $\sim 20^\circ\text{C}$ (room temperature), cooled down to $\sim 10^\circ\text{C}$ and heated up to $\sim 30^\circ\text{C}$ and by this changing the viscosity of water. The experiments for all other shear displacements are carried out at room temperature. The flow in these experiments is characterized by Reynolds numbers in the range of about $5 < \text{Re} < 140$. Here the Reynolds number is defined as $\text{Re} = 2aQ/(a-b\nu)$, where Q denotes the volumetric flow rate, ν the kinematic viscosity, a the fracture aperture and b the fracture width.

While the comparison of simulated and experimentally observed streamlines shows a very good agreement, the effective hydraulic permeability of the fracture deviates significantly : The experimentally determined permeability reaches only 65% (0 mm translation) and 47% (7.20 mm translation) of the permeability computed with the 2-dimensional Reynolds equations.

3.1 Influence of the Reynolds Number on Fracture Transmissivity

The results of these flow experiments show that

- a) A quadratic head loss law can be postulated : This is seen by plotting the measured effective hydraulic aperture or effective transmissivity of the fracture as a function of Reynolds numbers.
- b) The hydraulic head loss follows a relation that has been derived in analogy to the Ergun-approach for 3D isotropic granular media. Applying the following relation

$$\frac{l}{\text{Re}} = \frac{6\nu^2}{g \cdot a^3} \left(1 + c \sqrt{\frac{1}{48}} \cdot \text{Re}\right)$$

the Ward constant c is found to be independent of the fluid's viscosity (and temperature respectively), but decreasing with increasing shear displacement of the fracture plates (from $c = 0.06$ for 7.2 mm shear displacement to $c = 0.0078$ for 0 mm shear displacement).

- c) The observation of intersecting or crossing streamlines, not only for large Re but even for relatively low ones ($\text{Re} < 20$), points to a three-dimensional flow field. This explains partially the discrepancy between experimentally measured and simulated effective transmissivity.

3.2 Alteration of Streamline Pattern when Changing the Reynolds Number

For the transport experiments, the 0 mm and 7.20 mm displacement positions were examined with the water temperature being at $\sim 20^\circ\text{C}$ (room temperature). In the course of the experiments, the volumetric flow rate in the fracture is, starting with a low Reynolds number ($\text{Re} = 5$), continuously increased via an adjustment of the pumping rate until a value of about $\text{Re} = 120$ is reached. At this maximum value, the pump is shut off so that the flow rate then continuously decreases.

During these transient flow conditions, flow channels in the fracture are visualized by the injection of tracer (blue ink). These streamlines are then monitored with the CCD camera. At several Reynolds numbers, for both the rising and falling pressure heads, images of the tracer streamlines are recorded and are qualitatively compared with the results of numerical simulations.

It can be experimentally observed that the effect of secondary flow phenomena in three-dimensional space is to homogenize the flow field : The apparent contrast between regions of different permeability is reduced as Re increases. Indeed, high velocities in the dominant flow channels lead to secondary flow phenomena, which reduce the permeability of the respective channel and lead to an alteration of the flow towards regions of originally lower permeability.

This behavior is also supported by our numerical studies based on simulations of 2D Darcy-Ward flow in a heterogeneous fracture, conducted with the multi-dimensional finite volume code BigFlow2000.

References (selection)

Köngeter, J.; Forkel, C. & Spiller, M. (2002) : *Parameteridentifikation zur Äquivalenzmodellierung von Strömungs- und Stofftransportprozessen in Einzelklüften in poröser permeabler Matrix*. Research Report of DFG Research Project Ko 1573/8-1, IWW, RWTH Aachen (in German).

Fracture retardée dans les milieux poreux de porosités variables

Noushine Shahidzadeh-Bonn, Philippe Vié, Jean Claude Borgotti, Daniel Bonn

Laboratoire des Matériaux et Structures du Génie Civil,
2 allée Kepler, 77420 Champs sur Marne

La probabilité pour qu'une structure s'effondre est une donnée importante pour l'analyse des risques en génie civil. Nous étudions la probabilité de fracture dans des milieux poreux modèles formés par des billes de verre frittés. Afin de créer des milieux poreux de porosités variables et contrôlés, nous avons élaboré une nouvelle méthode de fabrication de frittés de verre permettant d'atteindre des porosités de 50%. Par la suite, l'étude consiste à soumettre les milieux poreux à une contrainte constante (flexion à trois points). Nous observons alors un retard à l'apparition de la fracture : on parle de "rupture différée". Une relation entre l'énergie d'activation qui détermine le délai avant la rupture et la porosité du milieu a été établie en généralisant la théorie de Griffith à des milieux poreux, ce qui nous permet de quantifier la probabilité de fracture dans les matériaux poreux.

Page blanche (VERSO)

Dispersion de traceurs dans des écoulements de polymères dans des milieux poreux modèles.

V. d'Angelo, M. Rosen \square Grupo de Medios Porosos, Facultad de Ingenieria, Paseo Colon 850, 1063 Buenos-Aires (Argentine).

H. Auradou, C. Allain et J.P. Hulin, Laboratoire FAST UMR 7608, Bât 502, Campus Universitaire d'Orsay, 91405 Orsay Cedex, France.

Présenté par : H. Auradou

La caractérisation des hétérogénéités d'un milieu poreux (canaux, strates, barrières ..) est un élément clé pour de nombreuses applications dans des domaines allant du Génie chimique et pétrolier à l'hydrogéologie. La dispersion de traceurs est un outil privilégié pour analyser ces hétérogénéités. Nous cherchons à augmenter sa sensibilité en comparant les caractéristiques de dispersion pour des fluides newtoniens et des fluides rhéofluidifiants. En pratique, nous étudions l'étalement du front de déplacement d'un fluide par un autre de même densité et de mêmes caractéristiques rhéologiques et ne différant que par la présence d'un traceur passif. Ceci contraste avec certains procédés de Génie Pétrolier qui utilisent, eux, des fluides déplaçant et déplacé de caractéristiques rhéologiques différentes pour obtenir un front d'avancée plat afin d'optimiser la récupération du pétrole.

Des expériences antérieures¹ sur des empilements non consolidés de grains à simple ou double porosité. ont montré une augmentation sensible de la dispersion avec le caractère rhéofluidifiant des fluides. Des comparaisons entre la dispersion en transmission classique et en écho (le traceur pénètre dans l'échantillon puis est repompé à travers un détecteur) ont également été effectuées². Une réversibilité partielle de la dispersion marquant la présence d'hétérogénéités de type strates ou canaux est observée avec une plus grande amplitude

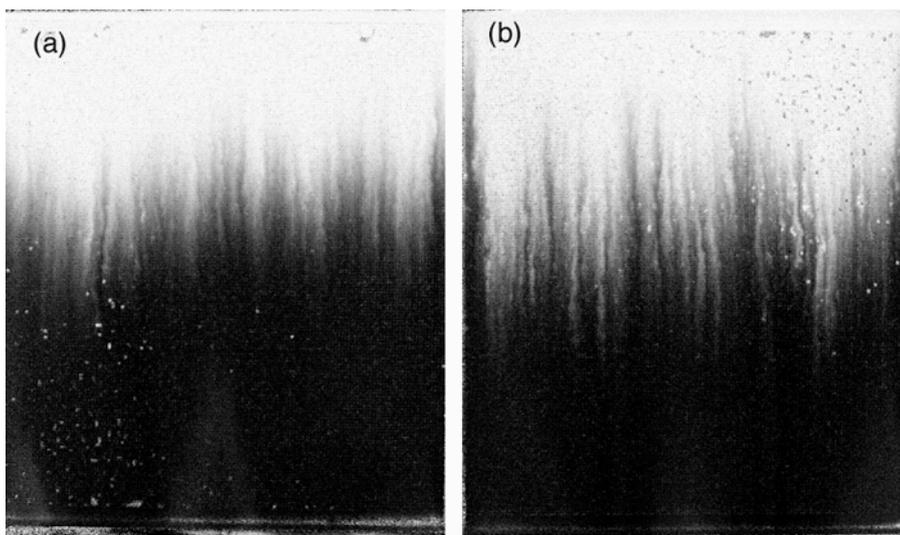


Figure 1 Visualisations d'un front de pénétration de solution colorée dans un micromodèle à une même nombre de Péclet ($Pe = 500$) et à un temps $t = 600s$ après le début de l'injection (a) pour une injection d'eau - (b) pour une solution d'eau et de scléroglycane (600 ppm). Ecoulement produit du bas vers le haut. Le traitement d'images fait disparaître les canaux du modèle. Niveaux de gris marquant la concentration de colorant normalisée. Exposant de décroissance de la viscosité avec le taux de cisaillement égal à 0,62

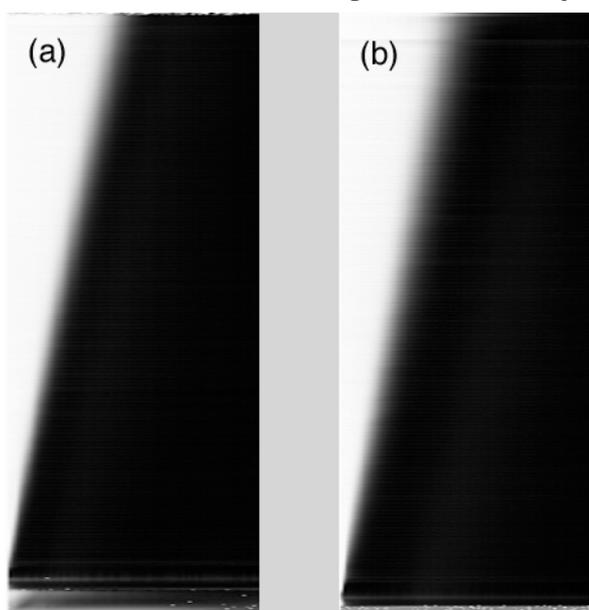
(500 \square m) réalisés à l'IMFT-Toulouse par C. Zarcone. Les fluides utilisés sont de l'eau et des solutions aqueuses de scléroglycane de concentration variant entre 500 ppm et 1500 ppm et d'exposant caractéristique de décroissance de la viscosité avec le taux de cisaillement variant entre 0,65 et 0,8 (il est à noter que le coefficient de diffusion moléculaire du colorant est le même dans les deux solutions). Le système d'injection permet d'établir un écoulement moyen parallèle aux bords latéraux du modèle. Un fluide transparent sature initialement

¹ Tracer dispersion in a polymer solution flowing through a double porosity porous medium, A. Paterson, A. d'Onofrio, C. Allain & J.P. Hulin, Journal de Physique II, 6, 1639-1654 (1996).

² Echo tracer dispersion in flows of polymer solutions through porous media : a tool for detecting weak permeability heterogeneities?" A. D'Onofrio, V. M. Freytes, M Rosen, C. Allain, J. P. Hulin, Eur. Phys. J. E. 7, 251-259 (2002).

³ Tracer dispersion in a polymer solution flowing in a capillary tube, M. Vartuli, J.P. Hulin & G. Daccord, AIChE J., 41, 1622-1628 (1995).

le modèle; il est ensuite remplacé dans les injecteurs par un fluide coloré miscible de même densité et de mêmes



propriétés rhéologiques. On a ainsi au début de l'expérience un front d'injection linéaire de fluide coloré pénétrant dans le modèle par un des bords et se déformant ensuite suivant les contrastes de vitesse (Fig.1). Une séquence d'images est réalisées durant l'invasion grâce à une caméra digitale; elle est ensuite transformée en cartes de concentrations grâce à des calibrations préalables et après normalisation par les images obtenues pour une saturation complète de chacun des fluides (Fig1). Ces cartes de concentration permettent d'analyser la géométrie du front d'invasion et de tracer des diagrammes spatiotemporels de variation de la concentration moyenne à une distance donnée de la ligne d'injection (Fig.2). On réalise dans le même temps des enregistrement video de parties localisées du front pour visualiser les mécanismes de partage des lignes de courant ou de piégeage dans les zones.

La comparaison qualitative des images d'invasion pour l'eau (Fig. 1a) et une solution eau-scléroglycane (Fig. 1b) montre des différences significatives entre les deux cas. L'amplitude des « rugosités du front » apparaît en effet plus grande dans le cas rhéofluidifiant que dans le cas newtonien. La séparation entre les filets de courant correspondant aux deux fluides apparaît par ailleurs plus nette. La superposition des courbes de variation temporelle de concentration moyenne

Figure 2 Diagrammes spatiotemporels du déplacement d'un fluide par un fluide coloré ($Pe = 500$). Les niveaux de gris correspondent à la concentration normalisée (a) eau – (b) solution eau-scléroglycane. Durée de l'expérience 4000s (coordonnées horizontale). La coordonnée verticale correspond à la distance parallèle à l'écoulement (champ de l'image 150 mm)

à une même distance de la ligne d'injection confirme cet effet (Fig.3). La pente de la courbe correspondant à l'injection d'eau (courbe en tirets) est plus forte que la courbe en traits continus correspondant au polymère – ce qui marque une dispersion plus élevée -. Les coefficients de dispersion déterminés en ajustant les courbes par des solutions d'une équation de convection-diffusion sont 30% plus élevés pour la solution de polymère.

Les études ultérieures viseront à analyser la variation de l'effet observé en fonction de la concentration en polymère et de la vitesse de l'écoulement. Les réseaux bidimensionnels de canaux présentent un intérêt tout particulier pour cette étude car ils présentent une composante importante de type dispersion de Taylor de par leur topologie particulière⁴. Celle-ci donne une composante du coefficient de dispersion dominante aux hautes vitesses (elle varie en U^2) alors que les effets du désordre du milieu et des hétérogénéités de perméabilité varie en U . Par ailleurs ce dernier effet est amplifié pour un fluide rhéofluidifiant alors que la dispersion de Taylor est réduite. La variation du coefficient de dispersion avec le nombre de Péclet permettra donc d'analyser l'importance relative des deux mécanismes.

Remerciements – Nous remercions C. Zarcone d'avoir mis à notre disposition le micromodèle qu'il a réalisé et qui a permis ces expériences. Nous remercions également O. Doare, F. Joly et A. D'Onofrio qui ont développé la technique de mesure et effectué des expériences préliminaires ainsi que I. Ippolito pour des suggestions fructueuses.

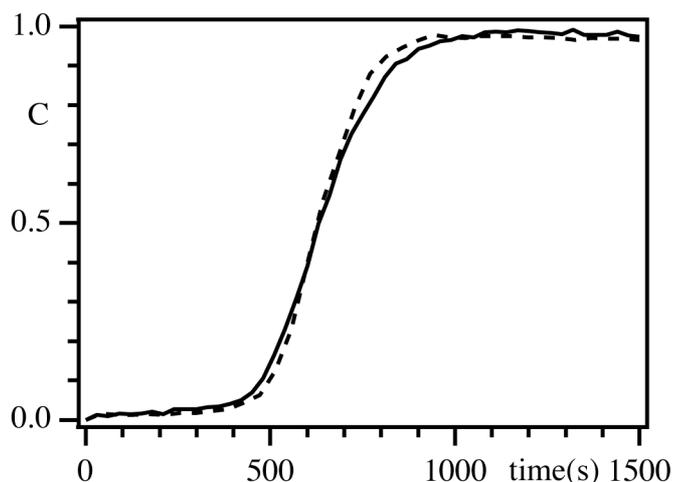


Figure 3: Courbes de variation temporelle de concentration moyenne à mi-parcours dans le micromodèle pour de l'eau (courbe pointillée) et pour la solution eau-scléroglycane dosée à 500 ppm (courbe continue). Les fronts sont ceux de la figure 1.

⁴ Echo tracer dispersion in model fractures with a rectangular geometry, I. Ippolito, G. Daccord, E.J. Hinch & J.P. Hulin, J. Contaminant Hydrology, **16**, 87-108 (1994).

LOIS DE TRANSPORT EN MILIEU POREUX DEDUITES DU MODELE

« GRAIN AND PORE THROAT »(GPT)

Guy Chauveteau

Une condition nécessaire pour établir des équations de transport en milieux poreux sur des bases physiques correctes est de disposer d'un modèle suffisamment réaliste de la géométrie d'écoulement à l'échelle des pores. Actuellement il n'existe que deux modèles géométriques assez simples pour permettre un calcul analytique. Le premier suppose un écoulement interne (faisceau de capillaires droits) et le second un écoulement externe ("Sphere-in-Cell" dû à Brenner). Ni l'un ni l'autre ne fournit une description réaliste de la géométrie de l'écoulement.

C'est la raison pour laquelle nous avons proposé il y a quelques années une représentation géométrique des pores que nous avons appelée le modèle GPT (Grain and Pore Throat) qui soit réaliste d'un point de vue hydrodynamique et assez simple pour en déduire des équations de transport. Ce modèle décrit les milieux granulaires comme un ensemble de cellules unité représentatives. Chacune d'elle est constituée d'un élargissement de pore (dont la géométrie est définie par celle des grains) et d'une restriction de pore (caractérisée par son diamètre hydrodynamique et sa forme). Puisque la perte de charge par unité de longueur varie comme la puissance 4 du diamètre (et la ddp électrique comme la puissance 2) pour des géométries semblables et que le rapport des diamètres expansion/restriction est supérieur à 3, le modèle stipule que les propriétés de transport ne dépendent que des caractéristiques des restrictions de pore et de leur nombre par unité de surface et de longueur. De plus, ce modèle implique que si, par un processus quelconque, toutes les dimensions des pores sont progressivement réduites de façon uniforme, par exemple par dépôt de surface minéral, les restrictions de pores seront obturées (perméabilité nulle) alors des alors qu'il reste une porosité résiduelle. Cette dernière est une propriété intrinsèque de tout milieu de structure granulaire.

Une autre caractéristique du modèle GPT est que tous ses paramètres peuvent être déterminés expérimentalement, soit directement sur carotte ou à l'aide d'un calcul très simple.

A partir de ce modèle géométrique/hydrodynamique et des lois élémentaires (de l'hydrodynamique et de l'électrodynamique), on peut établir sous une forme analytique simple toutes les lois de transport en milieu poreux à l'échelle de Darcy, à savoir les perméabilités mono et diphasiques, le facteur de formation et l'indice de résistivité. La simplicité de ces relations facilite leur évaluation par l'utilisateur qui peut juger de leur fiabilité et de leur pertinence dans un cas d'application donné à partir des autres informations disponibles (microscopie, plaques minces, RMN, injections de mercure etc...).

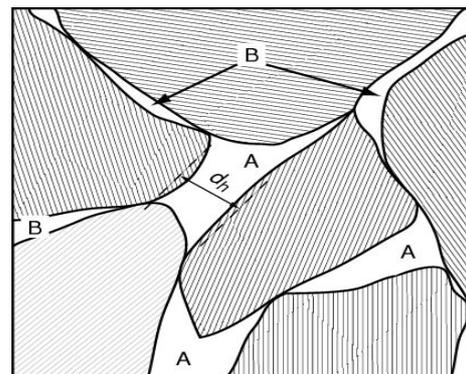
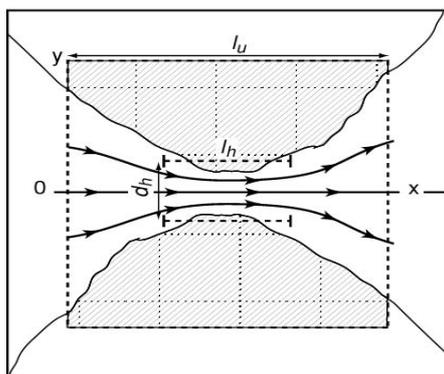
Les autres prédictions théoriques que l'on peut déduire du modèle GPT concernent 1) les effets de la diagénèse (cimentation) sur la porosité et la perméabilité 2) le dépôt de particules colloïdales (minéraux en suspension dans les eaux d'injection et asphaltènes dans les bruts: élaboration du modèle PARIS et définition des régimes d'endommagement particuliers autour des puits), 3) les effets de l'adsorption des polymères, dépôt purement brownien ou augmenté par les forces hydrodynamiques, 4) le comportement rhéologique des fluides non-newtoniens en milieu poreux, 5) l'influence de l'inertie sur les écoulements à grande vitesse dans les milieux consolidés ou non, 6) les variations des perméabilités horizontales et verticales en fonction de la porosité lorsque les roches sont soumises à des contraintes

anisotropes lors d'exploitation d'un gisement et 7) l'écoulement des gaz lorsqu'une partie du transport s'effectue par diffusion gênée (effet Klinkenberg souvent attribué à tort à un glissement à la paroi).

Le très bon accord entre les prédictions théoriques du modèle GPT et les données expérimentales disponibles a permis la validation de ce modèle en ce qui concerne la relation entre la perméabilité monophasique et la porosité pour des milieux non-consolidés (tassage) et consolidés (dépôt minéral ou soumission à des contraintes mécaniques isotropes et anisotropes), effets d'inertie, dépôt de particules et adsorption de polymères ou de microgels, le facteur de formation et l'indice de résistivité. Les prédictions concernant l'effet de la distribution en taille des pores et les écoulements multiphasiques ainsi que leur validation par confrontation avec l'expérience font l'objet d'une étude en cours.

Il nous semble donc que le modèle GPT est un outil conceptuel et pratique simple qui permet de dépasser le stade empirique actuel (lois d'Archie et de Kozeny-Carman) en établissant des relations claires entre les propriétés macroscopiques de transport des milieux granulaires et leur structure microscopique.

1. Chauveteau G., Nabzar L., El Attar Y. and Jacquin C. "Pore Structure and Hydrodynamics in Sandstones", SCA 9607, International Symposium of the Society of Core Analysts, Montpellier, France, 8-10 September 1996.
2. G. Chauveteau and K. Sorbie, "Mobility Control by Polymers" in «Basic Concepts in Oil Recovery Processes», Chapter II, Ed. Marc Bavière, in Critical Reports on Applied Chemistry, S.C.I., Elsevier Science Publishers.
3. Fleury M. and Liu F., "Frequency Effect on Resistivity Index Curves using a New Method" 41st Annual SPWLA Symposium, Dallas, June 4-7, 2000.
4. Durand C., Brosse E. and Cerepi A., "Effects of Pore-Lining Chlorite on Petrophysical Properties of Low-Resistivity Sandstone Reservoirs, June 2001, SPE Reservoir Evaluation and Engineering.
5. Lombard, J.M., Longeron D. and Kalaydjian, F. "Influence of Connate water and Condensate Saturation on Inertial Effects in Condensate Fields," SPE 56485, SPE Annual Technical Conference and Exhibition, Houston, Texas, Oct. 6-9, 1999..
6. Chauveteau G., Nabzar L. and Coste J. P.: "Physics and Modeling of Permeability Damage Induced by Particle Deposition", SPE 39463, SPE International Symposium on Formation Damage Control, Lafayette, Louisiana, 18-19 February 1998.



Session 3

ÉCOULEMENTS MULTIPHASIQUES

Page blanche (VERSO)

Pierres des monuments : Caractérisation du milieu poreux et des propriétés de transfert hydrique

Beck Kévin¹, Rozenbaum Olivier², Al-Mukhtar Muzahim¹

¹Centre de Recherche sur la Matière Divisée, Université d'Orléans,
CNRS-CRMD, 1B rue de la Férollerie 45071 Orléans Cedex 2, France.

²Institut des Sciences de la Terre d'Orléans, Université d'Orléans,
CNRS-ISTO, 1A rue de la Férollerie, 45071 Orléans Cedex 2, France.

Les analyses des différents types d'altérations des pierres mises en œuvre montrent que le vecteur principal de l'altération est l'eau. Le tuffeau, pierre principale de construction des châteaux de la Loire, est une roche sédimentaire qui affleure dans la zone sud-ouest du bassin parisien, le val de Loire. Cette pierre a été utilisée depuis de nombreux siècles : sa légèreté et sa facilité d'utilisation pour la sculpture, ainsi que sa blancheur ont été ses principaux atouts. Le tuffeau est particulièrement sensible aux conditions environnementales qui affectent de manière très importante son comportement. Ainsi apparaissent certains phénomènes tels que la dissolution, la cristallisation et la fissuration qui amènent la pierre à un état d'altération souvent important. Par conséquent, la restauration des monuments devient nécessaire et le choix des pierres de remplacement doit se faire de façon rigoureuse car, si la pierre de remplacement n'est pas bien compatible, les résultats de la restauration peuvent être dommageables. Ainsi, l'aspect extérieur de la pierre et la porosité totale seule ne suffisent pas pour choisir la pierre adéquate, mais il faut étudier les propriétés de transfert hydrique des pierres qui sont conditionnés par la géométrie de sa structure porale. C'est pourquoi l'investigation de la texture porale des pierres et de son influence sur le transfert des fluides est un enjeu très important dans la maîtrise des conditions de mise en œuvre, de diagnostic des altérations et de restauration de bâtiments.

Deux roches calcaires extraites de carrière ont donc été choisies : le tuffeau blanc de Touraine et la pierre de Sébastopol (Oise) qui sont toutes deux des roches à forte porosité.

Plusieurs techniques de caractérisation de l'espace poral sont présentées : porosimétrie au mercure, analyse d'images...

Les propriétés de rétention d'eau et de transferts des fluides reliés aux caractéristiques de l'espace poral sont déterminées en fonction de l'humidité relative. Des techniques complémentaires ont été mises en œuvre afin de balayer l'ensemble des variations de l'humidité (solutions salines saturées, solutions osmotiques et plaques tensiométriques) et ainsi mesurer la capacité de rétention d'eau. L'étude des mouvements d'eau en mode convectif et diffusif a été entreprise. L'imbibition concerne le domaine de forte humidité où la circulation de l'eau s'effectue en phase condensée ; la géométrie de la structure porale y est déterminante. La diffusion est prépondérante lorsque l'humidité est faible, et est donc favorisée par les faibles degrés de saturation.

La caractérisation du tuffeau a confirmé une constitution principalement calcique et silicique avec des restes d'organismes fossiles. Elle a aussi démontré une forte porosité de l'ordre de 48 % et une distribution porale qui s'étend sur plusieurs ordres de grandeurs (de 0,01 μm à 10 μm), ainsi qu'une bonne aptitude à véhiculer les fluides.

La pierre de Sébastopol possède une porosité totale similaire à celle du tuffeau (roche à forte porosité de l'ordre de 44 %) mais une distribution porale très différente (figure 1) qui conditionne ainsi d'autres comportements vis à vis des transferts de fluides. Les images MEB de coupes polies (figure 2 et 3) illustrent clairement ces différentes porosités.

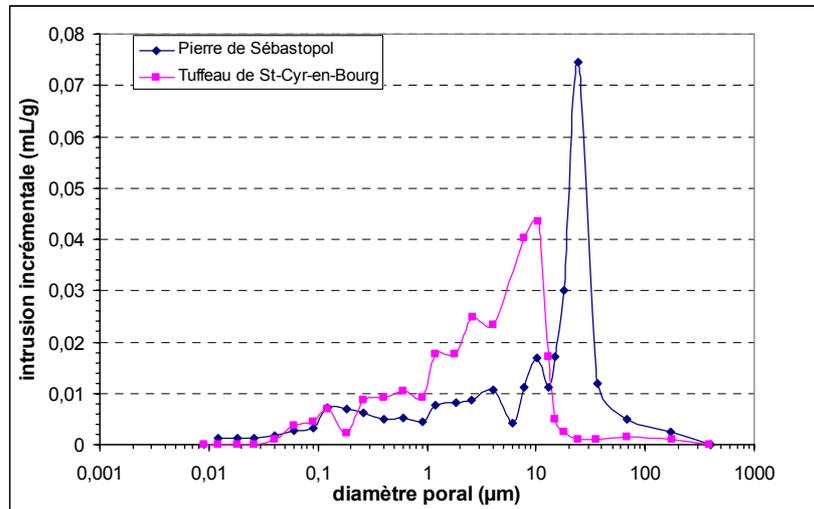


Figure 1 : distributions porales du tuffeau blanc de Touraine et de la pierre de Sébastopol d'après les courbes d'intrusion de mercure

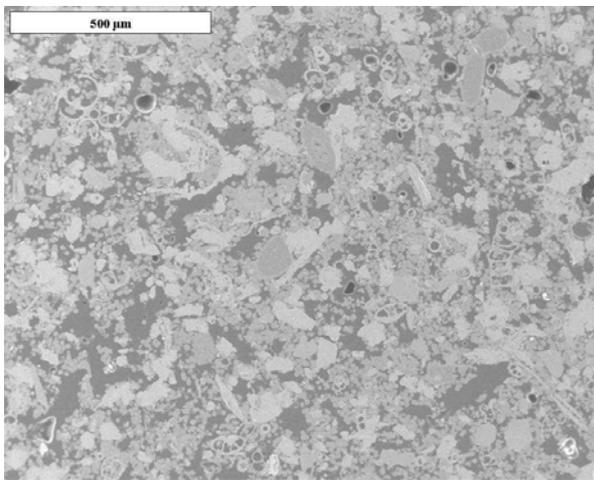


Figure 2 : image MEB (échelle 500 µm) du tuffeau blanc de Touraine porosité : 48 % (les poroïds apparaissent en gris foncé)

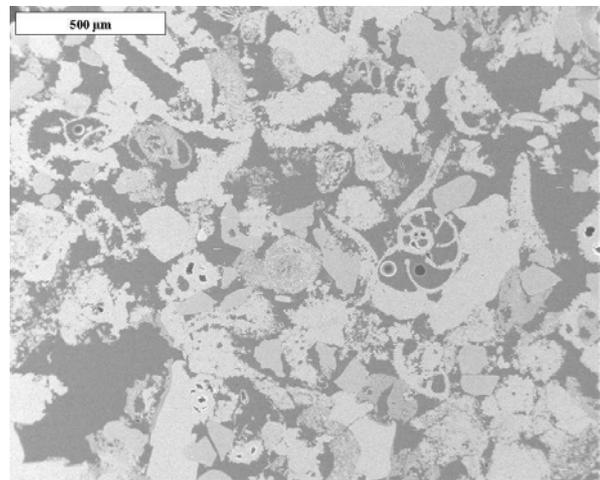


Figure 3 : image MEB (échelle 500 µm) de la pierre de Sébastopol porosité : 44 % (les poroïds apparaissent en gris foncé)

Modélisation et simulations numériques du drainage d'une colonne poreuse - Comparaison avec des expériences par IRM

Johann Bénard, Robert Eymard, Paméla Faure, Xavier Nicolas

Le contexte général de cette étude est la modélisation et la simulation numérique d'écoulements diphasiques isothermes en milieux poreux, pour des applications à des problèmes d'ingénierie civile ou environnementale.

Nous nous intéressons au drainage d'une colonne poreuse verticale, initialement remplie d'eau et envahie par de l'air (cf. figure 1). L'objet de l'étude est de dégager, à partir de simulations numériques directes monodimensionnelles et d'expériences par IRM, les comportements principaux de ces écoulements au court du temps et d'en proposer une modélisation théorique simplifiée. On montre en particulier l'importance du choix des lois de pression capillaire et de perméabilités relatives utilisées dans les modèles théorique et numérique.

Les expériences par IRM consistent à mesurer l'évolution spatiale et temporelle de la saturation en eau S d'une colonne poreuse de 18 cm de haut et de 3 cm de diamètre (cf. figure 2), remplie de microbilles de verre de diamètre 104 à 128 μm . On est donc capable, lors du drainage, de déterminer l'évolution temporelle de la position $R(t)$ du front de gradient de saturation délimitant la zone sous-saturée de la zone saturée.

Les simulations numériques directes sont réalisées à partir d'un code qui résout les équations de conservation de la masse, en utilisant la loi de Darcy, pour les deux constituants fluides (eau et air) par la méthode des volumes finis. Comme pour les expériences, ces simulations permettent d'obtenir les évolutions temporelles et spatiales de la saturation en eau S et également celles des pressions d'air et d'eau. Les simulations mettent clairement en évidence l'influence prépondérante de la somme $\alpha+\gamma$ des exposants intervenant dans les modèles de pression capillaire ($P_c \sim (1-S)^\alpha$) et de perméabilité relative à l'air ($K_{r_a} \sim (1-S)^\gamma$) sur la vitesse du front dR/dt et sur la variation de la saturation à proximité du front.

Le modèle simplifié proposé est basé sur un développement asymptotique au premier ordre de S en fonction de $R(t)$. Il est du type $(1-S(x, t)) = A(t)(R(t)-x)^\beta$, où x est la coordonnée spatiale selon la hauteur de la colonne et où la fonction $A(t)$ et le paramètre β sont des inconnues à caler sur les résultats des expériences ou des simulations numériques. A partir de ce modèle simplifié, on montre que la position du front $R(t)$ varie en $t^{1/2}$, ce qui est validé, pour les premiers instants, par les simulations numériques (cf. figure 3) et les expériences.

Enfin, nous présentons une méthode qui permet d'identifier les exposants β et γ donnés ci-dessus, connaissant α (la pression capillaire) et $S(x, t)$. Cette méthode est appliquée avec un relatif succès aux résultats des simulations numériques et des expériences.

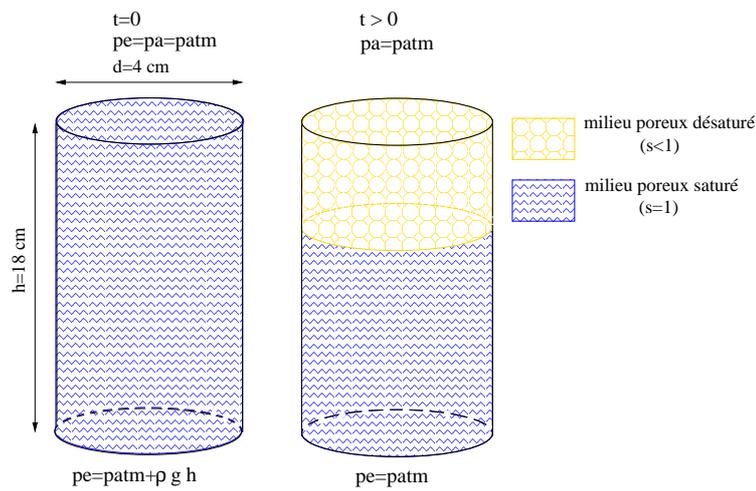


Figure 1 : Illustration du drainage d'une colonne poreuse et des conditions initiales et aux limites introduites dans les modèles. A gauche : instant initial saturé. A droite : instant $t > 0$, partiellement dessaturé.

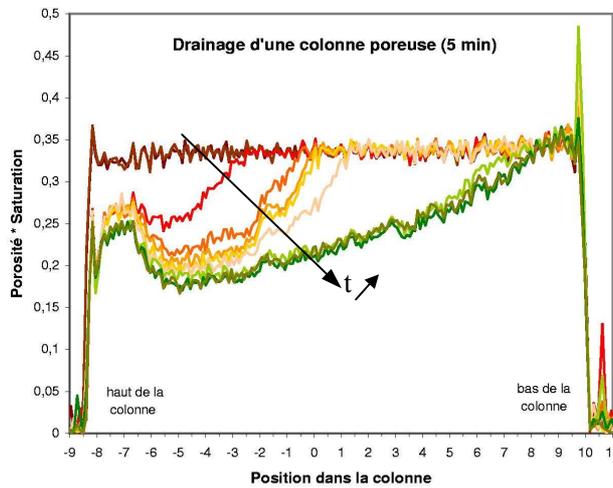


Figure 2 : Evolution spatiale de la saturation en eau mesurée par IRM, à différents instants, lors du drainage d'une colonne de porosité moyenne $\epsilon=0,34$, initialement saturée.

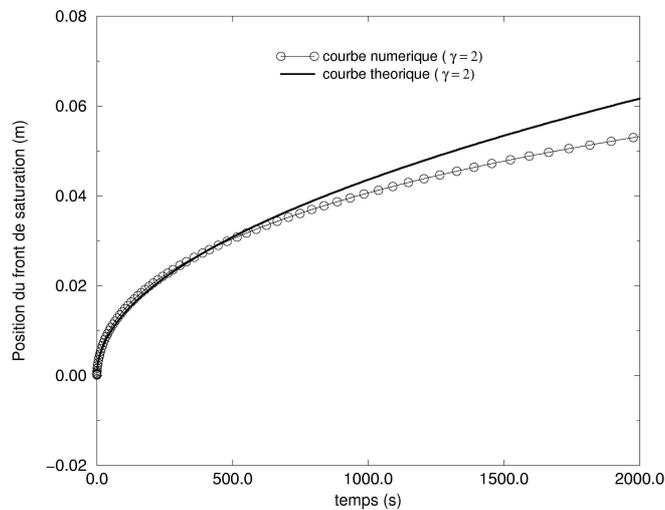


Figure 3 : Comparaison des évolutions temporelles de la position du front de gradient de saturation $R(t)$ calculées par une simulation numérique et par le modèle théorique

Soil Injection of a Micro-fine Cement Grout: Experimental Aspects

Fatiha BOUCHELAGHEM

*Centre de Recherche sur la Matière Divisée,
1b rue de la Férollerie, 45071 Orléans cedex 2*

Soil remediation by permeation grouting consists in introducing under pressure a grout into the soil, leading after solidification to a heterogeneous cemented material. Injection is particularly useful for reducing the initial soil permeability or increase its mechanical resistance. In order to study the interactions developed between the liquid and solid phases and to lead to a predictive model for the grout propagation and the soil behaviour during the injection, some original one-dimensional and three-dimensional experiments were conducted in the laboratory.

The one-dimensional sand column injection tests allowed, through continuous acquisition of the interstitial fluid pressures and the concentration front successive positions (figure 1), to study the main characteristics of the fluid flow and the grout propagation through a simple geometrical configuration. Those tests bring out experimental evidence on the couplings between the fluid pressure and the grout concentration evolutions (figures 2 & 3). The fluid grout and the interstitial water initially present being miscible (Bouchelaghem & Vulliet, 2001), dispersion measurements were made, by relying on image processing techniques to follow the grout propagation (figure 2) and on an existing analytical solution verified under particular flow conditions (Bouchelaghem & Almosni, 2003). During the injection, some of the grout constituents are filtrated by the granular matrix. This process changes the morphology of the solid skeleton and the flow characteristics of the interstitial fluid phase. The filtration rate of the grout particles was estimated from the pore fluid pressure data (figure 3), on the basis of a dedicated advection-dipersion-filtration model (Bouchelaghem & Vulliet, 2001).

The three-dimensional test consisted in injecting a cylindrical model under conditions of axial symmetry, while monitoring the solid displacements, the fluid pressures and the grout front successive positions within the injected soil (figure 4). The model was extensively instrumented, the hydraulic and mechanical boundary conditions were strictly monitored, the dimensions retained being similar to an injection unit. As the in-situ injection results are scarce and difficult to analyze, owing to the heterogeneity of the injection treatment, and the impossibility to follow the grout propagation in the soil, the three-dimensional experiment in the laboratory is most useful to study the grout propagation mechanisms for conditions close to real injection tests. Among the aspects more particularly investigated, the interest focuses on the flow of the fluid phase (figure 5), the hydrodynamical dispersion, the filtration and the grout convective transport (figure 6), as well as the solid deformations induced by the pressure rise during the injection through a deformable porous medium.

The column injection experiments and the cylindrical model injection lead to the same conclusions, and show clearly the respective contributions of the viscosity, the filtration and the dispersion during the grout convective transport, as well as their effects on the interstitial pressure evolution. The viscosity and the filtration effects play complementary roles during the injection. The pressure field is strongly coupled to the concentration field, the interstitial pressure raise within the medium being subordinated to the grout transport through viscosity variations during the initial propagation phase, next through the filtration which strongly affects the porous medium structure (Bouchelaghem & Vulliet, 2001).

The experiments presented were employed for the development and the assessment of a theoretical model of grout propagation through a deformable porous medium. The general mathematical model combines the analysis of the fluid flow, of the grout mass transport, and the deformation of the solid skeleton, to give a realistic prediction of the grout distribution within the porous medium, the evolution of the fluid pressure, and their interactions with the solid skeleton's displacements. An excellent agreement was obtained between the experimental and the numerical results, the cylindrical injection test in particular offered a complete validation procedure for the proposed formulation, and the adequacy of the model has thus been firmly established (Bouchelaghem & Vulliet, 2001).

Further experiments should focus on the hydro-mechanical coupling, another improvement would consist in measuring the real grout distribution during its propagation using microstructural analysis. The filtration study would also benefit from such techniques by allowing to characterize the evolution and the morphology of the deposit : local grout concentration or grout deposit data need to be collected during the ongoing of the injection experiment, and not on the solidified bulb.

Bouchelaghem F. & Vulliet L. (2001) - Mathematical and Numerical Filtration-Advection-Dispersion Model of Miscible Grout Propagation in Saturated Porous Media - *Int. J. for Num. and Anal. Methods in Geomechanics*, Vol. 25, n° 12, p. 1195-1227.

Bouchelaghem F. & Almosni A. (2003) - Experimental Study of the Dispersion of a Micro-cement Grout Front and Determination of the Longitudinal Dispersion Coefficient During Injection in a One-Dimensional Model – *Transport in Porous Media*, vol. 52, p. 67-94.

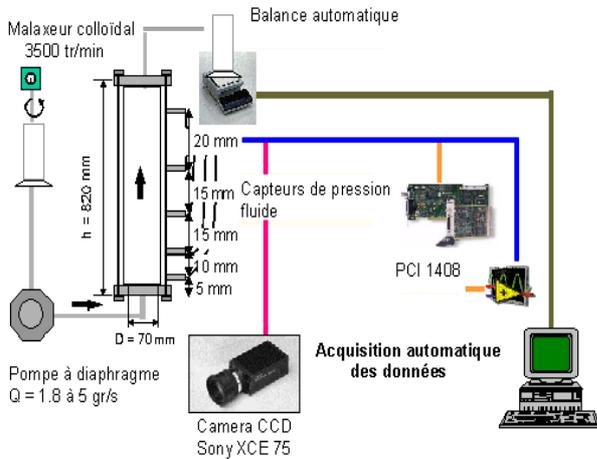


Figure 1: Experimental set-up for 1D grout injection experiment

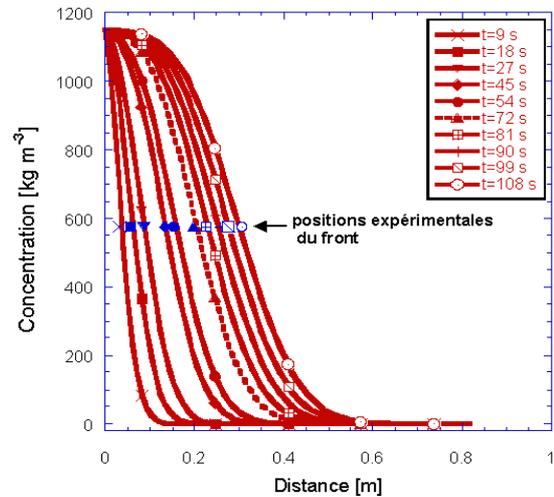


Figure 2: Comparison between Ogata's solution and grout front successive positions during 1D column injection experiment

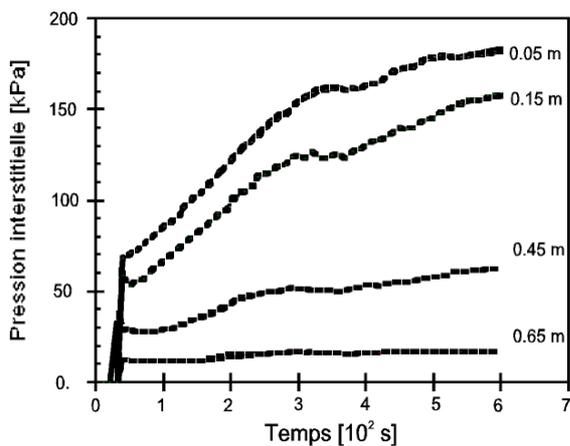


Figure 3: Pore fluid pressure distribution during 1D column injection experiment.

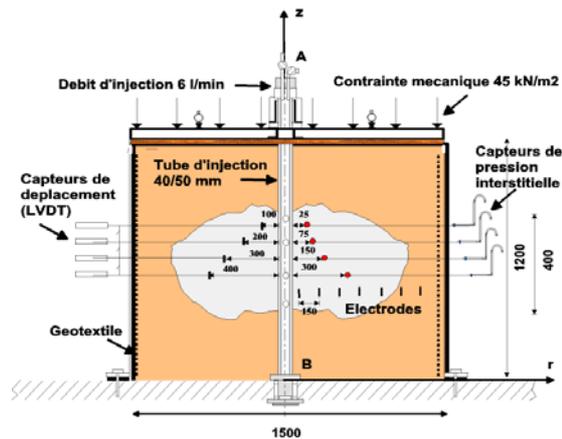


Figure 4: Set-up for 3D grout injection experiment.

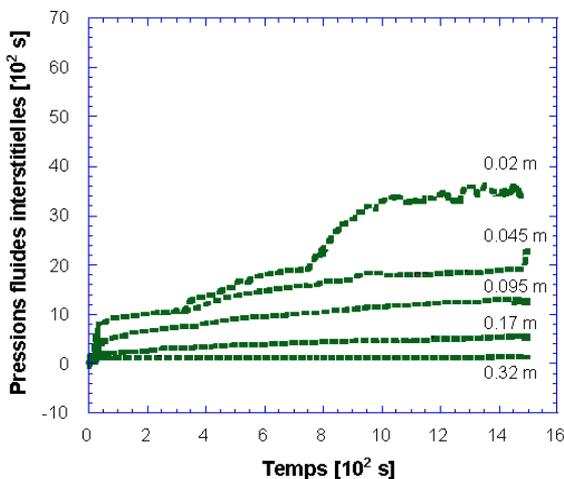


Figure 5: Pore fluid pressure distribution during 3D injection experiment

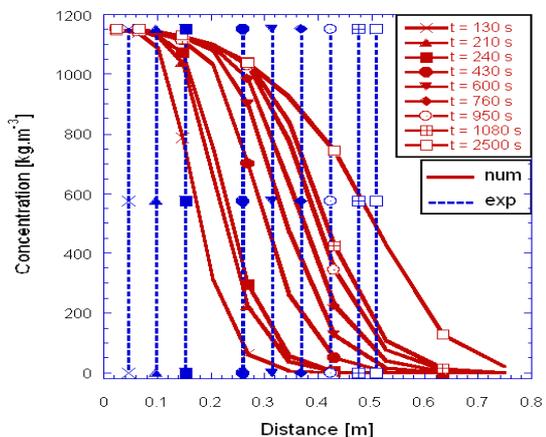


Figure 6: Grout concentration profiles during 3D injection test. Comparison between experimental grout front positions and numerical solution (Bouchelaghem, 2001)

Effets des forces capillaires dans le phénomène de dispersion diphasique.

Nadia JAMALEDDINE, M. PANFILOV

Ecole Nationale Supérieure de Géologie de Nancy

Abstract.

L'objet d'étude est le processus de formation d'une zone de mélange diphasique lors du déplacement d'une phase par une autre dans un milieu poreux.

Dans le papier présent nous étudions la contribution des forces capillaires dans le phénomène de dispersion diphasique.

On a examiné le modèle de richards(écoulement d'eau en présence de l'air) dans un milieu poreux hétérogène par la méthode d'homogénéisation à double échelle, on a obtenu un modèle macroscopique d'écoulement qui contient un nouveau terme de dispersion diphasique, ce terme a deux composantes provoquées par les forces de gravités et la capillarité.

En plusieurs cas, la structure du tenseur de dispersion peut être calculée de façon explicite.

On a obtenu l'influence de la forme de courbe pression capillaire- saturation sur les propriétés du tenseur de dispersion.

Page blanche (VERSO)

Drainage dans les milieux poreux : impact du mouillage

A.Tournié, P.Vié, S.Bichon, S.Rodts, F.Bertrand, A.Azouni, N. Shahidzadeh-Bonn

Laboratoire des Matériaux et Structures du Génie Civil(LMSGC), UMR LCPC-CNRS-ENPC,
Institut Navier, 2 allée Kepler, 77420 Champs sur Marne

Les mécanismes d'écoulement d'un liquide, tels que le drainage, le séchage et l'imbibition peuvent être très différents selon les propriétés de mouillage des milieux poreux. L'étude de l'effet de mouillage sur les écoulements est très importante en génie civil où les transferts hydriques dans les matériaux poreux sont omniprésents et en ingénierie de réservoir où l'état de mouillage semble influencer le taux de récupération de pétrole. Dans cet objectif, nous avons effectué une étude systématique sur le drainage par gravité de l'eau (écoulements diphasiques) dans des milieux poreux, sable de Nemours et billes de verre, dont les propriétés de mouillage sont modifiées. Différentes techniques de caractérisation (pesée de la quantité d'eau récupérée, la Gamma densimétrie et l'Imagerie par Résonance Magnétique) ont permis d'étudier le drainage de l'eau à la fois en statique et en dynamique. Ces expériences représentent une situation modèle unique, car, nous pouvons contrôler l'état de mouillage sans changer la viscosité du fluide et la température dans le système.

Afin de modifier la mouillabilité de notre milieu poreux, les grains sont traités chimiquement au laboratoire par réaction de silanisation (greffage sous forme de monocouches de molécules organique (silane) sur le substrat). Après traitement, les propriétés de mouillage de surface sont caractérisées à l'aide d'une méthode optique développée au laboratoire, permettant la mesure directe de l'angle de contact sur les billes ou le sable (figure 1). Le point fort de cette nouvelle méthode est qu'elle permet de mesurer à la fois l'angle d'avancée et de recul par visualisation directe, et ne pose aucun problème pour des surfaces très hydrophobes contrairement à la méthode de Washburn.

Une fois l'état de mouillage identifié, nous étudions la cinétique d'écoulement dans des milieux poreux traités et non traités. Les expériences de drainage par gravité montrent un taux de drainage plus élevée dans le cas des milieux poreux traités. Les profils de désaturation obtenus par Imagerie par Résonance Magnétique montrent que la cinétique de drainage dépend fortement des propriétés de mouillage de la structure poreuse (figure 2). Par ailleurs, nous avons pu mettre

en évidence le rôle du film d'eau sur la dynamique d'écoulement et l'effet des ponts capillaires sur la rétention d'eau. Nous avons également prouvé dans le cas d'un milieu poreux hydrophobe l'effet de l'hystérésis d'angle de contact sur une désaturation hétérogène.

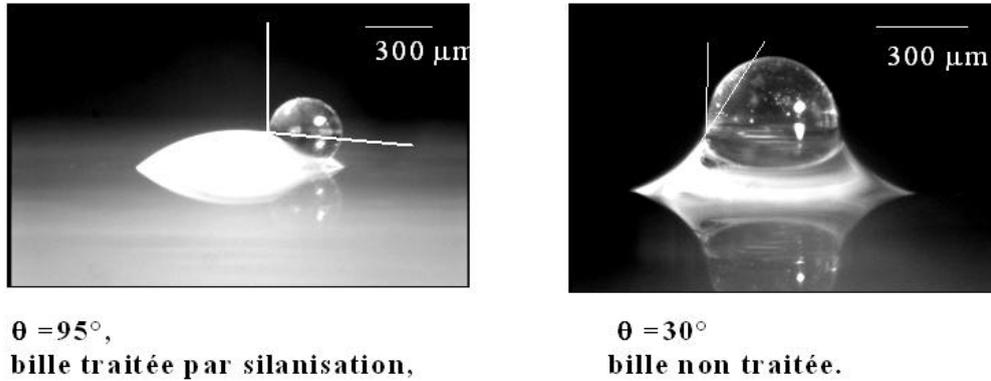


Figure 1. Mesure d'angle de contact après silanisation des billes de verre constituant le milieu poreux.

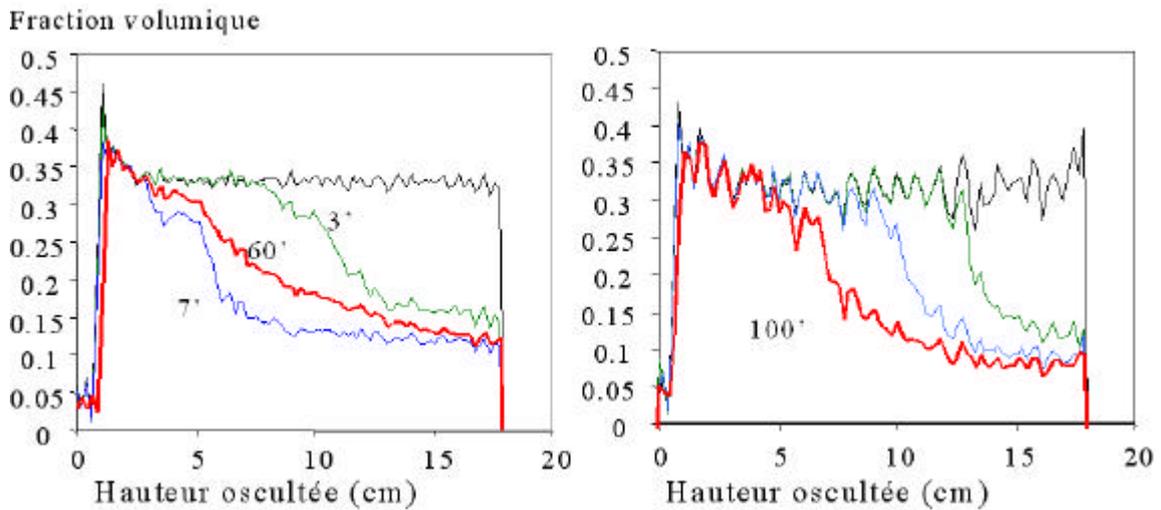


Figure 2. Profils de désaturation obtenus pendant le drainage (temps en minute) par Imagerie par Résonance Magnétique

Déplacements de fluides immiscibles en milieu poreux hétérogènes stratifiés et. aléatoires

Benoît Noëtinger, Vincent Artus

Institut Français du Pétrole, 1-4 avenue de Bois préau 92852 Rueil Malmaison
benoit.noëtinger@ifp.fr

1 Introduction

La plupart des milieux poreux naturels sont hétérogènes de l'échelle microscopique à l'échelle hectométrique ou plus encore (Dagan, 1989). Etudier l'impact de ces hétérogénéités sur les écoulements dans ces milieux est essentiel pour les hydrogéologues et les pétroliers. De nombreux résultats sont connus pour les écoulements monophasiques ou bien pour les traceurs, où l'effet des hétérogénéités se traduit pour l'essentiel par une renormalisation de la perméabilité et du tenseur de dispersion. Il n'en est pas de même dès lors que l'on s'intéresse à des écoulements polyphasiques. Dans ce cas, le caractère hyperbolique des équations de transport, et le couplage d'origine visqueuse entre le champ de vitesse et l'évolution de la saturation est à l'origine de non-linéarités qui compliquent le traitement analytique ou numérique du problème. En particulier, le caractère hyperbolique entraîne l'apparition de chocs de saturation, qui modifient profondément la structure des développements en perturbations des équations de transport en puissances de la variance du log de la perméabilité. La plupart des résultats de la littérature sont des extrapolations des connaissances acquises dans le cas traceur, Langlo & Espedal (1994), Cvetkovic & Dagan (1996), Zhang & Tchelepi (1999). Nous avons récemment mis en évidence le rôle de la non-linéarité de type visqueuse, pourtant responsable du développement d'instabilités de Saffman Taylor (1958). Dans le cas stratifié, on montre l'existence de solutions stationnaires, et on donne des critères de regroupement vertical des couches en fonction du rapport de mobilité et du contraste de perméabilité.

2 Description des écoulements diphasiques en milieu poreux.

On considère l'écoulement 2D de deux fluides incompressibles 1 et 2, indexés par l'indice $i = 1, 2$ dans un milieu poreux. On supposera l'écoulement régi par les équations de Darcy généralisées, et la capillarité et la gravité sont négligées. La saturation $S(\mathbf{r}, t)$ de référence est la saturation en eau. Les équations finales s'écrivent sous la forme suivante :

$$\frac{\partial S(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\frac{\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)}{\phi} \varphi(S(\mathbf{r}, t)) \right] = 0 \quad \nabla \cdot \mathbf{u} = -\nabla \cdot (\mathbf{K}(\mathbf{r}) \lambda(S(\mathbf{r}, t)) \nabla p(\mathbf{r}, t)) = 0$$

$S_i(\mathbf{r}, t)$, ϕ et $\mathbf{K}(\mathbf{r})$ sont respectivement la saturation en fluide i , la porosité, la perméabilité, seule quantité aléatoire de notre problème. On a $\mathbf{K}(\mathbf{r}) = \mathbf{K}(1 + \sigma_{\text{Log } k} Y(\mathbf{r}))$. $\sigma_{\text{Log } k}$ est l'écart type de $\text{Ln } k$ et $Y(\mathbf{r})$ est une fonction aléatoire gaussienne centrée de covariance $C(\mathbf{h}) = \langle Y(\mathbf{r}) Y(\mathbf{r} + \mathbf{h}) \rangle$. L'écoulement considéré sera un classique "balayage à l'eau" qui consiste à injecter de l'eau sur la face d'entrée du milieu poreux pour chasser l'huile en place.

3 Evolution du front.

Dans le cas hétérogène, les résultats des simulations montre l'existence d'un front $x(y, t)$, lieu de discontinuités de saturation caractérisé par l'équation implicite $S(x, y, t) = S_f$. En s'intéressant à l'écart $\delta x(y, t) = x(y, t) - Ut$, on relie l'évolution de $\delta x(y, t)$ à l'hétérogénéité sous-jacente. En adaptant au cas hétérogène des techniques de calcul développées par King (1989), et les développements en perturbation en puissance du paramètre $\sigma_{\text{Log } k}$, on trouve en effet l'équation d'évolution gouvernant les modes normaux $\delta x_q(t) = \int \delta x(y, t) \exp(iq \cdot y) dy$. La quantité fondamentale est le rapport $M_f = \lambda(0)/\lambda(S_f)$ de mobilité totale $\lambda(S)$ de part et d'autre du front. Dans le cas **stable** ($M_f > 1$), la solution de cette équation donne le résultat de la compétition entre la relaxation visqueuse et l'excitation. Le cas **marginal** $M_f = 1$ correspond au cas *traceur*. Si $M_f < 1$, l'écoulement est **instable** et les développements effectués perdent leur pertinence du fait des termes non-linéaires négligés ici.

4 Applications, extensions et conclusions.

De façon à tester nos calculs, nous avons procédé à une étude dans le cas stratifié (strates parallèles à l'écoulement moyen); et hétérogène isotrope. Dans le cas stratifié, nous avons considéré un profil de perméabilité à 4 couches considéré en laboratoire en écoulement miscible (Loggia, 1996). Selon les valeurs respectives de M_f et des contrastes de perméabilité entre couches, on observe sur la Fig 1 (b) l'apparition de 1 à 4 fronts quasi-stationnaire se propageant à des vitesses différentes. Ce diagramme peut être utilisé pour regrouper des couches. Il existe donc des solutions stationnaires en stratifié, et est conforme aux observations de Loggia.

Dans le cas hétérogène isotrope stable, la Fig 2 (a) montre les fronts à différents instants. La Fig 2 (b) montre l'évolution temporelle des variogrammes, et la convergence vers une limite.

FIG. 1 –(a) Profil de perméabilité des quatre strates.

(b) "diagramme de phase" montrant la vitesse (et donc le nombre) des 4 fronts en fonction de M_f .

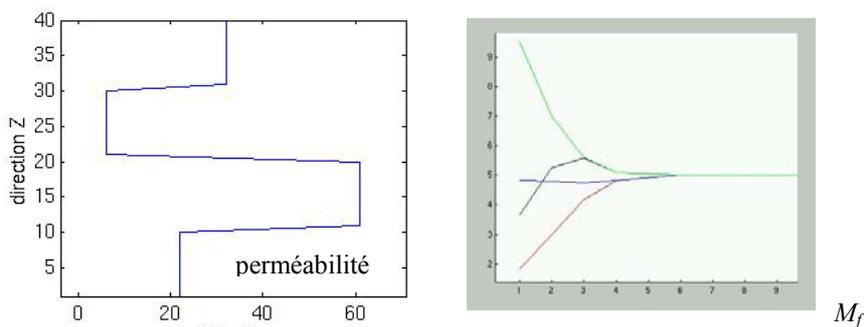
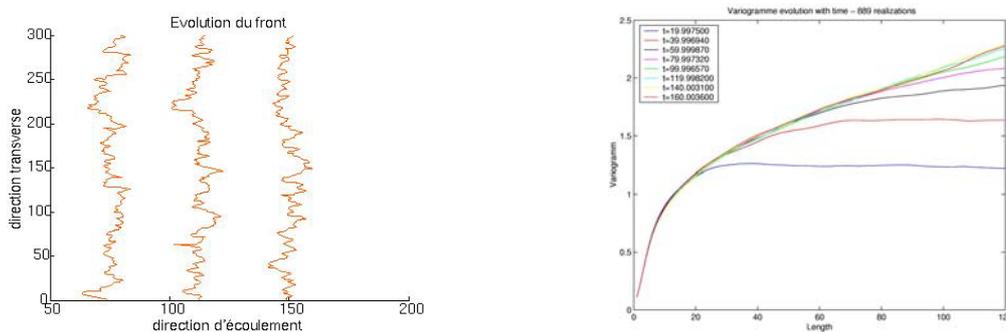


FIG. 2 –(a) Allure du front pour un écoulement en milieu aléatoire isotrope.

(b) Variation des variogrammes γ_x (h) avec le temps, émergence d'une limite.



Références

- Artus, Nøtinger et Ricard, Dynamics of the Water Oil Front for Two-Phase, Immiscible Flow in Heterogeneous Porous Media. 1 Stratified Media. Submitted in Transport in Porous Media.
- Nøtinger, Artus et Ricard, Dynamics of the Water Oil Front for Two-Phase, Immiscible Flow in Heterogeneous Porous Media. 2 Isotropic Media. Submitted in Transport in Porous Media.
- Cvetkovic & Dagan, Reactive transport and immiscible flow in geological media. I general theory Proc. R. Soc. London, 452 pp 285-301, 1996.
- Dagan G., Flow and Transport in Porous Formations .Springer Verlag (1989)
- King, M.J. and Dunayevsky, V.A. Why waterflood works : a linearized stability analysis, SPE 19648. Presented at the 64th Annual Technical Conference and Exhibition of the SPE held, October 1989.
- Langlo & Espedal. Macrodispersion for two-phase, immiscible flow in porous media. Advances in water Resources, 17, 217-316 (1994).
- Loggia, *Etude par Accoustique des Ecoulements de Fluides Miscibles en Milieux Poreux. Instabilités Hétérogénéités*, Thèse Paris 7, 1996.
- Saffman and Taylor, The penetration of a fluid into a porous medium or Hele Shaw cell containing a more viscous liquid» from Proc Royal Society 245 A 312-29, 1958
- Zhang &Tchelepi, Stochastic analysis of immiscible two-phase flow in heterogeneous media. SPE journal, 4(4) pp 380-388, (dec 1999).

Equilibre de deux fluides dans un tube horizontal : transition entre les configurations « stratifié » et « poche-bouchon »

Jean-Rémi Turnau, Jean Fabre

La modélisation des écoulements diphasiques en tube dépend étroitement de la répartition des phases. Il est donc nécessaire de savoir prédire la configuration prise par l'interface et les transitions entre ces diverses configurations. Dans des tubes horizontaux de petits diamètres, la configuration « stratifiée » peut être déstabilisée par les forces capillaires et conduire à une structure faite de poches de gaz et de bouchons de liquide. La transition entre ces deux configurations est ici étudiée en l'absence d'écoulement. Deux paramètres adimensionnels peuvent intervenir : le nombre de Bond Bo et l'angle de mouillage θ de l'un des fluides. On étudie d'abord le cas où l'angle de mouillage est nul. On constate expérimentalement l'existence d'un phénomène d'hystérésis. Ce phénomène est expliqué à partir de deux modèles tenant compte de la configuration initialement imposée aux fluides. On présente ensuite des modèles développés pour le cas où l'angle de mouillage est différent de zéro.

.1 Cas $\theta=0$: un fluide mouille totalement la paroi

.1.1 Expérience

On introduit dans des tubes de différents rayons R et de grande longueur une huile ayant un angle de mouillage nul, une masse volumique ρ_L et de l'air de masse volumique ρ_G . La tension interfaciale du couple est γ . On utilise deux protocoles différents correspondant à deux conditions initiales d'introduction des fluides différentes :

Protocole 1 : Un volume V_L de liquide est introduit dans le tube disposé verticalement. Ce dernier est ensuite disposé sur un support horizontal. La configuration adoptée est relevée. En injectant différents volumes V_L , on peut déterminer la fraction volumique de liquide α_1 à l'apparition de la configuration « stratifiée ».

Protocole 2: Le tube entaillé à ses extrémités est disposé horizontalement et le liquide est introduit goutte-à-goutte en configuration stratifiée. La valeur de α_2 à l'apparition de la configuration « poche-bouchon » est ensuite relevée.

Les résultats expérimentaux de la figure 1 montrent que la relation entre fraction de liquide α_L à la transition et le nombre de Bond $Bo=(\rho_l-\rho_g)gR^2/\gamma$ dépend du régime initialement imposé au liquide.

.1.2 Modèle pour la transition vers la configuration à « poche-bouchon »

L'énergie E_0 , égale à la somme de l'énergie potentielle de pesanteur et de l'énergie de surface, est exprimée en configuration stratifiée. On exprime l'énergie E_1 du système linéairement perturbé. La configuration stratifiée devient instable lorsque $E_1 < E_0$.

On suppose que dans la configuration « stratifiée », le gaz adopte la forme d'un cylindre de rayon R_G , tangent au sommet du tube. Ce rayon est perturbé sous la forme $R_G=R_G^*+\delta R_G \cos(kx)$ où x est l'abscisse selon l'axe du tube. L'évolution est supposée suffisamment lente pour que le cylindre déformé reste tangent au sommet du tube. Le critère de transition $\alpha_3=1-2/(3Bo)$ est en bon accord avec les résultats expérimentaux (Fig. 1).

.1.3 Modèle pour la transition vers la configuration « stratifiée »

A α_L fixé l'énergie $E(y)$, où y est la fraction de longueur de poche, est calculée en configuration à « poche et bouchon ». On montre que la transition est obtenue lorsque cette fonction devient monotone décroissante. Pour évaluer l'énergie, deux approches ont été mises en œuvre : une approche analytique 2D et une approche numérique 3D tenant compte de la forme réelle de l'interface entre les fluides (Gorelick et al [1]).

Juste avant la transition, on suppose qu'il n'existe dans le tube qu'une seule poche et un seul bouchon et qu'un film d'épaisseur très faible mouille la paroi supérieure du tube. L'approche 2D conduit au critère de transition : $\alpha_4=1-1/Bo^{1/2}$ (Fig.2). Les résultats de l'approche 3D, lissés par la loi $\alpha_5=1.24-(2.19/Bo)^{1/2}$, sont en très bon accord avec l'expérience.

.2 Cas $\theta \neq 0$

.2.1 Modèle pour la transition vers la configuration « stratifiée »

Le modèle du paragraphe précédent a été adapté au cas $\theta \neq 0$. Le film d'épaisseur très faible qui mouillait la paroi supérieure du tube au niveau de la poche n'existe plus. L'approche 2D conduit au critère de transition suivant:

$$\alpha_L = 1 - \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{2Bo}}$$

Les courbes obtenues avec l'approche 3D sont bien représentées par une loi de même forme:

$$\alpha_L = 1.09 - 0.89 \sqrt{\frac{1 + \cos \theta}{Bo}}$$

Ces courbes montrent que pour des nombres de Bond faibles, l'influence de θ devient non négligeable, surtout lorsque $\theta > \pi/2$.

.2.2 Expérience

Une série d'expérience suivant le protocole 1 a été réalisée avec du mercure ($\theta_{moyen}=133^\circ$). La comparaison des résultats expérimentaux (courbe α_6 en figure 2) avec les résultats de l'approche 3D, obtenus avec les angles d'avancée et de recul mesurés (respectivement courbes ' $\theta_a=137.5^\circ$ ' et ' $\theta_r=128^\circ$ ') confirme la pertinence du modèle.

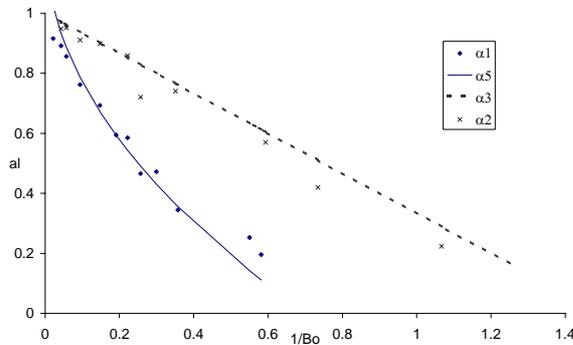


Figure 1

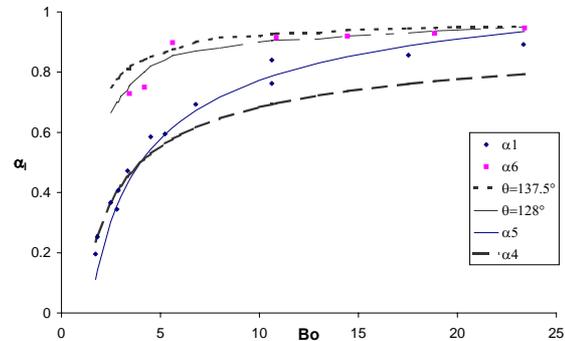


Figure 2

- [1] Gorelik, D., Brauner, N. (1999) The interface configuration in two-phase stratified pipe flows. *Int. J. Multiphase Flow*, **25**, 977-1007.
- [2] Quéré, D., Brochard-Wyart, F., de Gennes, P.G. (2002) *Gouttes, bulles, perles et ondes*, Belin, Paris
- [3] Hurlburt, E.T., Hanratty, T.J. (2002) Prediction of the transition from stratified to slug and plug flow for long pipes. *Int. J. Multiphase Flow*, **28**, 707-729.

Session 4 □

□

MODELISATION □

MATHEMATIQUE ET NUMERIQUE

Page blanche (VERSO)

Simulation Numérique d'Écoulement et de Transport de Contaminants en Milieux Poreux Hétérogènes

Brahim AMAZIANE¹, Mustapha El OSSMANI¹, Christophe SERRES²

¹Université de Pau, Laboratoire de Mathématiques Appliquées, FRE 2570 CNRS, IPRA, Av. de L'Université, 64000 Pau, France

brahim.amaziane@univ-pau.fr; mustapha.elossmani@univ-pau.fr

²Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire, DES-SESID,

B. P. 17, 92262 Fontenay-Aux-Roses, France

christophe.serres@irsn.fr

L'étude des écoulements de fluides en milieux poreux hétérogènes porte une grande importance dans la gestion des ressources naturelles en eau et la récupération assistée d'hydrocarbures. Dans ces domaines les calculs et simulations numériques sont essentiels car les expérimentations sont très difficiles sinon impossibles mais par contre les prédictions sont vitales. Les Modèles d'écoulements en Milieux poreux, monophasique ou multiphasiques, avec transport de solutés sont représentés par des systèmes d'équations aux dérivées partielles de type diffusion-convection-réaction. Les difficultés rencontrées pour la simulation numérique sont la dimension du réservoir, la prise en compte des hétérogénéités et la complexité des phénoménologies couplées.

Dans ce travail, on s'intéresse à un modèle d'écoulements incompressibles et miscibles ayant des applications dans l'ingénierie pétrolière et l'hydrogéologie. Cela conduit à un système couplé composé d'une équation elliptique, calculant le champ des vitesses de Darcy, et d'une équation de type diffusion-convection, modélisant le transport d'un fluide en une seule phase, par exemple un contaminant dissous dans l'eau. Evidemment, le milieu considéré n'est pas homogène et est en fait composé de diverses couches géologiques. De plus, on prend en compte la présence de fractures qui sont, dans les cas qui nous intéressent, des milieux poreux de grande perméabilité. Si ces fractures ne sont pas trop nombreuses, on les modélise individuellement. Lorsqu'elles sont trop nombreuses on calcule des paramètres effectifs à l'aide des techniques d'homogénéisation (cf. [8]). Le calcul des caractéristiques du milieu poreux "globalement équivalent" nécessite la résolution de problèmes elliptiques posés sur une cellule de base. La résolution numérique de ces problèmes locaux a été réalisée par une méthode d'éléments finis conformes (voir [2]).

Le problème qui nous intéresse est modélisé par un système qui s'écrit sous la forme suivante :

Equation en vitesse-pression:

$$\begin{cases} \vec{q} = -K(x)\nabla P; \operatorname{div} \vec{q} = 0 & \text{dans } \Omega \\ \vec{q} \cdot \vec{n} / \Gamma_1 = -q_0; \vec{q} \cdot \vec{n} / \Gamma_2 = 0 \text{ et } P / \Gamma_3 = P_0 \end{cases} \quad (1)$$

Equation en concentration:

$$\begin{cases} \Phi(x) \frac{\partial C}{\partial t} - \operatorname{div}(D(x, \vec{q}) \nabla C - C \vec{q}) + \lambda C = f & \text{dans } \Omega \times]0, T[\\ C / \Gamma_1 = c_1; D \nabla C \cdot \vec{n} / \Gamma_2 = c_2 \text{ et } (D \nabla C - C \vec{q}) \cdot \vec{n} / \Gamma_3 = c_3 & \text{sur }]0, T[\\ C(x, 0) = c_0(x) & \text{sur } \Omega \end{cases} \quad (2)$$

où \vec{q} est la vitesse de Darcy, P la charge hydraulique, $K(x)$ est le tenseur des perméabilités absolues du réservoir Ω de frontière $\Gamma = \Gamma_1 \cup \Gamma_2 \cup \Gamma_3$, et $\Phi(x)$ la porosité du milieu poreux. C

est la concentration de la phase et $D(x, \vec{q})$ est le tenseur de diffusion-dispersion donné par :

$$D(x, \vec{q}) = d_m I + |\vec{q}|[\alpha_l E(\vec{q}) + \alpha_t(I - E(\vec{q}))]$$

avec $E_{ij}(\vec{q}) = \frac{q_i q_j}{|\vec{q}|^2}$, d_m est la diffusion moléculaire et α_l [resp. α_t] est la dispersivité intrinsèque longitudinale [resp. transversale].

Dans ce travail, l'équation de Darcy est approchée par une méthode d'éléments finis mixte-hybride (cf. [4]). L'équation de la concentration est approchée par une méthode volumes finis (cf. [1]), voir aussi [5], [6] et [7]. Ces méthodes permettent d'avoir des propriétés physiques intéressantes : conservation de la masse, principe du maximum discret, prise en compte de l'anisotropie etc ... Les techniques d'homogénéisation numérique utilisées sont développées dans [2], [3]. Pour l'implémentation numérique, on utilise l'élément fini triangulaire de Raviart-Thomas de bas degré pour approcher l'équation de Darcy et la discrétisation de la concentration utilise un maillage dual déstructuré de type Voronoi. On utilise un schéma de Godunov pour approcher le terme convectif et une approximation élément finis P_1 pour le terme de diffusion. Le schéma considéré est semi-implicite : explicite pour la convection et implicite pour la diffusion. Des essais numériques pour des problèmes bidimensionnels seront présentés. Enfin, la stabilité et la convergence du schéma ainsi que l'extension de cette approche en 3D seront évoquées.

Remerciements

Une partie de ce travail a bénéficié du soutien financier du GdR MoMaS 2439 CNRS ANDRA BRGM CEA.

Références

- [1] M. AFIF, B. AMAZIANE, *Convergence of Finite Volume Schemes for a Degenerate Convection-Diffusion Equation Arising in Flow in Porous Media*, Comput. Meth. Appl. Mech. Enrg., Vol. 191, 5265-5286, 2002.
- [2] B. AMAZIANE, T. HONTANS, J. KOEBBE, *Equivalent Permeability and Simulation of Two-Phase Flow in Heterogeneous Porous Media*, Computational Geosciences, Vol. 5, No. 4, 279-300, 2001.
- [3] A. BOURGEAT, *Two-Phase Flow*, in: U. Hornung (Ed.), Homogenization and Porous Media, Interdisciplinary Applied Mathematics, Vol. 6, Springer-Verlag, New York, 1997.
- [4] F. BREZZI, M. FORTIN, *Mixed and Hybrid Finite Element Methods*, Springer-Verlag, New York, 1991.
- [5] R. EYMARD, T. GALLOUET, R. HERBIN, *The Finite Volume Method*, in: P.G. Ciarlet, J.L. Lions (Eds.), Handbook of Numerical Analysis, Vol. 7, North Holland, Amsterdam, 715-1022, 2000.
- [6] R. EYMARD, T. GALLOUET, R. HERBIN, A. MICHEL, *Convergence of a Finite Volume Scheme for Nonlinear Degenerate Parabolic Equations*, Numer. Math., Vol. 92, No. 1, 41-82, 2002.
- [7] M. OHLBERGER, *Adaptative Finite Volume Methods for Displacement Problems in Porous Media*, Comput. Visuel Sci., Vol. 5, No. 2, 95-106, 2002.
- [8] P. ROYER, J.-L. AURIAULT, J. LEWANDOWSKA, C. SERRES, *Continuum Modeling of Contaminant Transport in Fractured Porous Media*, Transport in Porous Media, Vol. 49, 333-359, 2002.

Analyse d'un modèle de contamination radioactive en milieu poreux

Catherine Choquet

Laboratoire de Mathématiques Appliquées CNRS UMR 6620,
Université Blaise Pascal, 63177 Aubière, FRANCE

Mots clefs : transferts réactifs.

Une option actuellement envisagée pour le stockage des déchets les plus radioactifs est l'enfouissement en site géologique profond. Le procédé a même déjà été adopté aux Etats-Unis depuis quelques années sur le site de Yucca Mountain. Les déchets, après vitrification, sont placés dans des fûts, puis déposés dans des silos de béton creusés dans des formations géologiques choisies pour leur qualité de confinement (bassin sédimentaire argileux, dôme de sel...). L'objectif est bien sûr de confiner la radioactivité au maximum dans le champ proche. Mais au vu de la durée de vie des radionucléides, l'hypothèse d'une fuite dans la biosphère ne peut être exclue. C'est dans le cadre d'une telle pollution du champ lointain que se situe ce travail.

Il s'inscrit à la suite de nombreuses études de faisabilité réalisées ces dernières années. Des expérimentations physiques en laboratoire puis *in situ* jointes à de nombreuses simulations numériques (voir par exemple [RC81, Sol99, Yuc01]) ont permis en particulier de dégager les principaux mécanismes à retenir: le transport par diffusion, convection et advection, le fort dégagement thermique, l'adsorption des radionucléides par le milieu, les phénomènes de dégénérescence et de filiation radioactives... Les mathématiciens se sont alors à leur tour consacrés au problème, essentiellement dans le domaine de l'analyse numérique. On pourra par exemple consulter [CL98] dans le cas compressible, ou [EYL89a] dans le cas incompressible. L'influence de fractures potentielles dans les sites et du phénomène de diffusion matricielle qui en découle, a été également étudiée dans [JS01]. L'étude de solutions analytiques a été menée dans [SC99]. Cependant, l'existence de solutions aux modèles d'équations aux dérivées partielles utilisés n'avait pas été à ce jour établie.

Dans un premier temps, à partir des lois de conservation de la masse et de l'énergie, nous obtenons le système des équations aux dérivées partielles de type parabolique modélisant l'écoulement, supposé faiblement compressible. Nous arrivons à un modèle qui tient compte des principaux mécanismes physiques et chimiques pouvant intervenir lors d'un tel problème, tout en restant "mathématiquement manipulable".

On note p la pression du fluide, \underline{u} la vitesse de Darcy, \hat{c} la concentration en sel, c_i , $1 \leq i \leq N$, la concentration en radionucléides et θ la température. En négligeant les effets de la gravité, le déplacement est alors décrit par le système formé des équations

$$\begin{aligned} \phi_1 \partial_t p + \operatorname{div}(\underline{u}) &= -q + R'_s(\hat{c}), & \underline{u} &= -\frac{k(x)}{\mu(\hat{c}, c_1, \dots, c_N, \theta)} \nabla p, \\ \partial_t \theta + \operatorname{div}(d_2(p)^{-1} H \underline{u}) - \operatorname{div}(d_2(p)^{-1} \mathcal{E}_H(\underline{u}) \nabla \theta) - U \operatorname{div}(d_2(p)^{-1} \underline{u}) \\ & - d_2(p)^{-1} U \left(q + \sum_{j=1}^N (q_{c_j} - q_{0j}) - R'_s(\hat{c}) \right) &= -d_2(p)^{-1} (q_L + q_H + qH), \end{aligned}$$

couplées avec le système

$$\begin{aligned} \phi \partial_t \hat{c} + \underline{u} \cdot \nabla \hat{c} - \operatorname{div}(\mathcal{E}_c(\underline{u}) \nabla \hat{c}) &= (1 - \hat{c}) R'_s(\hat{c}), \\ \phi K_i \partial_t c_i + \underline{u} \cdot \nabla c_i - \operatorname{div}(\mathcal{E}_c(\underline{u}) \nabla c_i) + d_3(c_i) \partial_t p \\ &= -c_i R'_s(\hat{c}) - q_{c_i} + q_{0i} + \sum_{j=1}^N k_{ij} \lambda_j K_j \phi c_j - \lambda_i K_i \phi c_i, \end{aligned}$$

auxquelles on adjoint des conditions initiales et aux limites *ad hoc*. Dans ces équations, les tenseurs $\mathcal{E}_H(\underline{u})$ et $\mathcal{E}_c(\underline{u})$ représentent les effets de la diffusion, $H = H(p, \theta)$ est l'enthalpie, $R'_s(\hat{c})$, q , q_L , q_H , q_{c_i} et q_{0i} sont des termes sources. La fonction $\mu = \mu(\hat{c}, (c_i), \theta)$ désigne la viscosité du fluide. Elle explose lorsque la température décroît, ce qui peut provoquer des dégénérescences dans le système précédent. Ces fonctions sont non linéaires et explicitement données.

Le problème est ainsi de type parabolique dégénéré, non linéaire et fortement couplé.

Nous donnons un résultat d'existence de solutions faibles pour ce modèle. La viscosité n'est pas supposée bornée. Pour construire des solutions physiquement admissibles, nous introduisons dans un premier temps des problèmes tronqués et régularisés. Des estimations utiles sur les solutions approchées sont obtenues grâce aux liens entre conservation de la masse totale et conservation de la masse de chaque composant.

Nous pouvons également inclure dans le modèle la possible présence de puits dans le milieu grâce à des termes sources mesures. Les résultats restent valables malgré cette faible régularité.

Références

- [CL98] S. H. Chou and Q. Li. A mixed finite element approximation for compressible flow of contamination from nuclear waste in porous media. *Acta Mathematica Scientia*, 18:146–157, 1998.
- [EYL89a] R. E. Ewing, Y. Yuan, and G. Li. A time-discretization procedure for a mixed finite element approximation of contamination by incompressible nuclear waste in porous media, in mathematics for large scale computing. *Lecture Notes in Pure and Appl. Math.*, 120:127–145, 1989.
- [JS01] J. Douglas Jr and A. M. Spagnuolo. The approximation of nuclear contaminant transport in porous media. *J. Korean Math. Soc.*, 38:723–761, 2001.
- [RC81] M. Reeves and R. M. Cranwell. User's manual for the Sandia Waste-Isolation Flow and Transport model (SWIFT). *Release 4.81. Sandia Report Nureg/Cr-2324, SAND81-2516, GF, Sandia National Laboratories, Albuquerque*, 1981.
- [SC99] Y. Sun and P. Clement. A decomposition method for solving coupled multi-species reactive transport problems. *Transport in porous media*, 37:327–346, 1999.
- [Sol99] J. M. Soler. Coupled transport phenomena in the opalinus clay: implications for radionuclide transport. Technical Report 99-07, Paul Scherrer Institut Bericht, September 1999.
- [Yuc01] Yucca Mountain science and engineering report. Technical Report DOE/RW-0539, U.S. Department of Energy Office of Civilian Radioactive Waste Management, May 2001.

INSTABILITES VISQUEUSES EN MILIEUX POREUX HETEROGENES

M. Leconte, L. Talon, J. Martin, N. Rakotomalala et D.Salin

Universités Pierre et Marie Curie, Paris Sud et CNRS (UMR 7608)

Laboratoire FAST, Bâtiment 502, Campus Paris-Sud 91405 Orsay

Les écoulements dans les milieux poreux sont encore l'objet de nombreuses questions et leur description à ce jour est loin d'être complètement satisfaisante. La difficulté rencontrée provient de la complexité topologique des milieux poreux : le désordre dans la distribution des tailles et orientations des pores se retrouve dans la distribution des vitesses d'un fluide en écoulement. Cependant, les propriétés moyennes de l'écoulement (sur des tailles grandes devant la taille typique des pores) peuvent être décrites par la loi macroscopique de Darcy dans laquelle la vitesse moyenne est proportionnelle au gradient de pression avec une constante de proportionnalité égale au rapport de la perméabilité K du milieu sur la viscosité η du fluide. Dans le cas du transport d'un traceur (ou contaminant), cette description est complétée par une équation de convection-diffusion, avec un coefficient de dispersion effectif D rendant compte de l'effet de la distribution des vitesses sur l'étalement du traceur. Nous avons étudié avec une technique BGK de gaz sur réseau la macrodispersion dans un poreux bidimensionnel hétérogène à l'échelle mésoscopique. Rappelons que

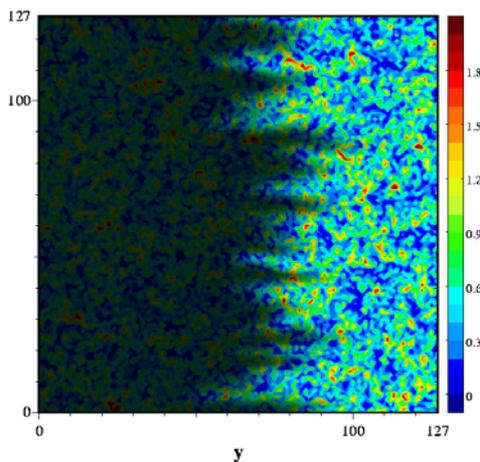


Figure.1:Simulation numérique par technique BGK sur réseau de l'invasion d'un poreux bidimensionnel hétérogène par un traceur passif. La figure du haut montre la distribution de perméabilités du poreux, ainsi que l'étalement du traceur (en noir) à un instant particulier.

cette technique simule les équations de Navier-Stokes (NS) de viscosité cinématique ν , et de convection-diffusion (CD) de coefficient de diffusion moléculaire D_m . Le terme de Darcy est pris en compte sous la forme d'une force volumique dans NS. On obtient ainsi l'équation de Navier-Stokes-Darcy (NSD) qui se réduit, dans l'état stationnaire et à bas nombre de Reynolds, à l'équation de Stokes-Darcy (SD) :

$$\vec{\nabla}P = -\frac{\eta}{K}\vec{V} + \eta\Delta\vec{V}$$

analogue à l'équation de Darcy-Brinkman de viscosité effective $\eta_e=\eta$. Notons aussi que cette équation donne l'équation de Darcy lorsque le terme de friction visqueuse est petit. Nous avons étudié la dispersion effective d'un traceur passif dans un milieu poreux caractérisé par un champ de perméabilité isotrope et corrélé (longueur de corrélation λ), et pour lequel la distribution du logarithme des perméabilités est gaussienne (centrée sur $\ln(K_0)$ et de largeur σ). Ceci est illustré dans la figure 1, qui montre l'étalement à un instant donné du traceur autour de sa position moyenne,

ainsi que sa concentration moyenne en fonction de la distance à l'entrée du poreux. L'utilisation de l'équation SD introduit un paramètre adimensionné $K_0\lambda^2$ qui permet de passer - 1 - dans lequel les variations de vitesses sont diminuées par la friction visqueuse. Nous avons ainsi étendu l'analyse stochastique de la dispersivité $l_d=D/U$ (U vitesse moyenne) dans le régime Darcy¹ au cas du régime Stokes-Darcy, et validé ces résultats théoriques par des simulations numériques BGK sur réseau. Pour résumer, cette étude nous a permis de "fabriquer" des milieux poreux hétérogènes de caractéristiques (distribution de perméabilités et dispersivité) bien définies, et de quantifier l'effet de $K_0\lambda^2$ sur la dispersivité, selon : $l_d=\lambda \sigma^2 g(K_0\lambda^2)$, où g est une fonction de $K_0\lambda^2$ définie de manière intégrale (et

¹ L. W. Gelhar and C. L. Axness, "Three-Dimensional Stochastic Analysis of Macrodispersion in Aquifers", Water Res. Research, 19, 161 (1983).

telle que $g(0)=1$: régime de Darcy). Nous avons ainsi un outil fiable pour étudier les écoulements en milieux poreux.

Nous étudions ensuite les interactions entre le mécanisme de l'instabilité visqueuse et les hétérogénéités du milieu poreux. Lorsqu'un fluide visqueux saturant un milieu poreux homogène de perméabilité uniforme est déplacé par un fluide moins visqueux, les petites perturbations initiales de concentration sur le front entre les fluides donnent lieu à des digitations du fluide poussant dans le fluide déplacé. Leurs structures et leur évolution sont gouvernées par la différence de viscosité et par le mélange des fluides. Dans un milieu poreux hétérogène, les hétérogénéités du poreux induisent un étalement du front (Fig.1), et ce en l'absence de différence de viscosité, sous forme de digitations, reflétant les chemins de moindre résistance à l'écoulement. Dans le cas d'un écoulement instable par viscosité dans un poreux hétérogène, on s'attend à observer des structures et des dynamiques différentes, suivant l'importance du désordre et de la corrélation spatiale du champ de perméabilité, par rapport au contraste de viscosité.

Cette étude est à la fois numérique expérimentale :

Ayant montré antérieurement la validité de notre technique BGK sur réseau pour les déplacements de fluides miscibles de viscosités différentes², nous avons étudié le régime développé de ces instabilités en milieux poreux hétérogènes, par opposition au régime diffusif transitoire précédent. Les figures obtenues illustrent la différence de structures obtenues, pour un même rapport de viscosité dans un milieu poreux homogène et un milieu hétérogène de même perméabilité moyenne. Il reste maintenant à quantifier cet effet.



Figure 2 : Simulation numérique par technique BGK sur réseau du déplacement d'un fluide visqueux par un fluide moins visqueux, dans un poreux bidimensionnel. La figure de gauche correspond à un poreux homogène, la figure de droite, à un poreux hétérogène de même perméabilité moyenne.

Du point de vue expérimental, nous avons étudié l'effet du rapport de viscosité entre fluides dans des cellules minces remplies de billes de verre de tailles données. L'observation en transparence se fait à l'aide d'une caméra 12 bits. L'hétérogénéité est réalisée soit à l'aide de strates de billes de tailles différentes soit par des mélanges de billes de verre de distributions de largeur variable.

² N. Rakotomalala, D. Salin and P. Watzky, "Miscible displacement between two parallel plates: BKG lattice gas simulations", J. Fluid Mech., 338, 277 (1997).

SIMULATION NUMERIQUE DU RENOYAGE D'UN LIT DE DEBRIS EN SITUATION D'ACCIDENT GRAVE DE REACTEUR NUCLEAIRE

N. Trégourès , F. Fichot, F. Duval,

Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) - B.P. 3, 13115 St Paul Lez Durance cédex
nicolas.tregoures@irsn.fr; florian.fichot@irsn.fr; fabien.duval@irsn.fr

M. Quintard,

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse - Allée du professeur Camille Soula, 31400 Toulouse
mquintard@imft.fr

Dans l'éventualité (hautement improbable) d'un accident grave de réacteur à eau sous pression, la dégradation et la fusion des crayons combustibles conduirait à une accumulation de matériaux du cœur que l'on appelle "lit de débris". Deux configurations sont alors possibles. La première correspond à un lit de débris obtenu après effondrement de crayons très chauds, suite à un renoyage : ceci a été observé dans le cœur du réacteur TMI-2, la taille des particules formées étant de l'ordre de quelques millimètres (Broughton, 1989). La deuxième configuration correspond à des particules obtenues par fragmentation d'un jet de matériaux fondus (corium) à travers l'eau restant en fond de cuve : ceci a été observé dans plusieurs dispositifs expérimentaux, et la taille des débris obtenus est également de l'ordre de quelques millimètres (Magallon, 1997).

La refroidissabilité des lits de débris a été le sujet de nombreuses études pendant les 30 dernières années, puisqu'un lit de débris non refroidissable s'assèche rapidement, sous l'effet de la puissance nucléaire résiduelle, et voit sa température s'élever jusqu'à la fusion des matériaux et la formation d'un bain fondu qui peut conduire à la rupture de la cuve, même en présence d'eau en fond de cuve. De nombreuses études expérimentales et théoriques se sont donc intéressées à la détermination du "flux critique" d'assèchement d'un lit de débris, c'est-à-dire la puissance maximale qu'il est possible d'évacuer par circulation d'eau dans le milieu poreux. Dans la plupart de ces études, les lits de débris étaient unidimensionnels (Lipinski, 1982). Dans cette configuration, le flux critique est essentiellement déterminé par la capacité du liquide à rentrer dans le milieu, celle-ci étant limitée par le contre-courant de vapeur.

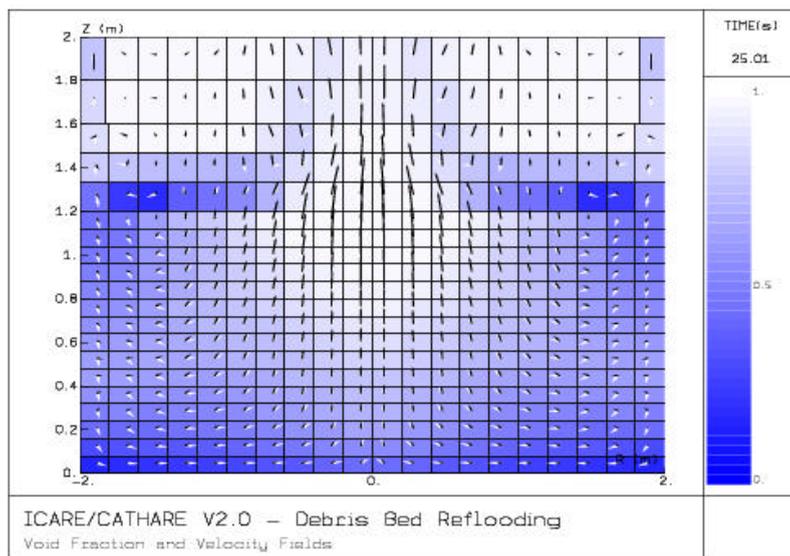
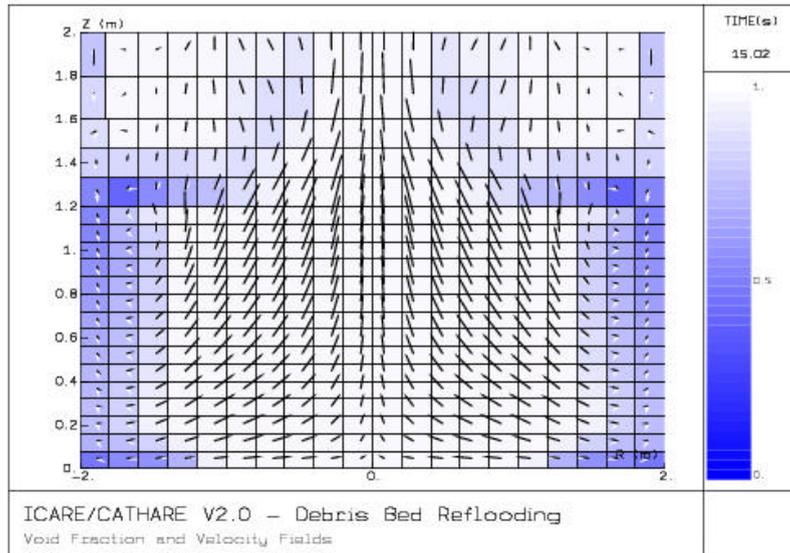
Récemment, les effets bidimensionnels ont été étudiés, aussi bien expérimentalement (Atkhen, 2003) que numériquement (Mayr, 1998) (Béchaud, 2001). Ces études montrent que l'écoulement qui s'établit au sein du milieu poreux présente moins de zones de contre-courant, ce qui conduit à des valeurs supérieures pour le flux critique d'assèchement. De plus, des déséquilibres thermiques ont été observés localement, même pour des débris entourés d'eau à saturation (Atkhen, 2003).

Dans le cadre de ses études de sûreté, l'IRSN s'intéresse particulièrement à ces problèmes et a développé un modèle implanté dans le code ICARE/CATHARE. Le modèle est basé sur des équations de Darcy généralisées pour les phases liquide et vapeur, où interviennent des corrélations empiriques (perméabilités relatives, frottement interfacial, ...). A la différence de nombreux autres modèles, les équations de conservation de l'énergie pour les trois phases sont obtenues par une méthode de moyenne volumique des équations de conservation locales (Petit, 1998) (Duval, 2002). Cette méthode présente deux avantages : d'une part on peut prendre en compte de manière rigoureuse les déséquilibres locaux entre les trois phases (solide, liquide, vapeur) et, d'autre part, il est possible de calculer les coefficients de transport effectifs qui apparaissent dans les équations moyennes, ce qui permet de fermer le système. Les coefficients concernés sont, en particulier, les composantes du tenseur de diffusion effective et les coefficients d'échanges entre phases. Pour ces derniers, on a introduit un "carte" de régimes d'écoulements sur laquelle on représente la transition entre la situation "classique" où le liquide est mouillant (correspondant à une température du solide peu supérieure à la température de saturation) et la situation où la vapeur est la phase mouillante à cause de la présence d'un film stable engendré par l'évaporation (correspondant à une température très supérieure à la température de saturation). Pour déterminer ces coefficients, on suppose une disposition très simple des phases en couches parallèles.

Dans un premier temps, on compare les solutions numériques obtenues à l'aide du modèle avec des résultats expérimentaux sur des essais de renoyage d'un lit de débris unidimensionnel, avec injection d'eau par le haut ou par le bas (Ginsberg, 1986) (Tutu, 1984). Les débris sont initialement surchauffés (de 100 à 600 degrés) mais aucune puissance n'est générée pendant le renoyage. Le phénoménologie du renoyage est relativement bien représentée par le modèle. On retrouve en particulier les temps de renoyage ainsi que les dépendances au débit d'eau injecté et au diamètre de particule. Il existe cependant des désaccords quantitatifs qu'on peut sans doute attribuer, en grande partie, à une modélisation trop simplifiée des lois de fermeture des équations de quantité de mouvement qui ne dépendent pas des régimes d'écoulements évoqués plus haut.

On présente ensuite une simulation numérique de renoyage bidimensionnel, dans une configuration proche de celles susceptibles de se former lors d'un scénario accidentel. En effet, compte-tenu de la grande taille du lit de débris et des hétérogénéités (taille, porosité, puissance) on s'attend à observer des effets bidimensionnels importants. Dans le cas présenté, les particules génèrent une puissance interne et l'eau est injectée au dessus du lit de débris (voir figure). Le calcul montre que l'eau pénètre préférentiellement par le bord extérieur alors que la vapeur produite remonte par le centre. Par conséquent, il y a peu de zones de contre-courant liquide-vapeur et le temps de renoyage est nettement diminué par rapport à une configuration unidimensionnelle. De plus, on peut observer des déséquilibres thermiques importants entre les phases.

Figure : On considère un lit de débris cylindrique (4m de diamètre, 1.2m de haut), constitué de particules de 4mm (composition massique : (80% UO₂, 10% Zr, 10% ZrO₂)). La puissance volumique est d'environ 4 MW/m³. La température initiale du lit de débris est de 400K au dessus de la température de saturation. La pression moyenne est de 60 bars.



Quenching of a Debris Bed : Void Fraction and Velocities.

Références :

1. K. Atkhen and G. Berthoud, 2003, Experimental and numerical investigations on debris bed coolability in a multi-D and homogeneous configuration with volumetric heat source, *Nuclear Technology*, **142**
2. C. Béchaud, F. Duval, F. Fichot, M. Quintard and M. Parent, 2001, Debris Bed Coolability Using a 3-D Two Phase Model In A Porous Medium, *Proceedings of ICONE 9, 9th Conference on Nuclear Engineering*, Nice, April 2001.
3. J.M. Broughton, P. Kuan, D.A. Petti and E.L. Tolman, 1989, A Scenario of the Three Mile Island Unit 2 Accident, *Nuclear Technology*, **87**, pp.34-53, 1989.
4. F. Duval, 2002, Modélisation du renouage d'un lit de particules : contribution à l'estimation des propriétés de transport macroscopiques, *Ph.D Thesis*, Institut National Polytechnique de Toulouse.
5. T. Ginsberg, J. Klein, J. Klages, Y. Sanborn, C.E. Schwarz, J.C. Chen and L. Wei, 1986, An Experimental And Analytical Investigation Of Quenching Of Superheated Debris Beds Under Top-Reflow Conditions, *NUREG/CR-4493*.
6. R.J. Lipinski, 1983, A Review Of Debris Coolability Models, *Proceedings of the LWR Severe Accident Evaluation.*, Cambridge 1983.
7. D. Magallon, 1997, The FARO Program recent results and synthesis, CSARP Meeting, Bethesda, USA, May 1997.
8. P. Mayr, M. Bürger, M. Buck, W. Schmidt and G Lohnert, 1998, Investigations on the Coolability of Debris in the Lower Head with WABE-2D and MESOCO-2D, *OECD/CSNI Workshop on In-Vessel Core Debris Retention and Coolability*, Garching, March 1998.
9. F. Petit, 1998, Ebullition en milieux poreux et renouage d'un lit de débris de réacteur nucléaire, *Ph.D Thesis*, Ecole nationale supérieure des Arts et Métiers.
10. N.K. Tutu, T. Ginsberg, J. Klein, J. Klages and C.E. Schwarz, 1984, Debris Bed Quenching Under Bottom Flood Conditions (In-vessel degraded core cooling phenomenology), *NUREG/CR3850*.

Une méthode ELLAM en maillages variables pour la modélisation des équations de transport en milieux poreux non saturés

Anis YOUNES

Laboratoire de Génie Industriel, Université de la Réunion
15 avenue René Cassin, BP 7151 – 97715 St Denis Cedex 09 La Réunion, France.
e-mail : anis.younes@univ-reunion.fr

Résumé.

On se propose de résoudre l'équation de transport en milieu poreux partiellement saturé en eau :

$$L(C) = \frac{\partial(R(x,t)C(x,t))}{\partial t} + \frac{\partial(q(x,t)C(x,t))}{\partial x} + K(x,t)C(x,t) - \frac{\partial}{\partial x} \left(D(x,t) \frac{\partial C(x,t)}{\partial x} \right) = f(x,t) \quad (1)$$

Avec $q(x,t)$ la vitesse de Darcy (LT^{-1}), $C(x,t)$ la concentration (ML^{-3}), $R(x,t)$ le facteur de retard, $K(x,t)$ le coefficient de réaction (T^{-1}), $f(x,t)$ le terme puits/source ($ML^{-3}T^{-1}$) et $L(C)$ l'opérateur différentiel. Le coefficient de dispersion $D(x,t)$ est donné par $D(x,t) = \lambda_L |q| + D_m \tau$ où λ_L est la dispersivité du milieu (L), τ la tortuosité et D_m la diffusion moléculaire (L^2T^{-1}).

L'équation (1) est définie sur le domaine $\Omega_{xt} = [0, l] \times [0, T]$ avec les conditions initiales et aux limites suivantes :

$$C(x,0) = C_0(x), \quad C(0,t) = g(t) \quad \text{et} \quad \left(-D \frac{\partial C}{\partial x} \right)_{x=l} = 0$$

La solution de l'équation (1) avec les méthodes Euleriennes classiques est sujette à la diffusion numérique et/ou des oscillations quand le terme convectif est prépondérant. La méthode des caractéristiques utilise un traitement Lagrangien pour la partie convective et un traitement Eulérien pour la partie dispersive [1,2]. La méthode ELLAM, introduite dans [3], est une méthode des caractéristiques améliorée. Elle utilise des fonctions test qui dépendent de l'espace et du temps [4,5]. Elle nécessite cependant à chaque pas de temps des interpolations qui sont à l'origine de la diffusion numérique [6]. Afin d'éviter ce phénomène, nous développons une nouvelle méthode ELLAM avec des fonctions test définies sur un maillage variable.

Après avoir détaillé les développements mathématiques des différents termes de l'équation (1) avec la nouvelle méthode ELLAM et donné le système final à résoudre, nous évaluons la précision de cette méthode dans les deux cas suivants

1. Dans le cas de coefficients constants, en comparant les résultats obtenus, pour différents CFL et Peclet, par
 - La méthode ELLAM développée
 - La méthode des éléments finis standard (avec un schéma implicite en temps)
 - La méthode des éléments finis discontinus avec limiteurs de pentes (méthode Eulerienne d'ordre supérieur)
2. Dans le cas de coefficients non-constants, nous simulons les expériences de Touma et Vaucelin [7]. Il s'agit d'une colonne de sol verticale initialement non saturée, de longueur 20 cm, dans laquelle on considère une infiltration continue d'eau et de soluté à partir de la surface du sol. Les coefficients de l'équation de transport dans ce cas ne sont pas constants puisque la vitesse et la teneur en eau varient dans l'espace et dans le temps.

Les expériences numériques vont nous permettre de mettre en valeur la précision et la robustesse de cette nouvelle méthode ELLAM pour la résolution des équations de transport dans les milieux poreux non saturés.

Références bibliographiques

- [1] Benque JP and Ronat J. Quelques difficultés des modèles numériques en hydraulique, *Computing Methods in Applied Sciences and Engineering*, Glowinski and Lions (eds.), North-Holland, 1982 : 471-494.
- [2] Douglas Jr. J, Russell TF. Numerical methods for convection-dominated diffusion problems based on combining the method of characteristics with finite element or finite difference procedures. *SIAM J Numer Anal* 1982; 19(5): 871-885.
- [3] Celia MA, Russell TF, Herrera I, Ewing RE. An Eulerian-Lagrangian localized adjoint method for the advection-diffusion equation, *Advances in Water Resources* 1990;13: 187-206.
- [4] Binning P. Modeling Unsaturated Zone Flow and Contaminant in the Air and Water Phases , Ph.D. thesis, Department of Civil Engineering and Operational Research, Princeton University, Princeton, NJ, 1994.
- [5] Russell TF, Trujillo RV. Eulerian-Lagrangian localized adjoint methods with variable coefficients in multiple dimensions, *Computational Methods in Surface Hydrology, Proceedings of the Eighth International Conference on Computational Methods in Water Resources*. Italy : Venice 1990: 357-363.
- [6] Healy RW, Russell TF. A finite-volume Eulerian-Lagrangian localized adjoint method for solution of the advection-dispersion equation, *Water Resources Res.* 1993;29: 2399-2413.
- [7] Touma J, Vaucelin M. Experimental and Numerical Analysis of Two-Phase Infiltration in a Partially Saturated Soil, *Transport in Porous media* 1986; 1:27-55.

UTILISATION DES TECHNIQUES INVERSES POUR LA CARACTERISATION THERMOPHYSIQUE DES MATERIAUX POREUX

*S. Znaïdia, *F. Mzali, *A. Jemni, *S. Ben Nasrallah et **D. Petit

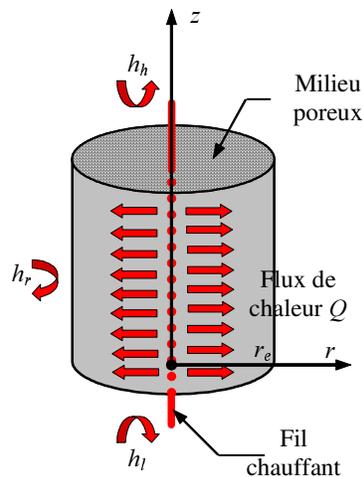
(*)Laboratoire d'Etude des Systèmes Thermiques et Energétiques,
Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Avenue Ibn El Jazzar, Monastir 5019, Tunisia;

(**)Laboratoire d'Études Thermiques, UMR–CNRS 6608,
Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique, BP 109, 86960 Futuroscope
France

E-Mail: sami.znaidia@enim.rnu.tn

Résumé:

On présente dans ce papier un problème inverse de transfert de chaleur par conduction (IHCP) dans un milieu poreux saturé parcouru par un fil chauffant. Pour cela, un modèle mathématique bidimensionnel et instationnaire est développé. Ce modèle nous a permis de calculer l'évolution de la température en tout point du milieu. A la suite d'une étude de sensibilité de la température aux différents paramètres inconnus du milieu, nous avons trouvé que l'utilisation d'une sonde de mesure de la température collée au fil chauffant permettra d'identifier simultanément la conductivité thermique effective du milieu, la capacité volumique de chaleur effective ainsi que le coefficient d'échange de chaleur entre le fil chauffant et le milieu poreux. La technique d'identification utilisée dans cette étude est basée sur la méthode de Levenberg-Marquardt. Elle a permis de remonter avec une bonne précision aux paramètres en questions en prenant en considération des bruits de mesures.



Configuration physique

Page blanche (VERSO)

Simulation d'empilements de fibres bidimensionnelles

J. V. Daurelle, O. Rahli, L. Tadriss, F. Topin
Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille : Laboratoire I.U.S.T.I
CNRS- UMR 6595 Université de Provence – Technopôle de Château-Gombert
5, Rue Enrico Fermi 13453 Marseille Cedex 13 – France

Introduction

Des travaux expérimentaux ont été menés pour établir des modèles décrivant les variations de porosité d'empilements de fibres par [RA99]. Ces travaux basés sur la notion de volume exclu ont montré l'intérêt de l'étude d'empilements de fibres en géométrie bidimensionnelle afin de comprendre les mécanismes physiques à l'origine de la structuration des empilements tels que la gravité, les parois, les forces de frottement, etc. Des expérimentations ont été effectuées pour étudier l'empilement de fibres rectangulaires lâchées entre deux parois afin de former des empilements bidimensionnels. Ces expérimentations sont longues, et complexes à mettre en œuvre. Nous avons donc développé un code de simulation de ces empilements. Le principe est de reproduire les expériences de manière virtuelle en lâchant des fibres dans une cuve dans un espace bidimensionnel. La simulation pourra être validée à partir des données expérimentales obtenus et des études pourront être menées sur de multiples paramètres tels que les rapport d'aspect et la taille des fibres, les forces de frottements les coefficients d'élasticité des chocs ainsi que la gravité.

Modèle physique

Pour simuler la fabrication d'un empilement de fibres, nous modélisons la chute de chaque fibre successivement jusqu'à ce qu'elle atteigne un état d'équilibre. On applique les principes de la cinématique des solides indéformables à une fibre. A l'origine, la fibre est lâchée au dessus d'une cuve avec une position, une vitesse du centre de gravité et une vitesse angulaire aléatoires.

Equation du mouvement

Mouvement libre sans obstacle :

A chaque instant $t+\Delta t$ la position de la fibre et son orientation peuvent être déduites à partir des relations (1). L'intégration numérique des relations (2) permet de calculer les valeurs des vitesses linéaires et angulaires à chaque pas de temps.

$$\mathbf{r}_G^{t+\Delta t} = \mathbf{r}_G^t + \mathbf{V}_G \Delta t \quad (1a) \quad \sum \text{Forces} = m_G \dot{\mathbf{V}}_G \quad (2a)$$

$$\mathbf{q}_G^{t+\Delta t} = \mathbf{q}_G^t + \mathbf{w}_G \Delta t \quad (1b) \quad \sum \text{Couples} = I_G \dot{\mathbf{w}}_G \quad (2b)$$

Mouvement contraint :

La première difficulté que l'on rencontre lorsque la fibre va heurter un obstacle est la détermination de l'instant où le contact va être établi. En effet, le mouvement étant discrétisé par un pas de temps Δt , on détermine par dichotomie l'instant exact de la collision en utilisant un intervalle de tolérance du contact. On divise successivement le pas de temps par deux pour approcher la fibre de l'obstacle sans le pénétrer. Une fois le contact on utilise la loi de Newton sur les chocs élastiques en utilisant un coefficient d'absorption d'énergie pour représenter le caractère inélastique des chocs réels. Pour déduire le mouvement de la fibre nous utilisons la méthode dite « impulsionsnelle » [HEC97]. Pour chaque point de contact on calcule une force impulsionsnelle virtuelle sur la durée du pas de temps où le contact sera pris en compte. Les intensités de ces forces de contacts sont calculées à partir des lois de Newton pour s'opposer à la pénétration des solides et générer un rebond proportionnel au coefficient d'élasticité en cas

de choc. Ces forces ainsi que les forces de frottements sont introduites dans les équations (2) pour modifier la trajectoire de la fibre. Quand les conditions d'équilibre sont atteintes, la fibre est alors supposée fixe et ne peut plus être remise en mouvement.

Résultats :

Des simulations sont effectuées dans des conditions similaires aux conditions expérimentales. Sur la figure 1 on compare les résultats d'une simulation avec une photo des résultats expérimentaux pour un rapport d'aspect de 7,1.

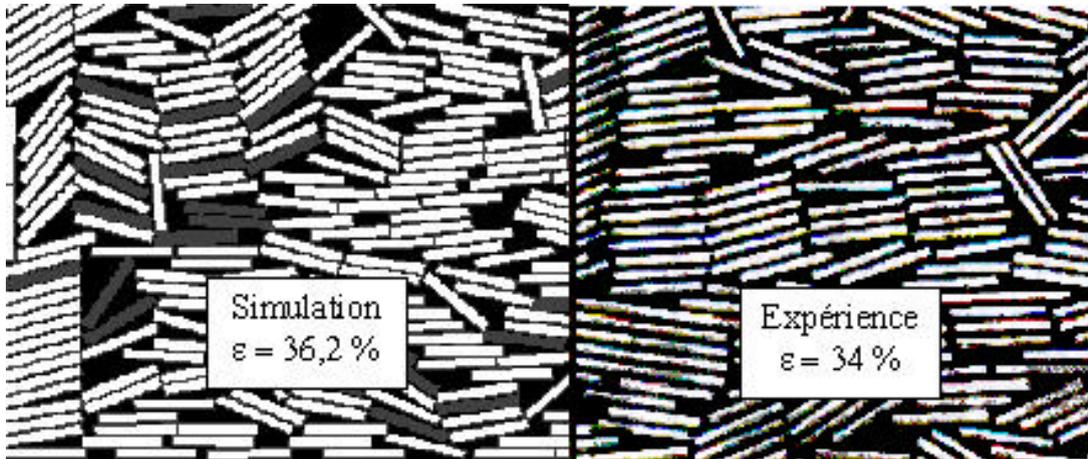


Figure 1 : Comparaison entre un empilement expérimental et simulé, pour $r=7.1$

Le caractère aléatoire de l'empilement ne permet pas de validation quantitative locale de la simulation. Néanmoins, on constate une similarité des structures formées par les fibres. De plus, sur toutes les simulations effectuées l'écart sur la valeur de la porosité a toujours été inférieur à 7%. La porosité obtenue par simulation est toujours supérieure aux valeurs expérimentales. Cet écart s'explique par l'absence de réarrangement dans les simulations. En effet lorsque qu'une fibre est à l'équilibre elle est considérée comme fixée et la chute des autres fibres ne pourra pas modifier sa position. Le modèle numérique néglige donc un phénomène entraînant un compactage des fibres ce qui entraîne une légère surestimation de la porosité.

Conclusion :

Le modèle bidimensionnel d'empilement de fibre que nous avons développé permet de réaliser des expérimentations virtuelles. La comparaison avec des résultats expérimentaux a montré sa validité. Ce modèle permet d'étudier l'influence de divers paramètres tels que le rapport d'aspect, les forces de frottements, le coefficient de rebond ou même la pesanteur sur les propriétés d'un empilement de fibres. La simulation souffre encore d'une limitation importante du au non réarrangement des fibres. La prochaine étape de ce travail sera donc de prendre en compte la possibilité de réarrangement des fibres déjà tombées. Compte tenu des temps de calcul très raisonnables l'extension de ce modèle à des géométries tridimensionnelle est envisagée.

Références:

- [HEC97] Hecker C., "Behind the Screen Physics", Part 4: The Third Dimension, Game developers, June 1997
- [RAH99] Rahli O., Tadrist L., Blanc R. "Experimental analysis of the porosity of randomly packed rigid fibers", *Compte Rendu de l'Académie des Sciences, SCI II B*, Vol. 327, n° 8, pp. 725-729, 1999

Retrait de déshydratation et fissuration d'un gel par une approche en éléments discrets

Vincent Richefeu, Jean-Yves Delenne, Moulay Saïd El Youssoufi, Jean-Claude Bénéat

Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, UMR-CNRS 5508,
Université Montpellier 2, CC048, Place Eugène Bataillon,
34095 Montpellier cedex 05
richefeu@lmgc.univ-montp2.fr

1. Introduction

Le retrait macroscopique de milieux poreux de type granulaire est abordé par une approche couplée. Cette approche associe des résultats phénoménologiques à un outil de calcul des déformations basé sur les éléments discrets. Les résultats phénoménologiques permettent de rendre compte des mécanismes de retrait microscopiques des particules. L'outil de calcul permet de rendre compte des déformations d'un milieu formé d'une collection de particules cohésives interagissant à travers des lois de contact, de frottement et de cohésion. Un critère local de rupture permet de définir s'il y a cohésion ou non entre particules. Cette approche est illustrée dans le cas de la déshydratation osmotique d'un gel, sans contrainte mécanique extérieure. La représentation granulaire du gel permet d'accéder à l'analyse des efforts internes dans le milieu ainsi qu'aux déformations et à la rupture. Il est possible notamment de reproduire des faciès de rupture en périphérie observés dans le cas d'une déshydratation.

2. Approche des déformations par éléments discrets

La méthode utilisée est basée sur une modélisation numérique de type S-DEM (Smooth Discret Element Method) introduite initialement pour des milieux granulaires pulvérulents (*Cundall et Strack 1979*). Elle a été étendue au cas des milieux cohésifs par l'adjonction de liens entre éléments (grains). A chaque lien est affecté un comportement élastique fragile dans les directions normale et tangentielle de déplacement et pour la rotation (*Delenne et al. 2002*). Ce comportement est caractérisé par une raideur et un seuil. Un critère de rupture paramétré par les seuils permet de passer d'un comportement cohésif à un comportement de type contact frottant.

La représentation granulaire du milieu poreux est envisagée dans une configuration bidimensionnelle ; les grains sont de forme circulaire. Les déformations macroscopiques de ce type de milieu résultent de la déformation des grains ou de leur réarrangement en rapport avec le comportement des liens cohésifs. Dans l'approche considérée l'effet du transfert sera matérialisé par une cinétique de retrait des grains.

3. Essai de déshydratation osmotique d'un gel d'agar

Les essais de déshydratation osmotique portent sur des échantillons sphériques de gel d'agar saturés d'eau pure. Ces échantillons sont placés dans une solution de polyéthylène Glycol (PEG). Le milieu se charge en molécules de PEG en cédant de l'eau. Le gradient de concentration en soluté entraîne la déshydratation du gel accompagnée d'importantes déformations (*Richefeu et al. 2002, Mrani et al. 1995*). La figure 1 montre les cinétiques de retrait obtenues pour des concentrations variant entre 30% et 60% (rapport de la masse de PEG solide par la

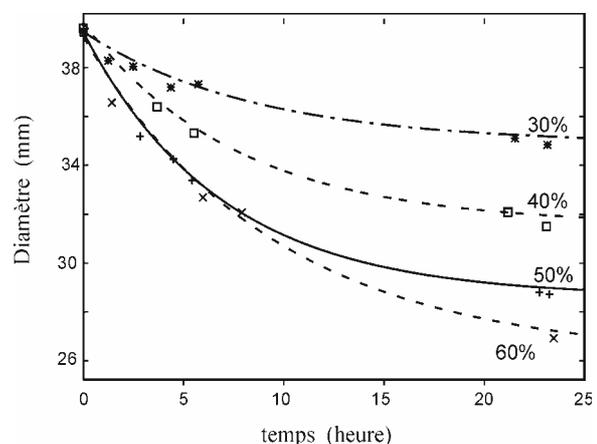


Figure 1. Évolution du diamètre des sphères de gel d'agar pour différentes concentrations de la solution en PEG

masse totale, exprimé en pourcentage). Pour des concentrations élevées, on observe des fissures à la surface de la sphère (figure 3b).

4. Simulation des essais expérimentaux

On se propose de simuler par éléments discrets l'évolution (déformation et fissuration) de milieu poreux lors de la déshydratation (Delenne *et al.* 2003). L'effet de la déshydratation se traduit par un retrait des grains. Le milieu étudié figure 2 est représenté par une collection de 298 grains dont la distribution de tailles suit une loi normale. La configuration initiale fait intervenir 847 liens de caractéristiques mécaniques identiques. Les cinétiques de retrait des grains sont paramétrées par la distance des grains au cœur de l'échantillon. Elles représentent la variation du rayon des grains en fonction du temps. La déshydratation, et donc le retrait, est plus rapide en périphérie.

Les cinétiques de retrait macroscopique permettent l'accès à un jeu de paramètres locaux adéquat pour la simulation des essais expérimentaux.

Les simulations font apparaître un gradient d'efforts dans les liens cohésifs de l'échantillon. La figure 2a représente la composante de traction locale entre grains juste avant l'apparition des fissures et la figure 2b les efforts de compression ; l'épaisseur du trait est proportionnelle à l'intensité de l'effort. Il se développe au centre un noyau en compression et à la périphérie une membrane en tension. La fissuration est initiée en périphérie et se propage radialement vers le centre (figure 3a). Il s'agit là d'un mode de fissuration, très souvent observé, à rapprocher de la fissuration périphérique qui se manifeste lors de la déshydratation de gels (figure 3b).

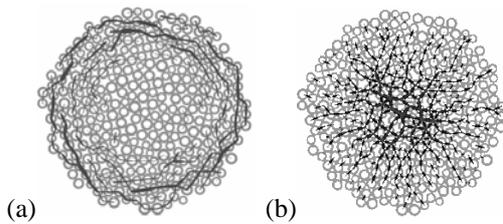


Figure 2. Efforts de traction (a) et de compression (b)

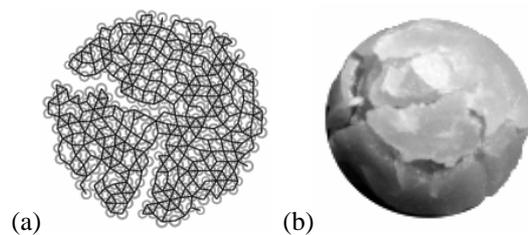


Figure 3. Rupture lors du retrait : (a) simulation numérique, (b) cas du gel d'agar

5. Conclusion

Le retrait macroscopique, de milieux poreux, a été abordé par une approche couplée, associant des résultats phénoménologiques à un outil de calcul basé sur les éléments discrets. Une illustration dans le cas de la déshydratation, sans contrainte mécanique extérieure, a permis d'analyser les efforts internes dans le milieu ainsi que les déformations et la rupture. Au delà de l'intérêt qualitatif de cette approche, l'outil développé peut être avantageusement utilisé pour l'étude de sensibilité du comportement macroscopique vis à vis des paramètres locaux. Ceci permet de simplifier la procédure par problème inverse en vue de la détermination, partielle ou complète, des caractéristiques d'interaction locales.

Références

- P.A. Cundall et O.D.L. Strack (1979). A discrete numerical model for granular assemblies. *Geotechnique*. 29 : 47-65.
- J.Y. Delenne, M.S. El Youssoufi et J.C. Bénet (2002). Comportement mécanique et rupture de milieux granulaires cohésifs. *C. R. Mécanique*. 330 : 475-482.
- J.Y. Delenne, M.S. El Youssoufi, F. Cherblanc et J.C. Bénet (2003). Milieux granulaires cohésifs et mécanique de milieux complexes. *C. R. Mécanique*. Soumis.
- I. Mrani, J.-C. Bénet et G. Fras (1995). Transport of water in a biconstituent elastic medium, *Appl. Mech. Rev.* 48(10) : 717-721.
- V. Richefeu, M.S. El Youssoufi et J.C. Bénet (2002). Saturated porous medium strain under osmotic actions. *Poromechanics 2*, Auriault et al (eds.). A.A. Balkema, Lisse, the Netherlands. 533-537.

**ALGORITHMES HEURISTIQUES POUR LA CARACTERISATION
GÉOTECHNIQUE DES SOLS SABLEUX
(IDENTIFICATION DE PARAMETRES).**

I. CAÑAMON, A. UDIAS, F. J. ELORZA, R. RODRIGUEZ.
Depto. Matemática Aplicada
ETSI Minas, Madrid, Espagne
(icañamon@dmami.upm.es)

Dans le présent travail on a fait une comparaison de trois algorithmes heuristiques d'identification des paramètres pour un modèle géotechnique non-linéaire (modèle hyperbolique de FERREIRA 1992 pour des sols sableux). Pour ceci, on est parti des données expérimentales d'un essai de pression (*compression*) d'un échantillon drainé.

Les résultats présentés correspondent à :

- Deux algorithmes heuristiques classiques qui emploient respectivement les méthodes d'optimisation *Complex* (...) et *Simulated Annealing* (Recuit Simulé) pour calculer les valeurs optimales des paramètres.
- Calcul des mêmes paramètres avec une méthode d'optimisation utilisant un *Algorithme Génétique*.

On analyse la robustesse tant des résultats obtenus que du processus de calcul, en comparant notamment la dernière méthode (génétique) avec les deux autres (Complex et Annealing). En résumé, dans ce travail, on décrit premièrement le modèle hyperbolique de FERREIRA 1992 pour les sols. Deuxièmement, on fait une brève revue des principales méthodes d'optimisation pour les problèmes inverses. Finalement, on présente les résultats de cette étude et les conclusions.

Modèle hyperbolique de Ferreira. La relation constitutive pression-déformation utilisée pour présenter le modèle hyperbolique peut se définir à partir de l'expression générale de la loi hyperbolique proposée par KONDNER ET ZELASKO (1963):

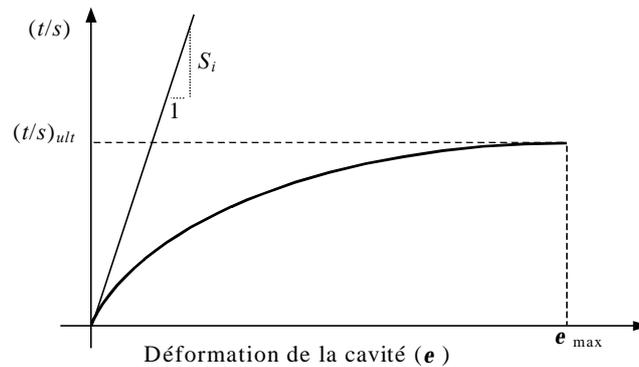
$$(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_3) = \frac{\mathbf{e}_1}{A + B \cdot \mathbf{e}_1} \quad (E1)$$

où \mathbf{s}_1 est la contrainte principale maximale ou axiale, \mathbf{s}_3 est la contrainte principale minimale, \mathbf{e}_1 est la déformation axiale, $(\mathbf{s}_1 - \mathbf{s}_3)$ est donc la différence entre les contraintes principales max et min (ou déviateur), le coefficient A est l'inverse du module d'Young initial et le coefficient B est l'inverse de la valeur asymptotique du déviateur. Après quelques changements de variables et manipulations mathématiques, on obtient l'expression finale du modèle hyperbolique de FERREIRA (1992) :

$$p' = \mathbf{s}'_{h0} \left[1 + \left(\frac{1 + (t/s)_{ult}}{(t/s)_{ult}} \right) S_i \mathbf{e} \right]^A e^B \quad (E6)$$

$$A = \frac{2S_i \left(\frac{1 + (t/s)_{ult}}{(t/s)_{ult}} \right) - 2 \left(1 - \frac{1 - (t/s)_{ult}}{K_A^{CV} (1 + (t/s)_{ult})} \right)}{S_i \left(\frac{1 + (t/s)_{ult}}{(t/s)_{ult}} \right)^2 \left(1 + \frac{1 - (t/s)_{ult}}{K_A^{CV} (1 + (t/s)_{ult})} \right)}, \quad B = \frac{2 \left(1 - \frac{1 - (t/s)_{ult}}{K_A^{CV} (1 + (t/s)_{ult})} \right) \mathbf{e}}{\left(\frac{1 + (t/s)_{ult}}{(t/s)_{ult}} \right) \left(1 + \frac{1 - (t/s)_{ult}}{K_A^{CV} (1 + (t/s)_{ult})} \right)}$$

où " e " représente la base du logarithme népérien, S_i est la pente de la tangente initiale à la courbe de la relation hyperbolique, $(t/s)_{ult}$ est le ratio final de la relation hyperbolique pendant la phase de charge, \mathbf{s}'_{h0} est la contrainte effective horizontale initiale, et K_A^{CV} est le paramètre de l'angle de frottement à volume constant.



Algorithmes génétiques. La méthode des algorithmes génétiques combine les concepts de survie des espèces les "mieux" dotées, les opérateurs génétiques de sélection, cross-over et mutation. John HOLLAND (1975) a observé et énoncé, dans son Théorème des Schèmes ou Théorème Fondamental des Algorithmes Génétiques, qu'avec le contrôle approprié de la structure, on peut introduire améliorations rapides dans les chaînes de bits, de la même manière qu'avec les populations animales. Ce théorème affirme qu'il est possible de trouver un individu optimal en examinant une petite fraction d'individus de l'espace de recherche. Les algorithmes génétiques se différencient des autres méthodes d'optimisation en ce qu'ils emploient des techniques de recherche dans une population des solutions, opérant avec des paramètres codifiés (et non avec la même valeur), en utilisant des règles tant probabilistes que déterministes. Cette technique est utilisée dans de nombreuses applications (UDIAS *ET AL.*, 2002).

Resultats. Les essais analysés correspondent à un essai de mise en pression d'un échantillon drainé, essai réalisé dans une cellule de calibrage (RODRIGUEZ PONS-E., 2001). Les conditions aux limites dans la cellule pendant l'essai ont été maintenues constantes, $s_v = \text{cste}$ et $s_h = \text{cste}$. Les paramètres calculés sont présentés dans la table suivante et la figure correspondante :

Méthode	s'_{h0} (KPa)	$(t/s)_{ult}$	S_i	K_A^{CV}	N°evals	Func. Obj.
Complex	95,47	0.5584	10,58	0.28279	413	6113,6
Sim. Anneal.	137,8	0,56	3,5	0,2827	1292	575,2
Algor. Génét.	133,16	0.5606	3,894	0.28261	75000	670,8

Conclusions. Malgré le coût calcul des algorithmes génétiques (N° evals.), le temps de calcul n'est pas très grand comparé aux autres méthodes. La solution est également fiable, en relation avec le minimum obtenu de la fonction objectif, qui est du même ordre de grandeur que celle du Recuit Simulé (Simulated Annealing). Les avantages sont, d'un autre côté, la robustesse des résultats et de la méthode, parcequ'elle n'impose pas autant des conditions initiales aux valeurs des paramètres à optimiser, ni ne dépend de ces valeurs pour obtenir la solution.

References:

- R.S. FERREIRA (1992): Interpretation of pressuremeter tests using a curve fitting technique. Doctor of Philosophy Thesis, Edmonton, Alberta.
- HOLLAND, J. (1975): Adaptation in Natural and Artificial Systems. University of Michigan Press.
- R.L. KONDNER, J.S. ZELASKO (1963): A hyperbolic stress-strain formulation for sands. Pro. 2nd Pan-American conference on soil mechanics and foundation engineering. Sao Paulo, Brasil, 289-324 pp.
- R. RODRIGUEZ PONS-E. (2001): Metodología de estimación automática de parámetros de suelos arenosos en ensayos presiométricos. Instituto Geológico y Geominero de España, Madrid.
- UDÍAS; F.J. ELORZA; J. AGUIRRE; A. GARRIGA, M.A. BERMÚDEZ; J.M. PARGA; J.M. UDÍAS (2002): Análisis de la aplicación de algoritmos de búsqueda exhaustiva y algoritmos genéticos a la gestión de corto plazo de una red de distribución de GLP. Pendiente de publicación.

VALIDATION D'UN CODE DE TRANSPORT REACTIF EN MILIEU POREUX

Claude Mügler¹, Philippe Montarnal¹, Alain Dimier²

¹ CEA Saclay, DEN/DM2S/SFME/MTMS, 91191 Gif sur Yvette Cedex

² ANDRA, Parc de la Croix Blanche, 1-7, rue Jean Monnet, 92298 Châtenay-Malabry Cedex

Email : claudemugler@cea.fr

Contexte

La problématique du transport réactif dans la description de l'évolution d'un site de stockage ou d'entreposage de déchets nucléaires est fondamentale. En effet, les phénomènes de dégradation des colis de déchets, le relâchement des radioéléments et leur migration à travers les barrières ouvragées ou géologiques sont essentiellement gouvernés par des phénomènes chimiques ou géochimiques en association aux mécanismes de transport. Ces deux phénomènes sont intimement couplés, les aspects chimiques intervenant comme des contraintes sur les quantités transportées. Pour cette raison, un outil numérique de simulation du transport réactif a été conjointement développé par le Commissariat à l'Energie Atomique (CEA) et l'Agence Nationale pour la Gestion des Déchets Radioactifs (ANDRA), dans le cadre de la plate-forme logicielle ALLIANCES. L'Électricité de France (EdF) s'est également jointe au projet. L'objectif d'ALLIANCES est de devenir l'outil industriel de capitalisation des connaissances dans le domaine de la simulation et de la R&D pour le stockage, l'entreposage et la modélisation de la dégradation des colis de déchets nucléaires.

Modélisation du couplage chimie-transport

La modélisation du transport réactif consiste à décrire l'évolution spatiale et temporelle d'un ensemble d'espèces chimiques, d'une part, soumises aux phénomènes de transport par convection, diffusion et/ou dispersion en milieu poreux et, d'autre part, interagissant entre elles via des réactions chimiques en phases liquide, solide ou sorbée. La phénoménologie chimique actuellement prise en compte comprend la spéciation aqueuse, la précipitation/dissolution à l'équilibre ou sous cinétique, l'échange d'ions et la complexation de surface.

Le modèle physique correspondant est constitué d'un ensemble d'équations aux dérivées partielles décrivant le transport des espèces en phase liquide couplé à un système algèbro-différentiel décrivant les interactions des espèces entre elles via les réactions chimiques. Pour une espèce chimique i , l'équation de transport s'écrit :

$$\frac{\partial \omega C_i}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\overline{\overline{D_i}} \vec{\nabla} C_i - \vec{u} C_i) = \omega R_i(C_{1...n}) + S_i,$$

où C_i est la concentration totale en phase aqueuse, ω , la porosité, u , la vitesse de Darcy, D_i , le tenseur de diffusion-dispersion, R_i , le terme de réactions chimiques et S_i , le terme source. Dans notre modélisation, la porosité ω est constante et le coefficient de transport D_i est le même pour toutes les espèces.

La vitesse de Darcy est obtenue par résolution préalable de l'équation de Darcy stationnaire :

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{u} &= 0 \\ \vec{u} &= -\overline{\overline{K}} \vec{\nabla} h, \end{aligned}$$

où h et K représentent respectivement la charge hydraulique et le tenseur de perméabilité.

L'algorithme de couplage entre la chimie et le transport est de type séquentiel itératif.

Les codes de géochimie mis en oeuvre sont PhreeqC [Parkhurst *et al.* (1999)] et Chess [van der Lee (2002)]. Ceux de transport sont Cast3m [Dabbene (1998), Bernard-Michel *et al.* (2003)] et MT3D [Zheng *et al.* (1998)]. Les schémas de discrétisation spatiale sont des volumes finis sur maillages structurés pour MT3D et des éléments finis mixtes hybrides et/ou des volumes finis sur maillages non structurés pour Cast3m. Les géométries peuvent être indifféremment 1D, 2D ou 3D.

Validation du transport réactif

La validation du couplage entre les modules de géochimie et ceux de transport dans ALLIANCES a été réalisée en simulant différentes configurations pour lesquelles nous disposons soit d'une solution analytique, soit de résultats expérimentaux, soit de résultats numériques obtenus avec d'autres codes. Pour qu'elles permettent réellement de valider le couplage entre le transport et la chimie, toutes les configurations étudiées font nécessairement intervenir un échange entre les espèces chimiques en solution et les espèces fixées (phénomènes de dissolution/précipitation ou d'adsorption). De plus, elles permettent de couvrir l'ensemble des phénoménologies que l'on peut traiter avec les codes de géochimie et ceux de transport.

Ont ainsi été simulées des configurations pour lesquelles on dispose de solution analytique :

- Précipitation d'un minéral avec ou sans cinétique, couplée à un transport diffusif 1D ;
- Dissolution de quartz par de la soude en géométrie 1D ou 2D ;
- Migration par convection et dispersion de césium dans de l'argile.

D'autres configurations correspondant à des benchmarks ou à des configurations typiques de celles rencontrées dans le domaine du stockage de déchets ont également été simulées :

- Diffusion de radionucléides dans une argile ayant une forte capacité d'échange cationique. Ce cas-test a permis de valider le couplage entre l'adsorption par échange ionique et le transport par diffusion.
- Lixiviation d'une zone riche en UO_2 par de l'eau de pluie contenant de l'oxyde dissous [de Windt *et al.* (2003)]. Ce cas-test a permis de valider le couplage entre les réactions d'oxydo-réduction, celles de précipitation/dissolution (à l'équilibre ou avec cinétique) et le transport par convection et dispersion en géométrie 2D.
- Dissolution d'un béton par une eau argileuse [Read *et al.* (1996)]. A ainsi été testée l'aptitude du code couplé à bien décrire un front raide de dissolution et son évolution au cours de son avancée dans le milieu poreux.

Conclusion et perspectives

Le module de transport réactif d'ALLIANCES a été validé sur de nombreuses configurations. Il est aujourd'hui disponible pour des études en situations réelles. De nouveaux développements sont maintenant envisagés, comme la prise en compte de la rétroaction de la chimie sur le transport (via la porosité) et la modélisation du transport réactif en milieu non saturé.

Références

[Bernard-Michel *et al.* (2003)] G. Bernard-Michel, C. Le Potier, A. Beccantini, S. Gounand et M. Chrebi, The ANDRA Couplex 1 test-case : comparisons between finite-element, mixed-hybrid finite element and finite volume element discretizations, soumis à *J. of Comput. Geology*.

[Dabbene (1998)] F. Dabbene, Mixed-Hybrid finite elements for transport of pollutants by underground water, Proc. of the 10th Int. Conf. on Finite Elements in Fluids, Tucson, USA (1998)

[de Windt *et al.* (2003)] L. de Windt, A. Burnol, Ph. Montarnal, J. van der Lee, Intercomparison of reactive transport models applied to UO_2 oxidative dissolution and uranium migration, *J. Contam. Hydrol.* 61, 303-312 (2003).

[van der Lee (2002)] J. van der Lee et L. de Windt, *Chess Tutorial and Cookbook*, updated for version 3.0, ENSMP-CIG, LHM/RD/02/13 (2002).

[Parkhurst *et al.* (1999)] D. L. Parkhurst et C.A.J. Appelo, *User's guide to PhreeqC version 2*, Water resources investigations report 99-4259 (1999).

[Read *et al.* (1996)] D. Read et W. Falck, CHEMVAL 2: a coordinated research initiative for evaluating and enhancing chemical models in radiological risk assessment, Vol. EUR 16648-EN of Nuclear Science and Tech. EC Series (1996).

[Zheng *et al.* (1998)] Zheng et Wang, *MT3DMS Documentation and User's guide* (1998).

Session 5 □

□

TRANSFERTS THERMIQUES

Page blanche (VERSO)

Simulation du comportement thermique pariétal dans une conduite soumise à une effusion de gaz. Application au refroidissement des parois des moteurs à flux continu

BOUKDHIR Nabil^{*}, BACCAR Mounir^{*}, AYADI Abdel-moneim^{}**

^{*}Laboratoire des Systèmes Electromécaniques de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax

^{**}Laboratoire de Radio-Analyses et Environnement de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax

Résumé

On présente une étude numérique d'un écoulement pariétal dans une conduite cylindrique poreuse en présence d'effusion. Le couplage entre les transferts de l'écoulement principal et de l'écoulement secondaire est étudié en régime laminaire en fonction du taux d'injection du gaz à la paroi. La procédure numérique de cette étude utilise la méthode des volumes finis avec un maillage cylindrique structuré. Le schéma de discrétisation employé est le schéma hybride et le couplage vitesse-pression est calculé selon l'algorithme SIMPLE. Pour les conditions aux limites, nous imposons à l'entrée de la conduite un régime laminaire traduit par un profil de vitesse de Poiseuille. A la sortie de la conduite, les dérivées des composantes axiale et radiale du vecteur vitesse, sont supposées nulles. Au niveau de la paroi, la composante radiale est égale à la vitesse d'effusion. Quant à la pression, l'utilisation d'un maillage décalé entre la pression et les composantes de vitesse permet de ne pas fixer les conditions aux limites sur la pression aux frontières. Pour la température, nous imposons une température T_e à l'entrée de la conduite une température uniforme T_p le long de la paroi. Les résultats obtenus décrivent les évolutions des champs de vitesse, de pression et du gradient de température de l'écoulement principal pour des vitesses d'effusion adimensionnelle allant de 0 à 0,25 et un nombre de Reynolds Re de 10 à 1000 et montrent une déformation des profils des couches limites dynamique et thermique, un épaissement important de la couche limite thermique laminaire qui croît avec l'augmentation du taux d'injection et l'existence d'une zone isotherme très proche de la paroi poreuse à partir d'un taux d'injection de 1,9 % relatif au décollement de la couche limite thermique laminaire et la création d'un film froid au-dessus de la paroi poreuse.

Page blanche (VERSO)

Propriétés radiatives des mousses de billes cellulaires

R. Coquard¹, D. Baillis², D. Quenard³

1. et 3. Centre Scientifique et Technique du Bâtiment (CSTB), 24 rue Joseph FOURIER, 38400 Saint Martin d'Hères, France

Email : r.coquard@cstb.fr

2. Centre Thermique de Lyon (CETHIL), UMR CNRS 5008, Domaine Scientifique de la Doua, INSA de Lyon, Bâtiment Sadi Carnot, 9 rue de la physique, 69621 Villeurbanne CEDEX, France

Au cours des deux dernières décennies, la modélisation des propriétés radiatives des milieux particuliers a fait l'objet d'une attention particulière. En effet, une part non négligeable du transfert thermique total à travers les milieux poreux est due au transfert par rayonnement. Il est alors nécessaire de parfaitement comprendre et modéliser le phénomène d'interaction entre le rayonnement et la matière intervenant dans ce genre de milieu en vue d'optimiser son comportement thermique. Un récapitulatif des différentes méthodes permettant de caractériser les propriétés radiatives de plusieurs milieux poreux a été réalisée dans la référence [1]. Certaines de ces méthodes assimilent le milieu poreux à un arrangement aléatoire de particules de taille et de forme données et font appel à la théorie de Mie ou aux lois de l'optique géométrique ([2], [3]). D'autres sont basées sur des mesures expérimentales de la réflectance et de la transmittance d'une tranche du milieu étudié ([4], [6]) et utilisent des méthodes d'identification. Enfin, une autre approche consiste à réaliser une simulation Monte-Carlo à l'échelle microscopique locale en prenant en compte la morphologie complexe du milieu étudié ([5]).

Dans cette étude, le milieu poreux est constitué par l'arrangement de billes formée contenant un milieu cellulaire et dont le rayon est très grand devant les longueurs d'onde considérées. Ce milieu présente ainsi deux types de porosités de tailles différentes (figure 1).

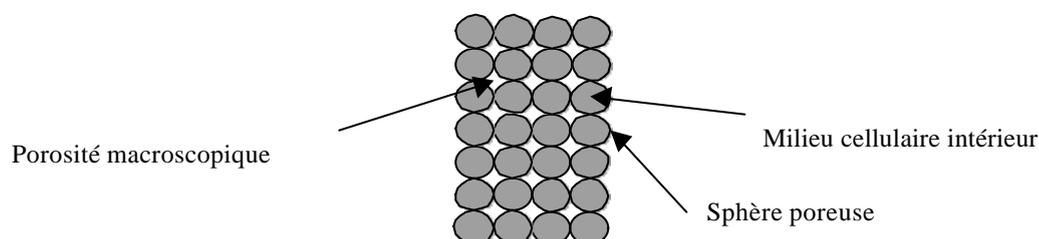


Figure 1 : Structure des mousses de billes cellulaires

Le milieu cellulaire poreux contenu dans les sphères est homogène à l'échelle macroscopique et se comporte, du point de vue de l'interaction avec le rayonnement, comme un milieu semi-transparent absorbant et diffusant. Son coefficient d'extinction $\beta_{ins}(m^{-1})$, son albedo de diffusion $\omega_{ins}(-)$ et sa fonction de phase de diffusion $P_{ins}(\theta)$ sont supposées être connues. De plus, les propriétés de diffusion sont indépendantes de l'angle d'azimut (symétrie azimutale) et $P_{ins}(\theta)$ s'exprime sous la forme d'une expansion en polynôme de Legendre:

$$P_{ins}(\mathbf{q}) = \sum_{n=0}^{n_{max}} a_n P_{leg}^n(\mathbf{q})$$

Avec P_{leg}^n : polynôme de Legendre d'ordre n ; a_n : coefficient de l'expansion pour le polynôme d'ordre n ; θ : angle entre la direction d'incidence et la direction de diffusion (rad)

Le but de l'étude est de calculer les propriétés radiatives de ce milieu complexe en utilisant une méthode de lancer de rayon. Le principe est alors d'identifier les propriétés radiatives du milieu semi-transparent homogène dont le comportement radiatif est le plus proche de l'arrangement de billes cellulaires.

Dans un premier temps, le code génère un arrangement de sphère de rayon R (m) de taille infinie. Ensuite, la procédure de lancer de rayon débute et des rayons sont lancés à partir de points à l'intérieur de l'empilement et dans des directions choisies aléatoirement. Leur trajet à l'intérieur et à l'extérieur des billes rencontrées est suivi jusqu'à ce qu'ils sortent d'une sphère de rayon $R_{sphère} \gg R_{bille}$ centrée sur le point de départ du rayon. Chaque rayon peut subir de multiples diffusions. Il est alors possible de calculer la fraction f de l'énergie rayonnée qui sort de la sphère sans être interceptée, la fraction t qui quitte la sphère après avoir été diffusée et la fraction $E(\mathbf{q})$ diffusée hors de la sphère dans chaque direction faisant un angle θ avec la direction de départ.

Le coefficient d'extinction du milieu homogène équivalent peut être directement calculé à partir de f par :

$$\mathbf{b}_{lit} = \frac{-Ln(f)}{R_{sphère}}$$

Par contre, en ce qui concerne l'albédo ω_{lit} et la fonction de phase $P_{lit}(\theta)$, il est nécessaire d'utiliser une méthode d'identification étant donné que t et $E(\mathbf{q})$ dépendent tous les deux de ω_{lit} et $P_{lit}(\theta)$. Le lancer de rayon est alors appliqué à un milieu homogène de propriétés radiatives $\mathbf{b}_{milieu} = \mathbf{b}_{lit}$, \mathbf{w}_{milieu} et $P_{milieu}(\mathbf{q})$ ce qui nous permet de calculer f_{milieu} , t_{milieu} and $E_{milieu}(\theta)$ pour le milieu homogène. Le code applique ensuite une méthode d'identification itérative déterminant les valeurs de \mathbf{w}_{milieu} et $P_{milieu}(\mathbf{q})$ qui minimisent $F_1 = (t_{milieu} - t)$ et $F_2 = \sum_{q=0}^{180} |E_{milieu}(\mathbf{q}) - E(\mathbf{q})|$. L'identification de l'ensemble des propriétés radiatives du lit de billes fait suite à un travail précédent précédente ([7]) qui nous avait permis d'étudier les propriétés d'une bille seule et l'évolution du coefficient d'extinction du lit.

Le comportement radiatif de la mousse de billes cellulaires est alors parfaitement caractérisé et l'évolution de ses caractéristiques avec la porosité macroscopique, la taille des billes et les caractéristiques du milieu cellulaire interne peuvent être analysées. Notre approche nous permet également d'étudier les limites de validité de la théorie de diffusion indépendante permettant de calculer les propriétés de l'empilement de billes à partir des propriétés d'une bille isolée.

1. D. Baillis and J.F. Sacadura. *Thermal Radiation Properties of dispersed media : theoretical prediction and experimental characterisation*, JQSRT, 67:327-363, 2000
2. D.Doermann. *Modélisation des transferts thermiques dans les matériaux semi-transparents de type mousses à pores ouverts et prédiction des propriétés radiatives*. Thèse de Doctorat, INSA Lyon, France, 1995
3. A.Milandri. *Détermination des paramètres radiatifs d'un isolant fibreux: théorie de MIE, oscillateur de LORENTZ et méthodes inverses*. Thèse de Doctorat, Nancy, France, 2000
4. V.P. Nicolau. *Identification des propriétés radiatives des matériaux semi-transparents diffusants*. Thèse de Doctorat, INSA Lyon, France, 1994
5. M. Tancrez and J. Taine. *Characterisation of the radiative properties of porous media with diffuse isotropic reflecting interfaces*, IHTC 2002 vol.1, p 627-632
6. D. Baillis and J. F. Sacadura *Identification of Polyurethane Foam Radiative Properties-Influence of Transmittance Measurements Number*, Journal of Thermophysics and Heat Transfer AIAA Volume 16, Number 2 June 2002 p. 200
7. R. Coquard, D. Baillis, D. Quenard. *Radiative Properties of semi-transparent spherical particles beds*, ECTP 2002

Effets des Propriétés Thermophysiques sur le Transfert de la Chaleur par un Ecoulement Pulsé dans un Cylindre Partiellement rempli d'un Milieu Poreux

H. Dhahri, A. Boughamoura & S. Ben Nasrallah

Ecole Nationale d'Ingénieurs de Monastir
Rue Ibn Eljazzar, 5019 Monastir, TUNISIE
Laboratoire d'Etudes des Systèmes Thermiques et Energétiques
Adresse email : dhacen@yahoo.fr

Résumé

L'écoulement et le transfert de chaleur par convection forcée et pulsée en milieux poreux intéressent un large champs d'applications (les échangeurs, stockage de l'énergie, moteur Stirling, ect). Ainsi, depuis plusieurs décennies, ces phénomènes attirent l'attention des auteurs et ont fait l'objet de nombreux travaux.

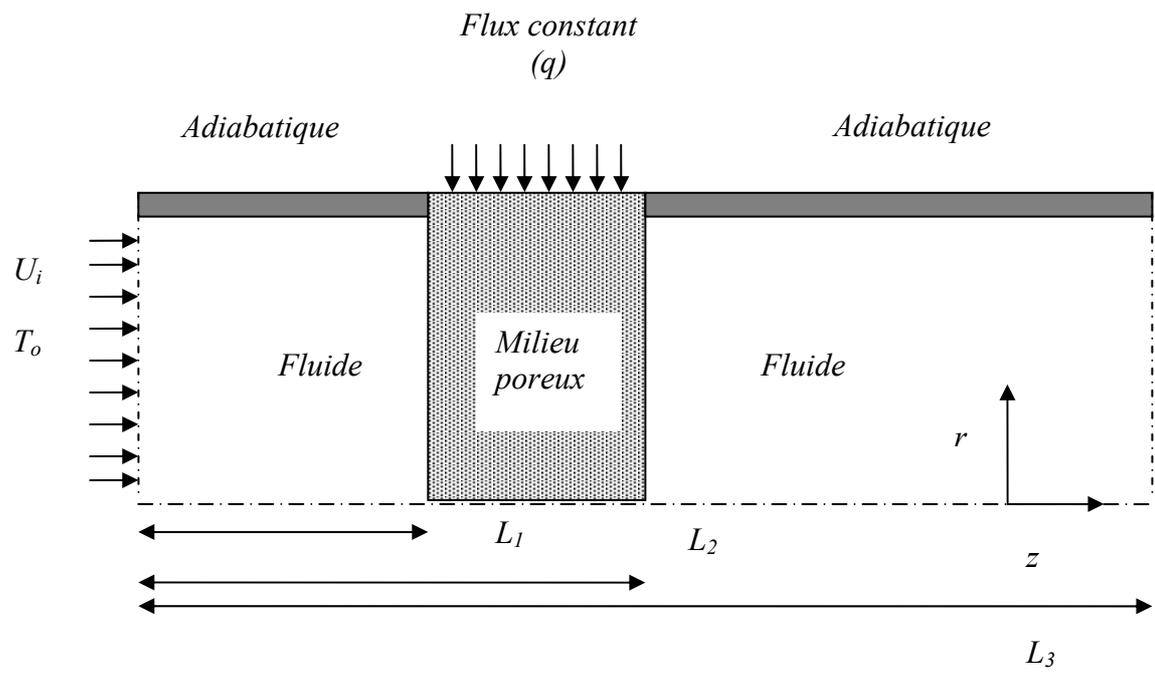
Les travaux concernant ce type de problème, suppose que la porosité est constante et qu'il y a un équilibre thermique local. Le transfert de chaleur par convection forcée, pulsée dans un cylindre partiellement rempli d'un milieu poreux et chauffé par un flux constant a été étudié dans le cas où le milieu poreux est attaché à la paroi, et les termes d'inertie et de diffusion sont négligeables.

Ainsi, nous nous sommes intéressés à l'étude du transfert de chaleur par convection forcée, pulsée dans un cylindre qui contient respectivement une région fluide, une région poreuse et une région fluide et qui est partiellement chauffé par un flux constant (figure). Le modèle de Darcy-Brikman-Forchheimer est utilisé (DBF) en tenant compte des

variations de la porosité. Pour le transfert de chaleur le modèle utilisé suppose la validité de l'équilibre thermique local entre les phases solide et fluide.

Ce modèle est résolu numériquement par la méthode des volumes de contrôle à base d'éléments finis (MVCEF) en utilisant une interpolation d'ordre inégal vitesse-pression. Des variations spatio-temporelles, des champs dynamique et thermique sont présentés et analysés. Les effets du rapport de conductivité thermique $R_k = \frac{k_s}{k_f}$ et du rapport

de la capacité thermique $Rc = \frac{(\rho c)_s}{(\rho c)_f}$ sur le transfert de chaleur sont déterminés.



Modélisation empirique des transferts thermiques dans un empilement de produits alimentaires

Flick D.¹, Doursat .Ch.¹ Ben Amara S²., Laguerre O.², Alvarez G.²

UMR Génie Industriel Alimentaire Cemagref-ENSIA-INAPG-INRA

1 : Institut National Agronomique, 16 rue Claude Bernard, 75231 Paris Cedex 05 flick@inapg.fr

2 : Cemagref, Parc de Tourvoie, BP 44, 92185 Antony Cedex

1) Introduction

Dans le domaine alimentaire, on rencontre de nombreux problèmes de transferts thermiques entre un fluide et un empilement de produits alimentaires. C'est le cas, par exemple, pour des palettes de produits (fruits et légumes, produits laitiers) lors du refroidissement, du stockage et du transport ; le fluide étant alors l'air. C'est le cas également en cuisson ou en stérilisation (petits pois, pommes de terre), le fluide étant alors le jus de cuisson dans la casserole ou la boîte de conserve. C'est le cas enfin en friture (pommes frites), le fluide étant alors l'huile. Selon le cas, le mouvement relatif du fluide par rapport au produit est obtenu par convection forcée (tunnel de réfrigération, camion frigorifique) ou par convection naturelle (chambre froide, cuisson, friture). L'une des difficultés pratique est l'hétérogénéité de traitement thermique des produits selon leur emplacement. Ainsi, lors du refroidissement en convection forcée, les produits situés dans les zones de faible température (à l'entrée de l'empilement), dans les zones de forte vitesse (passages préférentiels) ou de forte turbulence (à l'amont d'un emballage perforé) seront refroidis rapidement, alors que d'autres (situés dans des zones mortes) seront refroidis beaucoup plus lentement. Les premiers risquent une déshydratation (stress hydrique pour les fruits et légumes) voire une congélation, les autres un développement microbien (moisissures, pourriture) [1].

Ces empilements d'objets sont souvent considérés comme des milieux poreux équivalents [2,3], même s'il n'est pas possible de définir un volume élémentaire représentatif au sens des techniques d'homogénéisation, en effet les empilements sont rarement périodiques et leur taille n'est souvent qu'une dizaine de fois plus grande que celle des objets. L'impossibilité d'effectuer des simulations directes (maillage de chaque objet) nous a conduit à adopter, de façon empirique, cette démarche tout en essayant de tenir compte des spécificités de nos problèmes : les zones d'entrée et de sortie de l'empilement ne sont pas négligeables et il n'y a pas d'équilibre thermique local: la température du fluide est différente de celle de la surface du produit qui est elle-même différente de la température à cœur. Enfin en convection forcée (vitesse de l'ordre d'un mètre par seconde) pour des fruits et légumes (d'une dimension de quelques centimètre) le régime peut être turbulent dans les pores [4].

Nous présentons ici une modélisation des écoulements et des transferts dans un empilement de sphères (en arrangement cubique) placé dans enceinte parallélépipédique dont l'une des faces verticales est chauffée. C'est le type de problème que l'on rencontre lorsque qu'un carton de produits initialement réfrigérés se retrouve exposé à la température ambiante.

2) Modélisation

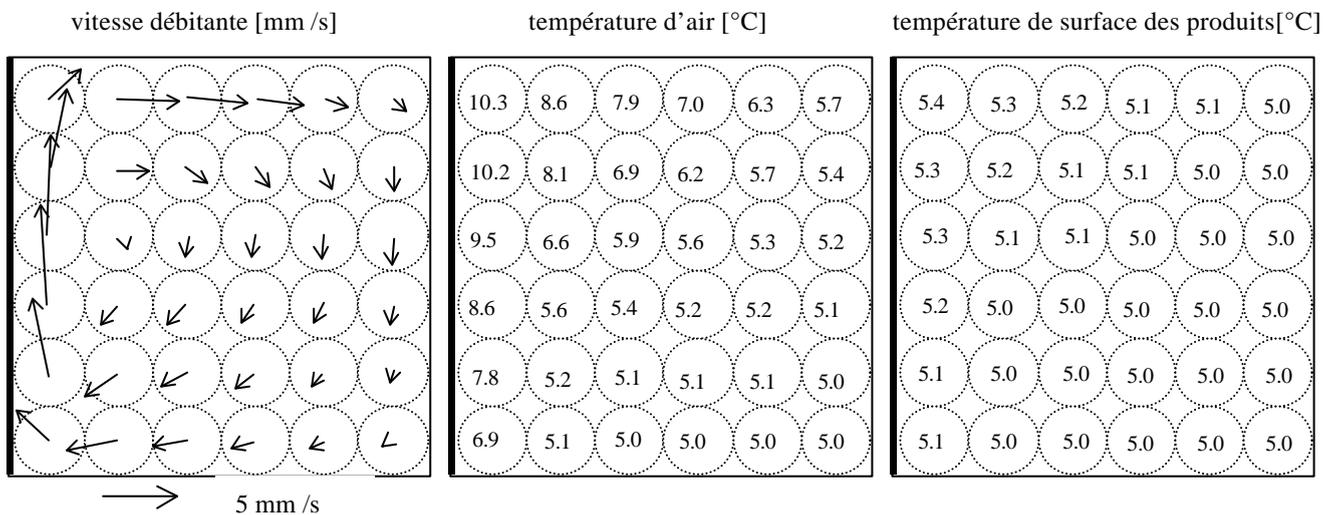
Le modèle proposé repose, pour l'écoulement, sur l'équation de Darcy-Forchheimer (écoulement laminaire non rampant), l'approximation de Boussinesq étant utilisée pour tenir compte de la convection naturelle. L'approche des transferts thermiques en régime transitoire considère des particules dispersées au sein desquelles il y a conduction monodimensionnelle entre le cœur et la surface. L'intensité des échanges convectifs entre la surface de ces particules et le fluide dépend de la vitesse locale (Dispersion-Particle-Based Model) [5].

On néglige l'inertie thermique du fluide devant celle des produits. Dans un premier temps, on ne tient pas compte de la conduction et de la dispersion dans le fluide, ainsi que du rayonnement et de la conduction entre les particules. Les corrélations donnant les pertes de charge et le coefficient de transfert ont été identifiées expérimentalement. Elles sont légèrement différentes des lois proposées respectivement par Ergun [5] et Wakao et Kaguei [7] car contrairement à ces auteurs, nous considérons un empilement ordonné.

3) Simulation numérique

Les équations du modèle sont discrétisées par la méthode des volumes finis. Le pas d'espace étant pris égal au diamètre d'une sphère, une maille correspond au cube circonscrit à une sphère. La conduction dans les particules est résolue de façon explicite (sinon on aboutit à un couplage de toutes les équations). On utilise un schéma amont implicite pour l'équation de conservation de l'énergie du fluide. L'équation du mouvement est résolue (en pression) par linéarisation. A chaque pas de temps, le couplage entre écoulement et transferts (convection naturelle) est résolu de façon itérative entre les équations de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement (avec sous relaxation).

La figure ci-dessous montre les résultats d'une simulation correspondant à un carton remplis de pommes initialement, à une température de 5°C et dont l'une des faces verticales est exposée pendant une heure à une température extérieure de 30°C. On peut imaginer que les autres faces sont en contact avec d'autres cartons (au sein d'une palette) et qu'elles sont donc à peu près adiabatiques. On observe bien la boucle de convection naturelle. La température de l'air est assez élevée près de la paroi chaude, mais la température des pommes reste faible en surface (et a fortiori à cœur) car leur inertie thermique et leur conductivité sont assez importantes.



Conclusions

Un modèle a été proposé pour tenir compte des transferts thermiques transitoires dans les empilements de produits alimentaires en convection naturelle. Il sera prochainement confronté à des expérimentations. Il tient compte de la conduction au sein des produits et de la convection en surface avec le fluide, il pourra être amélioré en tenant compte également de la conduction et du rayonnement entre les produits.

Références bibliographiques :

- [1] G.Alvarez, G.Trystram, Design of a new strategy for the control of the refrigeration process : fruit and vegetables conditioned in a pallet. Food control 6 (6) (1995) 345-347.
- [2] K.Beurkema, S.Bruin, Heat and mass transfer during cooling of agricultural products. Chem. Eng. Sci.37 (2) (1982) 291-298.
- [3] M. Talbot, C.Oliver, J.Gaffney, Pressure and velocity distribution for air flow trough fruits packed in shipping containers using porous media analysis. ASAE (1991) 406-417.
- [4] G.Alvarez, P.E.Bournet, D.Flick, Two-dimensional simulation of turbulent flow and transfer through stacked spheres. Int.J.Heat and Mass Transfer 46 (2003) 2459-2469.
- [5] M. Kaviany, Heat transfer in porous media. In Handbook of Heat Transfer (W.M. Rohsenow, J.P.Hartnett, Y.I.Cho) (1998) McGraw-Hill. New York
- [6] S. Ben Amara, O.Laguette, D.Flick. Echanges convectifs à faible vitesse dans un empilement d'objets. Congrès SFT Grenoble 3-6/06/03
- [7] N.Wakao, S.Kaguei. Heat and mass transfer in packed beds.(1982) Gordon and Breach Sc. New York

UNSTEADY HEAT TRANSFER IN IMPULSIVE FALKNER–SKAN FLOWS

S. D. Harris

Rock Deformation Research, School of Earth Sciences
University of Leeds, Leeds LS2 9JT, UK

D. B. Ingham

Department of Applied Mathematics
University of Leeds, Leeds LS2 9JT, UK

The problem of boundary-layer growth on a body which is suddenly started from rest in an infinite, incompressible, viscous fluid has been investigated by many authors. The two-dimensional problem was first considered by Goldstein and Rosenhead [1] and the three-dimensional one by Square [2]. In recent years, considerable attention has been focused on unsteady boundary-layer flow concerned with situations of accelerating and decelerating rocket missiles, blades rotating in non-uniform air streams, unsteady nozzle flow or oscillating wings, etc. In order to determine the friction drag and the rate of heat transfer through the surface for such unsteady motions, the nature of time-dependent laminar boundary-layer flow of a fluid past an obstacle must be investigated. Attempts to obtain practical solutions, exact or approximate, to the complete set of boundary-layer equations resulting from the introduction of time into the analysis lead to very great difficulties. Consequently, most of the investigations of unsteady laminar boundary layers have been concerned with either bodies of a simple shape, specific time variations of the velocity in the inviscid flow, or both. Comprehensive reviews of the literature on unsteady boundary-layer analysis are presented in Riley [3, 4], Telionis [5, 6], and Ludlow *et al.* [7]. However, less studies have been concerned with the heat transfer aspects, see Pop [8].

In the study of unsteady boundary-layer flows induced by a time-dependent free stream incident on a body, or equivalently by a time-dependent motion of the body through the fluid at rest, two asymptotic solutions, one for small time and the other for large time, are obtained. The former refers to the type of a solution obtained for the early stage of boundary-layer growth when the diffusion mechanism dominates. This includes the boundary-layer formation after motion is impulsively initiated and uniformly and non-uniformly accelerated flows. The large time solution, for which the boundary-layer responds with no time lag to changes in the stream velocity, is sometimes referred to as the quasi-steady solution.

In a number of engineering applications, such as in the theory of the hot wire anemometer, in the design of heat exchangers, etc., the problem of the heat transfer between a body and its surrounding stream of viscous fluid is of great interest. The dynamical behaviour of the flow close to the surface of a body strongly affects the rate of the heat transfer from a warm rigid surface to the cold fluid around it. However, little research effort has been directed at the heat transfer aspects in the region of the boundary-layer separation which occurs when the flow rate is sufficiently high.

The purpose of this work is to study the heat transfer in the unsteady, thermal boundary-layer associated with the forced convection (momentum) boundary-layer flow resulting from a transient Falkner–Skam problem with exponent m . This situation has physical relevance when $0 < m \leq 1$ and, for such cases, the flow is that of an incompressible fluid past a sharp, semi-infinite wedge of included angle $2m\pi/(m+1)$. The surface is set impulsively into motion with a non-dimensional velocity of the potential flow. Both the fluid and the surface are initially at a constant temperature and the transients are initiated by an instantaneous change in

either the surface temperature or heat flux conditions. The initial (unsteady) development of the thermal boundary-layer has been satisfactorily represented by a series solution for small times. Physically, at this stage, diffusion dominates convection, which is effected only weakly by the velocity components close to the wedge. The solution for large times, at the steady state, is given by the Falkner–Skan equations. The results obtained for the heat transfer characteristics during the initial and final stages of the motion are supplemented by a numerical integration of the transformed boundary-layer equations. The very detailed numerical solution presented for the whole transient from the initial ($\tau = 0$) unsteady to the final ($\tau \rightarrow \infty$) steady state consists of a modification of the step-by-step method proposed by Merkin [9] in combination with a finite-difference method similar to that proposed by Dennis [10], which has been very successfully used recently on a range of problems by Harris *et al.* [11–16].

References

- [1] S. Goldstein and L. Rosenhead. Boundary-layer growth. *Proc. Camb. Phil. Soc.*, 32:392–401, 1936.
- [2] L. C. Square. Boundary-layer growth in three dimensions. *Phil. Mag.*, 45:1272–83, 1954.
- [3] N. Riley. Unsteady laminar boundary layers. *SIAM Review*, 17:274–97, 1975.
- [4] N. Riley. Unsteady viscous flows. *Sci. Progress Oxford*, 74:361–77, 1990.
- [5] D. R. Telionis. Review—Unsteady boundary-layers, separated and attached. *J. Fluids Engng.*, 101:29–43, 1979.
- [6] D. R. Telionis. *Unsteady Viscous Flows*. Springer, New York, 1981.
- [7] D. K. Ludlow, P. A. Clarkson, and A. P. Bassom. New similarity solutions of the unsteady incompressible boundary-layer equations. *Q. J. Mech. Appl. Math.*, 53:175–206, 2000.
- [8] I. Pop. Transient heat transfer in boundary-layer flows. In J. Padet and F. Arinç, editors, *Proc. Int. Symposium on Transient Convective Heat Transfer*, Cesme, Turkey, August 19–23, pages 3–17. Begell House, New York, 1996.
- [9] J. H. Merkin. Free convection with blowing and suction. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15:989–99, 1972.
- [10] S. C. R. Dennis. The motion of a viscous fluid past an impulsively started semi-infinite flat plate. *J. Inst. Math. Appl.*, 10:105–17, 1972.
- [11] S. D. Harris, L. Elliott, D. B. Ingham, and I. Pop. Transient free convection flow past a vertical flat plate subjected to a sudden change in surface temperature. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 41:357–72, 1998.
- [12] S. D. Harris, D. B. Ingham, and I. Pop. Free convection from a vertical plate in a porous medium subjected to a sudden change in surface heat flux. *Transport in Porous Media*, 26:207–26, 1997.
- [13] S. D. Harris, D. B. Ingham, and I. Pop. Free convection from a vertical plate in a porous media subjected to a sudden change in surface temperature. *Int. Comm. Heat Mass Transfer*, 24:543–52, 1997.
- [14] S. D. Harris, D. B. Ingham, and I. Pop. Unsteady mixed convection boundary-layer flow on a vertical surface in a porous medium. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 42:357–72, 1999.
- [15] S. D. Harris, D. B. Ingham, and I. Pop. Transient boundary-layer heat transfer from a flat plate subjected to a sudden change in heat flux. *Eur. J. Mech. B – Fluids*, 20:187–204, 2001.
- [16] S. D. Harris, D. B. Ingham, and I. Pop. Unsteady heat transfer in impulsive falkner–skan flows: Constant wall temperature case. *Eur. J. Mech. B – Fluids*, 21:447–68, 2002.

Modélisation des propriétés thermiques d'un matériau fibreux renseignée par la morphologie de sa microstructure

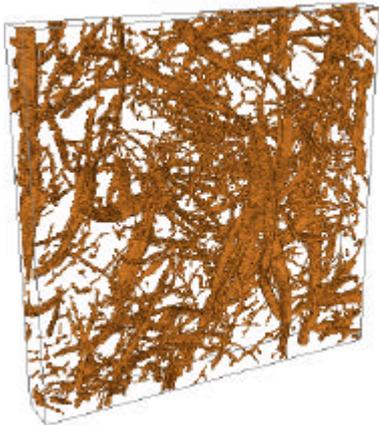
Jérôme Lux*, Claire Gobbé**

* LEPT-ENSAM / LRBB lux@lept-ensam.u-bordeaux.fr

** LEPT-ENSAM gobbe@lept-ensam.u-bordeaux.fr

LEPT-ENSAM UMR 8508, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence Cedex France
LRBB UMR 5103, Domaine de l'Hermitage, 69 route d'Arcachon, 33610 Cestas Gazinet

Les propriétés macroscopiques des matériaux fibreux sont liées d'une part à l'anisotropie des propriétés locales des fibres et, d'autre part, à la structure du réseau fibreux. Notre approche dans la prévision du comportement thermique macroscopique associe l'analyse d'images, dans un souci de caractérisation de la microstructure, et le calcul des propriétés effectives par une technique de changement d'échelle.



Des matériaux nouveaux, principalement à base de fibres de bois et destinés à l'isolation sous toiture ont été réalisés à la suite d'une collaboration entre Isoroy, le Laboratoire de Rhéologie du Bois de Bordeaux (LRBB), le Laboratoire d'Energétique et Phénomènes de Transferts (LEPT) et l'Institut Français du Textile et de l'Habillement (IFTH). Des campagnes de mesures ont permis de caractériser les matériaux du point de vue thermique, et donnent matière à une comparaison avec les résultats du modèle.

Dans une optique d'optimisation des propriétés thermiques de ces matériaux, des techniques d'imagerie issues de la morphologie mathématique sont utilisées pour caractériser l'ensemble des fibres du point de vue morphologique et topologique et ensuite renseigner le modèle de comportement thermique macroscopique basé sur la prise de moyenne.

Une image 3D d'un matériau isolant constitué de fibres de bois et polyester a été réalisée par le LPMP de Strasbourg avec un microtomographe Skyscan-1072. Après filtrage, l'image est segmentée afin de séparer les fibres des pores. Du fait de la qualité des images il n'a pour l'instant pas été fait de distinction entre les fibres polyesters et les fibres de bois. Toutes les fibres se voient donc affectées des propriétés des fibres de bois, majoritaires (environ 80%).

Un volume élémentaire représentatif est estimé par des mesures de porosité (*Figure 1*) et de distribution granulométrique de taille de pores pour des volumes d'étude cubiques de tailles croissantes (*Figure 2*). L'anisotropie du matériau lié au process de fabrication (compression dans l'épaisseur) est mise en évidence par des calculs de covariogrammes. D'autres paramètres comme la distribution du diamètre des fibres ainsi que la surface d'échange spécifique fibres-air sont aussi identifiés.

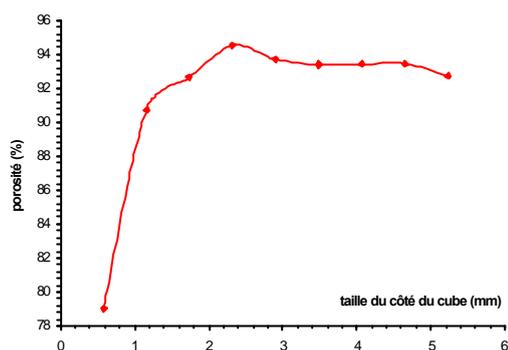


Figure 1

Porosité en fonction de la taille du domaine étudié.

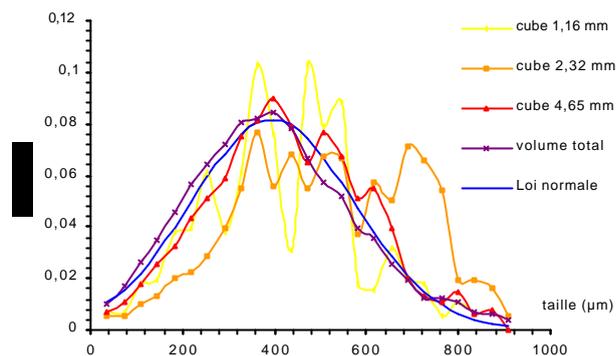


Figure 2

Distribution de la taille des pores pour différentes tailles de domaines

Dans un premier temps, la méthode d'estimation des propriétés thermiques effectives choisie se base sur un modèle de prise de moyenne bidimensionnel supposant l'équilibre thermique local qui se traduit par l'égalité des températures moyennes des deux phases. De plus, la conductivité thermique des fibres est considérée scalaire. Les calculs s'effectuent sur les coupes du VER déterminé précédemment. Les trois composantes du tenseur de conductivité effective du matériau sont des valeurs moyennes calculées en réalisant des simulations pour des plans de coupe perpendiculaires (longitudinaux et transverses). L'approche purement 2D ne permettant pas la prise en compte du transfert entre deux coupes successives du matériau, la conductivité effective est alors sous estimée. Ceci se traduit encore par une influence de la conductivité des fibres très faible, pour les valeurs testées comprises entre la conductivité radiale ($0.3 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et longitudinale ($0.71 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) des fibres de bois. C'est cette dernière configuration, correspondant au cas le plus défavorable en terme d'isolation, qui est retenue pour les simulations. Les résultats sont proches des valeurs expérimentales obtenues par fil chaud et traduisent, contrairement à ces dernières, l'anisotropie du tenseur de conductivité thermique liée à la structure du matériau.

Ce travail s'oriente naturellement vers la mise au point d'un code de calcul plus général en 3D et, si nécessaire, se plaçant dans le cadre du non équilibre thermique local. La définition de l'orientation locale des fibres par des outils morphologiques permettra de définir en chaque pixel le tenseur de conductivité locale et ainsi de prendre en compte l'anisotropie intrinsèque de ces dernières. L'optimisation de la structure passera quant à elle par une simulation réaliste de milieux fibreux aléatoires alimentée par des informations morphologiques.

SERRA J., 1982 - Analysis and Mathematical Morphology, Academic Press, London, 1982.

GOBBÉ C., QUINTARD M., 1994 - Macroscopic description of unsteady heat transfer in heterogeneous media- High Temperatures, High Pressures, vol 26, pp 1-14.

GOBBÉ C., RAMOND L., QUINTARD M., 1998 - Macroscopic description of unsteady heat transfer in heterogeneous media with consideration of interfacial thermal barriers - High Temperatures, High Pressures, vol 30(3) pp365-372

LUX J., 2002, Modélisation des propriétés thermiques d'un matériau isolant à base de fibres cellulosiques renseignée par la morphologie de sa microstructure, Rapport de DEA Science du Bois 2002, LEPT / LRBB.

Modélisation macroscopique de la régénération par voie thermique des Filtres à Particules Diesel

L. Oxarango, P. Schmitz et M. Quintard
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse
UMR CNRS-INP/UPS N° 5502
Avenue du Professeur Camille Soula.
31400 Toulouse, France

L'utilisation de filtres céramiques est une des méthodes les plus prometteuses pour diminuer les émissions de particules carbonées par les véhicules diesel. Les dispositifs de filtration, basés sur une structure en nid d'abeilles extrudée dont les canaux à parois céramiques poreuses sont bouchés têtes bèches (Fig. 1), constituent la solution technologique la plus étudiée actuellement.

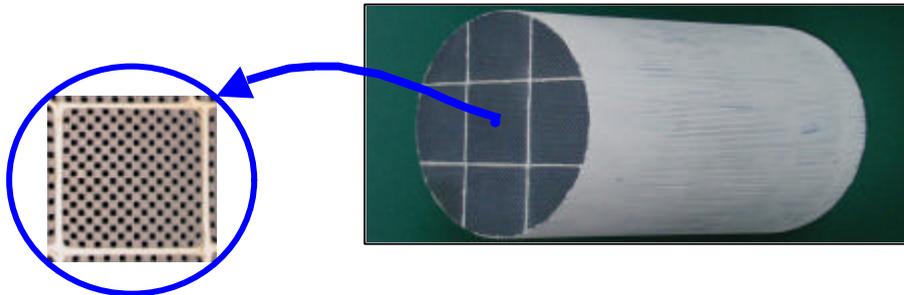


Fig. 1 : Filtre à particules Diesel en nid d'abeilles

L'accumulation de particules dans ces dispositifs au cours du processus de filtration conduit à une augmentation très importante de la perte de charge imposée dans la ligne d'échappement. Par conséquent, un nettoyage périodique du dispositif est nécessaire pour assurer le fonctionnement normal du moteur diesel. Il est réalisé grâce à la combustion des particules carbonées déposées au sein du filtre en céramique. Ce processus thermique peut occasionner, dans certaines conditions, l'apparition de contraintes thermo-mécaniques pouvant conduire à la rupture du filtre. Compte tenu de la structure poreuse complexe du dispositif, de nombreux paramètres peuvent influencer sa réponse aux contraintes thermiques. L'optimisation géométrique du système de filtration est, par conséquent, une problématique majeure et complexe lors de la conception du dispositif.

Depuis une vingtaine d'année, de nombreux auteurs se sont attachés à étudier la phase de régénération thermique des filtres à particules diesel. Essentiellement expérimentales, ces études visent généralement à comparer plusieurs configurations géométriques de filtre dans le cas de situation modèle de régénération (Rumminger et al, 2001). Plusieurs études théoriques complètent ces travaux expérimentaux. Poursuivant les travaux précurseurs de Bisset (1983), différents auteurs (Konstandopoulos et Kostoglou, 2000) se sont attachés à modéliser la propagation de la combustion dans une cellule élémentaire périodique représentative du filtre. Ce type d'approche permet de décrire de façon réaliste la propagation de la réaction dans la direction axiale du filtre par l'intermédiaire d'un modèle à trois températures et d'équations de conservation mono-dimensionnelles. Cependant, aucun modèle n'a, jusqu'ici, permis de tenir compte des effets radiaux, pourtant responsables de la majorité des cas de ruptures.

Cette communication présente un modèle macroscopique tri-dimensionnel original. La méthode de prise de moyenne volumique (Whitaker, 1999) appliquée à la section du filtre permet de définir des équations de conservation macroscopiques de l'énergie sous l'hypothèse d'équilibre thermique local. Ce modèle à une température intègre une description originale de la convection des gaz au sein du filtre (Oxarango et al, 2003), la conduction dans les parois céramiques et le dépôt de particules de carbone et un modèle de combustion limité par l'oxygène.

Le développement mathématique de la méthode de changement d'échelle et la résolution numérique des problèmes de fermeture caractéristiques du problème, conduisent à une équation macroscopique de conservation de l'énergie. Résolue numériquement dans des configurations simples de régénération, cette équation conduit à des solutions (Fig. 2) qui sont confrontés à des résultats expérimentaux obtenus sur un banc de mesure modèle permettant de valider l'approche "équilibre local".

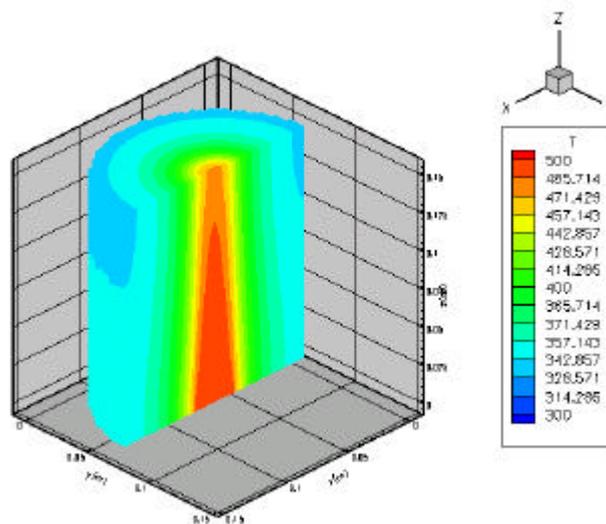


Fig. 2 : Champ de température dans un filtre à particule diesel réchauffé par un écoulement central.

Bibliographie :

- Bisset, E. J. (1983). "Mathematical model of the thermal regeneration of wall-flow monolith diesel particulate filter." *chemical Engineering Science*, 39(n°7/8), 1233-1244.
- Konstandopoulos, A. G., and Kostoglou, M. (2000). "Reciprocating flow regeneration of soot filters." *Combustion and Flame*, 121(3), 488-500.
- Oxarango, L., Bardon, S., Schmitz, P., and Quintard, M. (2003). "3D macroscopic model for fluid flow and soot deposit in wall flow honeycomb DPF.", *SAE technical paper series*(2003-01-0834).
- Rumminger, M. D., Zhou, X., Balakrishnan, K., Edgar, B. L., and Ezekoye, O. A. (2001). "Regeneration behavior and transient thermal response of Diesel Particulate Filters." *SAE technical paper series*(2001-01-1342).
- Whitaker, S. (1999). *The method of volume averaging*, Kluwer Academic Press, Dordrecht / Boston / London.

Dispersion thermique en milieu poreux

A. Testu*, S. Didierjean*, D. Maillet*, T. Niass**

*LEMETA, Vandoeuvre-les-Nancy

**Institut Français du Pétrole, Solaize

atestu@ensem.inpl-nancy.fr

NOMENCLATURE

a	diffusivité thermique, $m^2.s^{-1}$	s	source volumique de chaleur, $W.m^{-3}$	$\lambda, \lambda_x, \lambda_y$	tenseur ou coefficients de dispersion thermique, $W.K^{-1}.m^{-1}$
C_p	chaleur massique, $J.K^{-1}.kg^{-1}$	T	température, K ou °C	ρ	densité, $kg.m^{-3}$
D_f	coefficient de diffusion moléculaire, $m^2.s^{-1}$	x, y, z	coordonnées spatiales	<i>Indices inférieurs</i>	
Pe	nombre de Péclet, ud/D_f (massique) ou ud/a_f (thermique)	u	vitesse moyenne ou vitesse de Darcy, $m.s^{-1}$	f	fluide
Q	puissance linéique, $W.m^{-1}$	ε	porosité, V_f/V	s	solide
		λ	conductivité thermique, $W.K^{-1}.m^{-1}$	t	total (solide et fluide)

1. Introduction

Une meilleure connaissance des lois qui décrivent le transfert de chaleur dans un milieu poreux, traversé par un fluide, est essentielle pour beaucoup d'applications (génie des procédés, échangeurs...) et plus particulièrement pour le contrôle de la température des lits catalytiques. En effet, la maîtrise de la dispersion thermique peut devenir un facteur de premier ordre pour contrôler la conversion chimique et/ou la durée de vie d'un catalyseur.

La dispersion thermique dans un milieu poreux est caractérisée par la diffusion dans la phase solide et par la convection et la diffusion dans la phase liquide. Le modèle le plus simple utilise une seule température, qui est une moyenne locale des températures solide et fluide et qui nécessite l'introduction d'un tenseur de dispersion thermique qui dépend de la vitesse moyenne. T.Metzger [2], [3], [4] a montré l'applicabilité de ce modèle et a déterminé expérimentalement une loi (dépendante du nombre de Péclet) pour obtenir les deux composantes longitudinale et transversale (moins bien estimée) du tenseur de dispersion thermique.

Nous allons appliquer la même démarche au cas d'un milieu poreux traversé par un gaz. En effet, remplacer l'écoulement d'eau par un écoulement d'air est une façon de passer d'un rapport de conductivité ($\lambda_{solide} / \lambda_{fluide}$) de 2 à 40. Bien que sa conductivité thermique soit faible ($\lambda_{air} = 0,026 W.m^{-1}.K^{-1}$), l'air a une diffusivité suffisamment grande pour que l'on puisse espérer continuer à travailler avec le modèle d'interprétation à une température.

2. Modèle et dispositif expérimental

Le modèle à une température pour un milieu poreux de porosité ε , traversé par un fluide, dans le cas d'un milieu isotrope, homogène et d'un écoulement dans la direction x s'écrit :

$$(\rho c_p)_t \frac{\partial T}{\partial t} = \left(\lambda_x \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \lambda_y \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \lambda_z \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) - (\rho c_p)_f u \frac{\partial T}{\partial x} + s \quad (1)$$

Le dispositif expérimental utilisé est basé sur la même technique que T.Metzger [2]. Dans un lit fixe constitué de billes de verre ($(\rho c_p)_s = 2080 kJ.m^{-3}$, $\lambda_s \cong 1 W.m^{-1}.K^{-1}$, diamètre de billes $d = 2 mm$) traversé par de l'air de haut en bas, un fil chauffant, définissant le centre du repère ($x=y=0$) et perpendiculaire au sens de l'écoulement (dans la direction z), est excité électriquement en échelon de température. En aval de cette source, des thermocouples mesurent la réponse en température.

Initialement, le milieu est en équilibre thermique ($T = T_0$). Si celui-ci est considéré comme semi-infini, la variation de température (réponse en température) $\Delta T_{\perp} = T - T_0$ est donnée par :

$$\Delta T_{\perp}(x, y, t) = \frac{Q}{4\pi\sqrt{\lambda_x\lambda_y}} e^{\frac{(\rho c_p)_f u x}{2\lambda_x}} \int_0^{\frac{(\rho c_p)_f u^2 t}{4(\rho c_p)_t \lambda_x}} e^{-\frac{(x^2 + y^2)}{\lambda_x \lambda_y} \frac{(\rho c_p)_f u^2}{16\lambda_x} \frac{1}{\theta} - \theta} \frac{d\theta}{\theta} \quad (2)$$

Le niveau de chauffage est choisi afin de ne pas influencer sur les propriétés thermiques des matériaux et du fluide. Les mesures ont été effectuées pour des nombres de Péclet de 10 à 45 dans le cas de l'air et de 10 à 130 pour l'eau. La gamme, moins importante de Péclet dans le cas de l'air, est due à une limitation expérimentale.

3. Estimation des paramètres

A partir du modèle théorique précédent et des réponses en température, les coefficients de dispersion thermique peuvent être estimés. On utilise pour cela la même méthode que T.Metzger [2] [4], la méthode des moindres carrés avec un terme supplémentaire pour prendre en compte l'incertitude sur les positions. Ces travaux ont, en effet, montré la nécessité d'estimer, en plus de λ_x et λ_y , la vitesse et les positions (x_i , y_i) des thermocouples.

On utilisera deux types d'estimation. Le mode α_4 qui estime quatre paramètres ($\alpha_4 = [\lambda_x \lambda_y u x_i]^t$) et utilise des mesures sur axe, et le mode α_5 qui estime 5 paramètres ($\alpha_5 = [\lambda_x \lambda_y u x_i y_i]^t$) et utilise des mesures hors axe (la sensibilité du signal en y est non nulle, on peut donc estimer les deux positions en x et en y).

4. Résultats et conclusions

La figure 1 présente l'évolution du coefficient de dispersion thermique λ_x en fonction de la vitesse. Les valeurs estimées à partir des mesures sur axe sont comparées aux mesures hors axe. En eau, le coefficient longitudinal λ_x est indépendant du mode d'estimation, ce n'est pas le cas pour l'air pour lequel nous ne présentons que le mode α_5 . La trop grande dispersion du coefficient transversal, dans le cas de l'air, ne permet pas, pour l'instant, de donner un intervalle de corrélation.

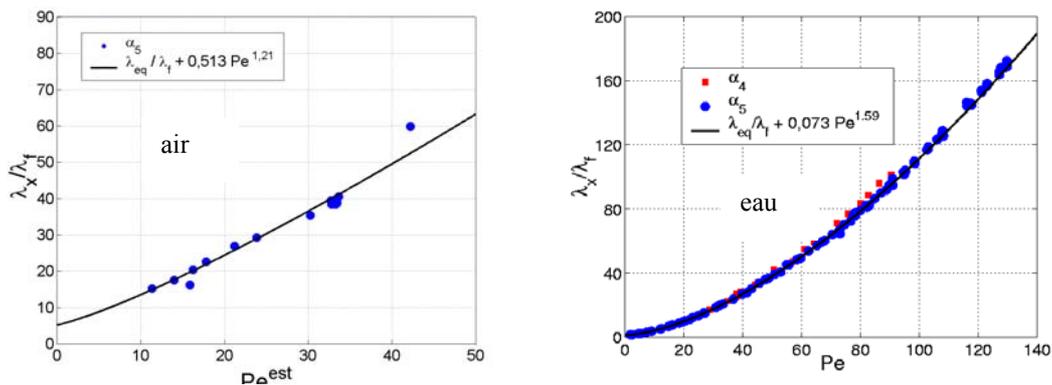


Figure 1 : Résultats d'estimation pour λ_x en fonction du nombre de Péclet dans le cas de l'air et de l'eau

Les thermogrammes mesurés et recalculés après estimation sont présentés figure 2. Dans les deux cas les résidus, c'est à dire l'écart entre les températures théoriques et expérimentales de l'air et de l'eau en mode α_5 , sont excellents ; le bruit étant un plus important pour l'air (de l'ordre de 1 à 2 mK). Cela semble montrer que le modèle à une température est également applicable dans le cas d'un gaz et plus particulièrement à l'air.

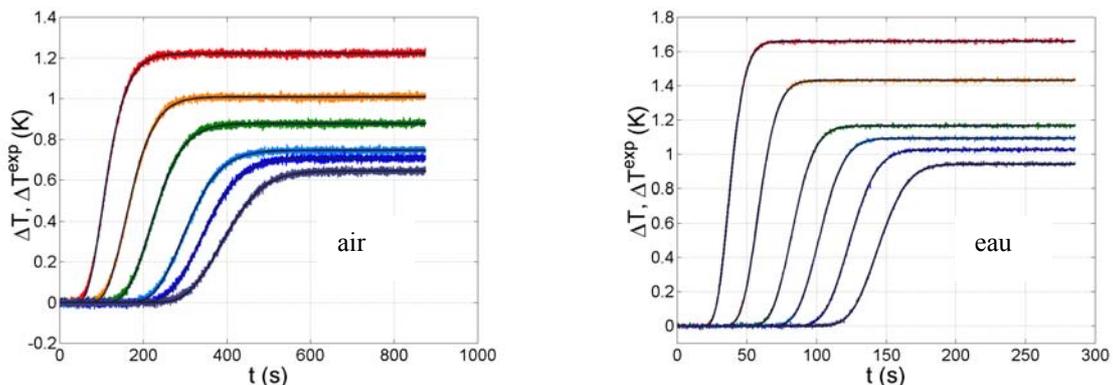


Figure 2 : Thermogrammes expérimentaux et recalculés, en mode α_5 , pour l'air et l'eau à $Pe \approx 30$

Référence

- [1] Moyne. C, Didierjean. S, Amaral Souto da Silveira H.P, *Thermal dispersion in porous media : One-equation model*, Int. J. Heat Mass Transfer 43 (2000) 3853-3867.
- [2] Metzger, T., *Dispersion Thermique en Milieux Poreux : Caractérisation expérimentale par Technique Inverse*, Thèse de l'INPL, 28 Octobre 2002.
- [3] Metzger, T., Didierjean, S., Maillat, D., *Integrating the error in the independent variable for optimal parameter estimation Part II: Implementation to experimental estimation of the thermal dispersion coefficients in porous media with not precisely known thermocouple locations*, Inverse Problems in Engineering, accepté le 11 octobre 2002.
- [4] Metzger, T., Didierjean, S., Maillat, D., *Caractérisation expérimentale de la dispersion thermique en milieu poreux*, Actes du Congrès SFT 2002, Vittel, 3-5 juin 2002, Elsevier, pp. 455-460.

Caractérisation radiative de milieux poreux. De la morphologie d'un milieu poreux à ses propriétés radiatives.

Barbar Zéghondy, Manuel Tancrez, Estelle Iacona, Jean Taine
Laboratoire EM2C, Ecole Centrale Paris - CNRS UPR 288, 92295 Chatenay Malabry

La caractérisation radiative de milieux poreux est actuellement une problématique ouverte sur le plan scientifique qui suscite un intérêt croissant au sein de nombreux groupes de recherche. Cet intérêt est directement lié au fait que la mauvaise connaissance des propriétés radiatives de milieux divisés constitue le verrou principal à l'étude d'applications industrielles mettant en oeuvre des milieux poreux variés comme les mousses réfractaires pour les supports de combustion mais aussi les protections thermiques dans les domaines aéronautique et spatial, les filtres, les réacteurs chimiques et catalytiques au sens large, les lits fluidisés, les isolants thermiques, etc... Dans tous ces cas, une prise en compte des transferts radiatifs à l'échelle locale, en suivant les rayons à l'intérieur de la structure complexe du milieu poreux, n'est pas envisageable. En effet, la morphologie du milieu poreux n'est souvent connue que de manière statistique; et, les calculs à l'échelle locale deviennent prohibitifs, en particulier si le rayonnement est couplé à d'autres phénomènes physiques. Une alternative à l'approche locale consiste à considérer un milieu continu, supposé équivalent au milieu poreux pour le rayonnement, sous certaines conditions à préciser. Ce milieu homogénéisé pourra correspondre à un milieu semi-transparent diffusant.

L'objectif principal de ce travail consiste en l'élaboration d'une méthode d'homogénéisation et en la détermination de ses limites. Cette méthode doit être appréhendée au sein d'une démarche générale de caractérisation des propriétés radiatives d'un milieu poreux réel qui comporte trois étapes :

- numérisation de la morphologie d'un milieu poreux réel ayant pour but de fournir une image tridimensionnelle discrétisée d'un élément de volume.
- détermination des propriétés radiatives du milieu poreux à partir de sa morphologie numérisée par identification.
- validation expérimentale des propriétés radiatives obtenues (étape non présentée ici).

La méthode d'identification a tout d'abord été appliquée à des milieux poreux virtuels constitués de sphères opaques ou transparentes. L'étude a permis de relier les expressions des propriétés radiatives du milieu poreux ainsi défini à ses propriétés morphologiques (Tancrez and Taine, IJHMT, sous presse, 2003). Le principe de la méthode d'identification des propriétés radiatives d'un milieu poreux est basé sur une interprétation statistique du rayonnement, ce qui justifie le recours à une méthode de type Monte-Carlo. Dans ce type d'approche, les grandeurs essentielles qui pilotent le rayonnement sont la fonction de distribution cumulée d'extinction, la probabilité d'absorption et la fonction de distribution de diffusion, qui par définition correspond à la fonction de phase de l'équation de transfert de rayonnement. La première étape de la méthode consiste en la reconstruction de ces fonctions statistiques par simulation de type Monte-Carlo, à l'échelle locale, dans la morphologie du milieu poreux. Dans la mesure où il est possible d'identifier les fonctions ainsi obtenues avec les expressions homologues obtenues pour un milieu semi-transparent continu, l'homogénéisation (c'est à dire la substitution de ce milieu continu au milieu poreux réel) peut être validée. Les propriétés radiatives du milieu continu équivalent s'expriment en termes de coefficient d'absorption, de coefficient de diffusion et de fonction de phase de diffusion. Un lien entre ces coefficients et les propriétés morphologiques (distribution de cordes, porosité, surface spécifique) du milieu poreux réel a été établi par identification directe dans des cas asymptotiques ou idéaux.

L'écart à l'idéalité dans le cas de milieux poreux virtuels construits à partir d'ensembles de sphères creuses ou pleines, de tailles diverses, en recouvrement a aussi été étudié. Nous nous sommes limités aux cas de milieux poreux statistiquement homogènes et isotropes, dont les phases solides sont opaques, les phases fluides sont transparentes et dont les tailles des structures sont très grandes devant les longueurs d'onde considérées.

Le choix de tels milieux virtuels pour illustrer l'application de la méthode est lié à trois avantages principaux. D'une part, la simulation de type Monte-Carlo dans un milieu constitué de sphères est simple et précise puisque les calculs des intersections entre des rayons et l'interface et les calculs des normales en ces points y sont analytiques. De plus, les caractéristiques morphologiques de tels milieux poreux, comme la porosité, la surface spécifique ou la fonction de distribution des cordes peuvent être obtenues de manière analytique, ce qui simplifie l'étude du comportement radiatif en fonction de la morphologie. Enfin, ces milieux virtuels présentent une structure proche d'un grand nombre de milieux poreux réels. L'étude menée peut être aisément généralisée à de nombreuses familles de milieux poreux constitués, par exemple, de cylindres, d'ovoïdes ou reconstitués statistiquement.

Une perspective consiste en la généralisation de la méthode d'identification. Il convient d'étudier, dans un premier temps, si les principes théoriques d'identifications sont généralisables et aboutissent à une méthode réaliste dans les cas où les phases solides et fluides sont semi-transparentes et/ou la diffraction doit être prise en compte.

Une des prospective est l'application de la méthode à des milieux poreux réels. Dans ce cas, la morphologie du milieu (Fig. 1), numérisée par tomographie rayon X est représentée sous la forme d'une matrice tridimensionnelle d'intensité de niveaux de gris. Ces intensités varient entre 0 (phase solide) et 256 (phase fluide) représentant l'état de chaque voxel (Fig. 2). Les propriétés de réflexion de l'interface sont supposées connues et composées d'une partie diffuse isotrope et d'une partie spéculaire.

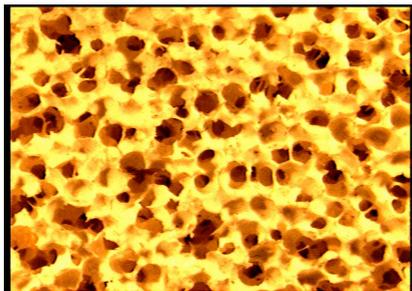


Fig. 1 □ Echantillon d'un matériau poreux de cordiérite (porosité=0,8 – grade=50ppi)

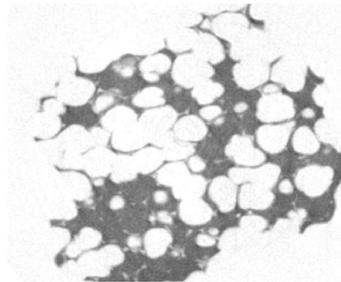


Fig. 2 □ Tranche (6,8*7,8mm) du matériau présenté sur la figure 1 issue d'une tomographie rayon X (CNDRI-Insa Lyon).

La méthode d'identification est alors appliquée à la matrice ainsi générée ou en utilisant un modèle équivalent de sphères creuses en recouvrement. La longueur d'extinction, c'est-à-dire le trajet associé au rayon, et l'angle entre le rayon et la normale à l'interface au point d'impact sont alors déduits.

Il s'agira ensuite d'effectuer des validations expérimentales en comparant les transmittivités et réflectivités directionnelles calculées et les mesures directes sur les échantillons utilisés pour la détermination morphologique.

Etude expérimentale de l'ébullition convective dans les mousses métalliques.

B. Madani, F. Topin, L. Tadrist

Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille : Laboratoire I.U.S.T.I
CNRS- UMR 6595 Université de Provence – Technopôle de Château-Gombert
5, Rue Enrico Fermi 13453 Marseille Cedex 13 – France
brahim.madani@polytech.univ-mrs.fr

Les mousses métalliques sont utilisées dans de nombreux domaines industriels ; leur adjonction au sein des équipements permet d'obtenir des gains en termes d'intensification de transferts de chaleur, de mélanges et de réactions chimiques. Néanmoins peu de données quantitatives sont actuellement disponibles concernant les propriétés thermophysiques et de transferts [1].

Nous nous intéressons à l'impact de telles structures sur les mécanismes de transfert en régime d'écoulement monophasique et diphasique. Nous avons mis en place un dispositif expérimental permettant de quantifier les écoulements ainsi que les transferts de chaleur dans des canaux instrumentés d'une mousse métallique. L'influence de la liaison de la matrice poreuse avec la paroi chauffée est aussi évaluée.

Le dispositif expérimental permet d'assurer le contrôle précis des paramètres opératoires (débit, température d'entrée, flux de chauffe) et l'acquisition simultanée des mesures (températures, pressions, débits, titre de l'écoulement) (fig. 1.). Il permet de travailler pour une vitesse massique du fluide de 5 à 50 kg/m²s et une densité de flux de chaleur allant jusqu'à 25W/cm². La section d'essai peut contenir deux canaux de section de passage 10x50 mm², de longueur respectives 100 et 200 mm en vue d'accéder aux effets de bords. Nous mesurons les profils de pression selon l'axe principal d'écoulement (vertical ascendant). Les profils de température sont relevés simultanément sur trois axes (centre, mi largeur et parois). Le titre de sortie en écoulement diphasique est mesuré par séparation et pesée. Enfin, le débit d'entrée et la puissance de chauffe sont systématiquement mesurés. Cette campagne de mesure a été menée sur des échantillons de mousse de cuivre de porosité 95%, de diamètre de pores $d_p = 745 \mu\text{m}$ et de diamètre de brins $d_b = 178 \mu\text{m}$.

En régime monophasique, ces expériences ont montré le caractère inertiel des écoulements, ainsi que l'augmentation, jusqu'à deux ordres de grandeur, du coefficient d'échange de chaleur pariétal par rapport au canal lisse [2].

La figure 2 illustre le profil de pression dans la veine d'essais en régime d'ébullition convective. Nous observons une répartition linéaire de la pression dans la zone monophasique liquide ($Z < 9 \text{ cm}$). Une deuxième zone est caractérisée par un gradient de pression croissant en allant vers la sortie du canal, c'est la zone d'ébullition. Nous avons évalué qualitativement l'influence des paramètres opératoires sur les pertes de charge dans le canal à partir d'un modèle d'écoulement homogène (fig. 3). Néanmoins, au niveau local nous obtenons un accord expérience calcul satisfaisant que pour les faibles valeurs de densités de flux (fig.2). Cela peut être expliqué par les hypothèses adoptées dans notre modélisation : écoulement stationnaire, unidimensionnel et flux de chaleur uniformément réparti sur la paroi. Nous avons déterminé la contribution des différentes composantes de la perte de charge totale dans ce cas : frottement 80%, accélération 18%, et hydrostatique 2%.

La figure 4 représente les courbes caractéristiques d'ébullition dans des canaux similaires munis de nos mousses ou de fibres de bronze consolidées [3]. Notre gamme de conditions opératoires ne nous a pas permis l'étude des faibles densités de puissances ($< 8 \text{ W/cm}^2$) et nous n'avons pu étudier l'apparition de l'ébullition. Pour des surchauffes identiques, les mousses métalliques permettent de transférer des densités de flux supérieures aux fibres consolidées avec de plus des pertes de charge bien inférieures au cas des fibres. Cela est dû principalement à la structure lâche de la mousse, qui permet une évacuation plus facile de la vapeur formée sur les parois. Nos résultats ne montrent pas d'influence claire de la vitesse du fluide sur les échanges thermiques dans la gamme étudiée. Notons enfin que pour la gamme des conditions opératoires étudiée, il n'y avait pas apparition d'instationnarités.

Les résultats obtenus en ébullition permettent de mettre en évidence la forte intensification des échanges de chaleur et l'accroissement modéré des pertes de charge par rapport au canal lisse ce qui montre l'intérêt de

ces mousses pour les applications envisagées. La campagne de mesure en cours est focalisée sur l'analyse de l'impact de la liaison mousse parois sur les transferts. En particulier, nous nous attacherons à mettre en évidence les surchauffe parois nécessaires à l'apparition de l'ébullition.

Références :

- [1] A. Bhattacharya, V. V. Calmidi, R. L. Mahajan, «*Thermophysical properties of high porosity metal foams*», Int. J. Heat and Mass Transfer 45 (5) (2002) 1017-1031.
- [2] B. Madani, F. Topin, L. Tadrist «*Caractérisation expérimentale des transferts dans les mousses métalliques*»; Congrès de la SFT 03, Grenoble, 3-6 Juin 2003.
- [3] L. Tadrist, M. Miscevic, O. Rahli et F. Topin, «*About the use of fibrous materials in compact heat exchangers*», Int. Symp. on compact heat exchangers pp. 283-288, Grenoble, Aout 2002.

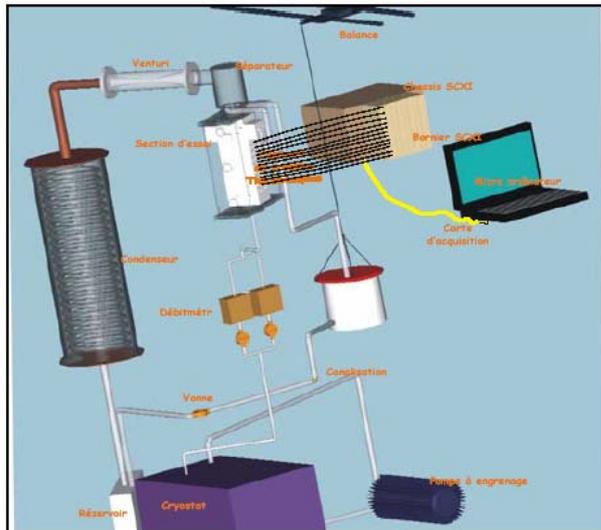


Fig. 1. Dispositif expérimental.

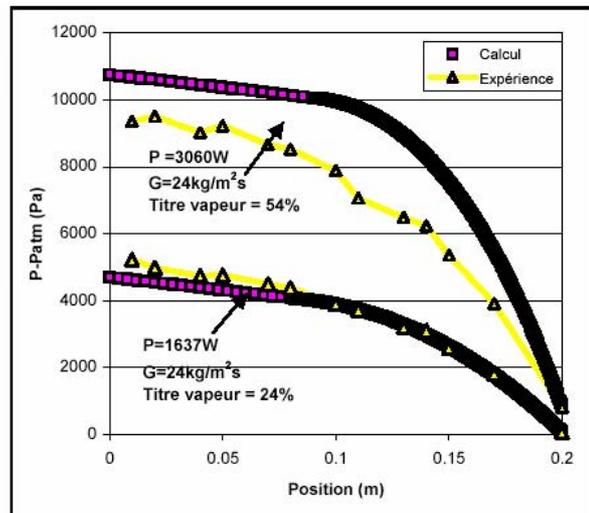


Fig.2. Profils de pression dans le canal. Résultats expérimentaux et modèle homogène

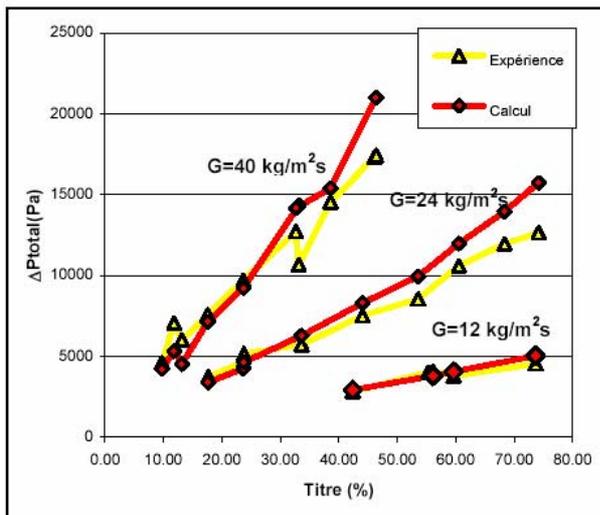


Fig. 3 Perte de charge en fonction du titre de sortie

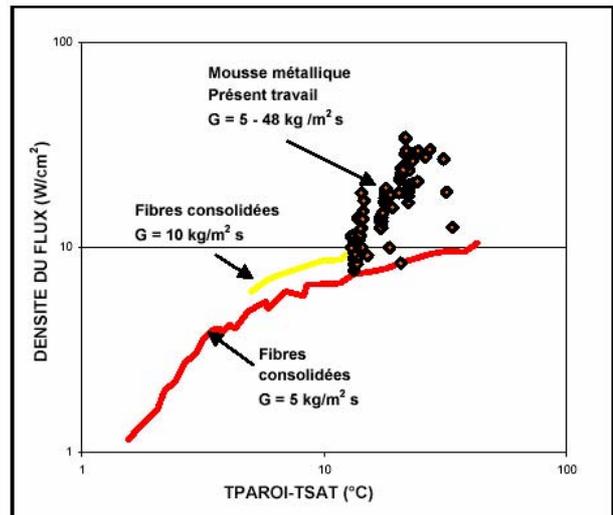


Fig.4. Densité du flux en fonction de la surchauffe de parois

La modélisation de transfert de chaleur et de masse dans un échangeur à milieu poreux

S. SEAUNG, R. BOUSSEHAIN, M. FEIDT. LEMTA – UMR 7563 CNRS – INPL – UHP
2, av de la Forêt de Haye. F- 54504 Vandoeuvre- les - Nancy

Résumé : Dans ce papier, on exposera des résultats de modélisation du transfert de chaleur et de masse dans un échangeur à milieu poreux d'une machine à froid à adsorption – compression. La modélisation a été conduite par une approche en volume fini pour examiner l'influence de la pression vapeur sur la fraction massique désorbée. Les résultats montrent que la fraction massique désorbée est inversement proportionnelle à la pression vapeur dans le générateur. Dans ce but, on examine l'influence du différentiel de pression sur le temps de la phase de désorption et de récupération du fluide frigorigène.

Les équations d'énergie, d'adsorption, de la pression vapeur saturante du fluide et l'équation de la chaleur de sorption régissant les transferts dans le générateur sont données ci-après :

$$\text{Equation d'énergie : } (\rho_a C_a + \rho_a q C_r + \rho_m C_m) \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \lambda \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial T}{\partial z} \right) + S$$

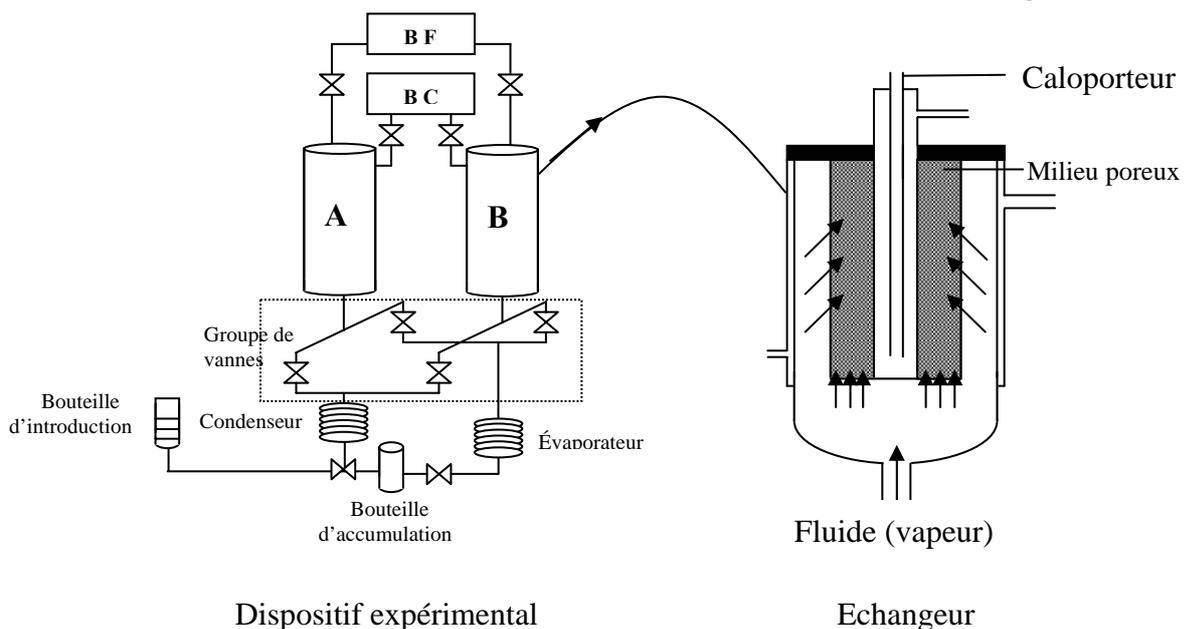
$$S = \rho_a Q_{st} \frac{\partial q}{\partial t}, \quad \rho_a \frac{\partial q}{\partial t} = h_m (q_e - q)$$

$$\text{Equation de Freundlich : } q_e = K \left(\frac{P_s(T_v)}{P_s(T_b)} \right)^{1/n}$$

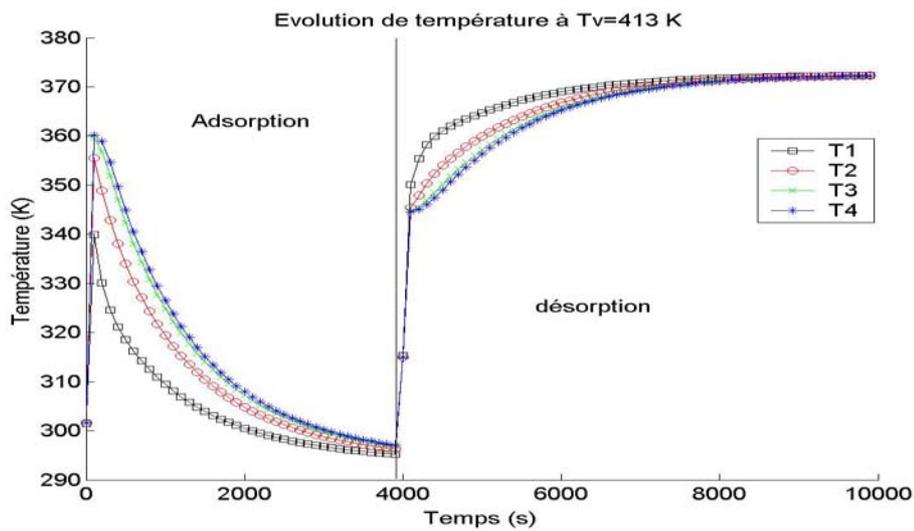
$$\text{Equation d'Antoine : } \ln P(T) = A - \frac{B}{T + C}$$

$$\text{Equation de GIBBS-HELMHOLTZ : } Q_{st} = RT + L_v + \Delta G_{diff} - T \Delta S_{diff}$$

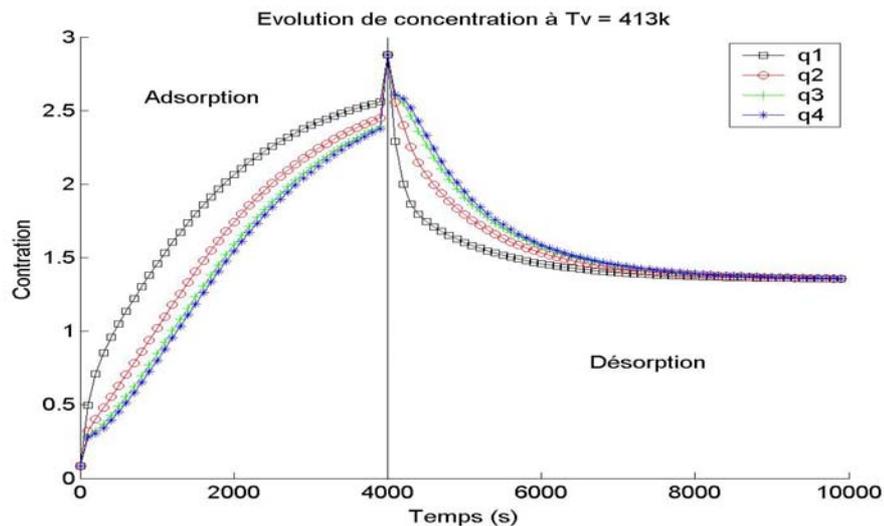
$$\Delta G_{diff} = RT \ln \left(\frac{P_s}{P_v} \right), \quad \Delta S_{diff} = \alpha \left[\frac{\partial \Delta G_{diff}}{\partial \ln q_e} \right]_T$$



Quelques résultats numériques



Evolution des températures dans le générateur



Evolution de la fraction massique dans le générateur

Références

- [1] A. DUMAS, contribution à l'étude thermique et thermodynamique d'une machine frigorifique à adsorption fonctionnant avec une source chaude à air pulsé, Thèse de doctorat, Université Henri Poincaré, Nancy I, France, 1998.
- [2] K.C.A. Alam, B.B. Saha, Y.T. Kang, A. Akisava, T. Kashiwagi, Heat exchanger design effect on the system performance of silica gel adsorption refrigeration systems, *Int. J. Heat Mass Transfer* 43 (2000) 4419-4431.
- [3] K.J. Kim, K.T. Feldman Jr, G. Liloyd, A. Razani, Compressor-driven metal hydride heat pumps, *Appl. Thermal Engineering* 17 (6) (1997) 551-560.

Utilisation de la microtomographie synchrotron pour étudier l'évolution des milieux poreux : De l'imagerie à la modélisation

Dominique BERNARD
ICMCB-CNRS, PESSAC, FRANCE, bernard@icmcb.u-bordeaux.fr

La microtomographie synchrotron est une technique non-destructive d'analyse 3D fournissant une image volumique de la répartition de μ , le coefficient d'absorption linéaire des rayons X. Lorsque l'échantillon considéré est un multimatériau dont les constituants présentent des différences marquées de valeur de μ , il est possible d'extraire par segmentation une image 3D de la distribution spatiale des différents constituants. Par ailleurs, la microtomographie étant non-destructive, il est possible de faire évoluer l'échantillon entre deux acquisitions et de suivre cette évolution en 3D avec une précision inégalée (actuellement à l'ESRF –European Synchrotron Radiation Facility, Grenoble- la résolution va de 0,3 μm à 40 μm .)

Les premières utilisations de la microtomographie synchrotron pour l'étude des milieux poreux datent de plus de 15 ans et le nombre de projets mettant en œuvre cette technique croît très rapidement. Cette relative banalisation ne doit pas faire oublier les difficultés à surmonter pour exploiter efficacement la très grande quantité de données générée (jusqu'à 13 GBytes par échantillon.)

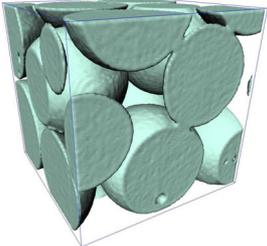
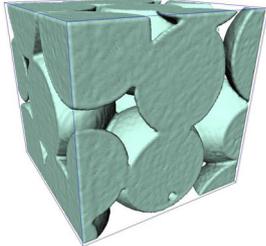
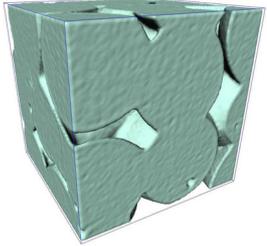
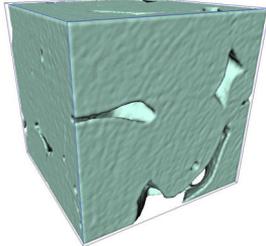
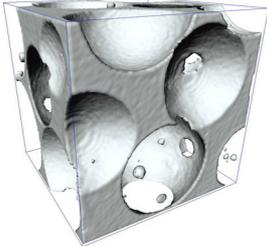
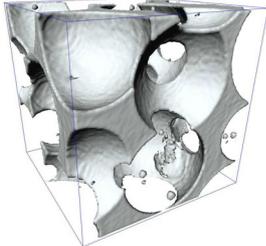
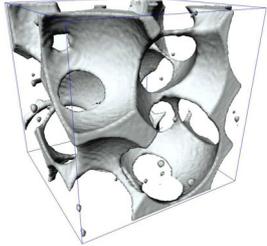
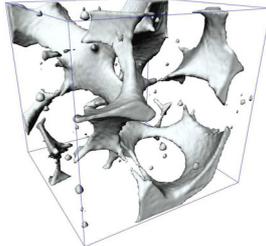
A partir de plusieurs exemples (figures 1 et 2) nous présentons les techniques mises en œuvre à l'ICMCB dans le projet "microtomographie en science des matériaux" pour passer efficacement des données brutes acquises à l'ESRF aux images tridimensionnelles de la microstructure des multimatériaux.

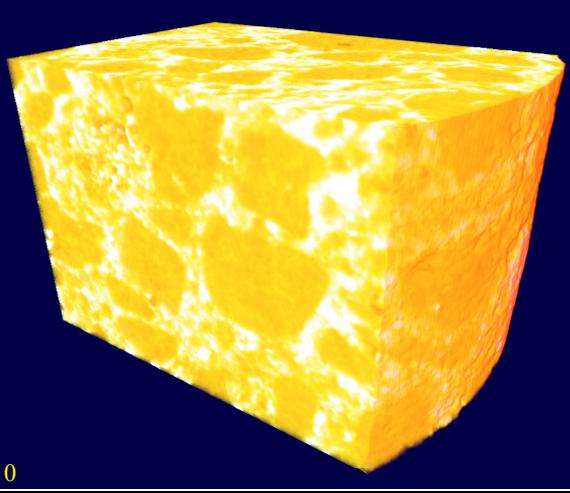
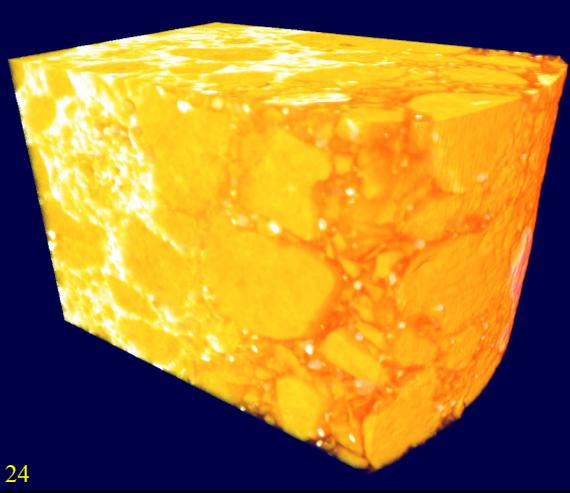
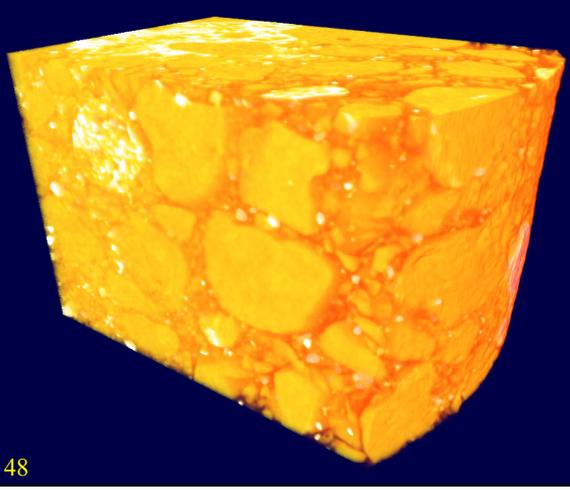
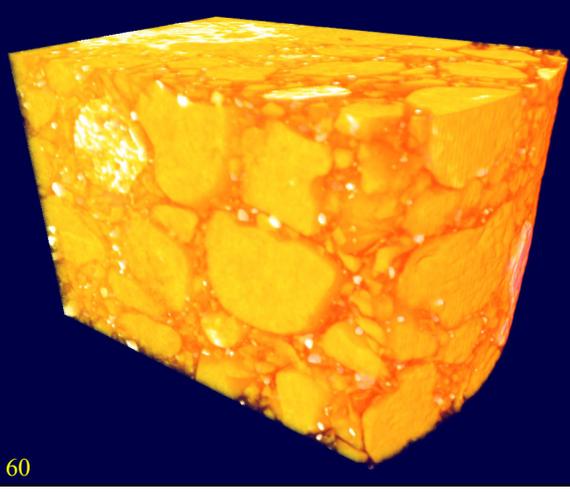
Les étapes principales sont :

- Les prétraitements des données brutes afin d'éliminer les données associées à des pixels défaillants sur le capteur, de supprimer les traces engendrées par les photons X atteignant directement le capteur (les points chauds) et d'atténuer les artefacts en anneaux causés par le comportement non linéaire de certains pixels du capteur.
- La reconstruction 3D à partir des projections.
- Le filtrage des volumes codés en réels afin d'atténuer le niveau de bruit.
- Le recadrage des volumes (passage du codage en réels à un codage sur un octet) à partir des histogrammes des valeurs en chaque voxel.
- La segmentation des images 3D : assignation d'un constituant du multimatériau à chaque voxel.
- Le recalage 3D des images du même échantillon à différentes étapes de son évolution afin de caractériser cette évolution en chaque point du volume.

Dans le premier exemple nous étudions les cinétiques de densification d'une poudre de verre au cours du frittage. Le nombre, la morphologie et la dimension des contacts entre grains sont étudiées pour les 15 images 3D dont nous disposons. Ces images correspondent à des temps de frittage allant de 10 minutes à 3 heures. Pendant cette évolution, la porosité du matériau évolue entre 35% et 8%. La figure représente quatre états d'un même volume d'environ $(200 \mu\text{m})^3$ extrait d'un échantillon de 3 mm de diamètre et de 1 cm de haut.

Dans le second la porosité n'est pas directement imagée car elle est trop petite par rapport à la résolution choisie (4,91 μm). Dans ce cas nous sommes intéressés à l'évolution de la composition chimique de la phase constituée par la pâte de ciment. Les volumes présentés font environ $3 \times 2 \times 2 \text{mm}^3$. Le ciment sain est représenté en blanc, les granulats en jaune et le ciment dégradé en orange transparent. Comme visible sur la figure, les granulats ne subissent pas de modification au cours du processus.

Exemple 1 : Frittage de billes de verre (diamètre moyen de 120 μm). Temps de frittage :			
20 minutes	120 minutes	180 minutes	270 minutes
Evolution de la phase solide			
			
Evolution de l'espace poral.			
			

Exemple 2 : Lixiviation accélérée au nitrate d'ammonium d'un échantillon de mortier.	
0 heure	24 heures de lixiviation
 0	 24
 48	 60

Etude du Transfert Couplé à travers une membrane poreuse

CHARFI Kais, M. Jomâa SAFI

Unité de Recherche Mécanique- Energétique (URME)
 Ecole Nationale d'Ingénieurs de Tunis
 B.P 37 , 1002, Belvédère , Tunis, Tunisie
 Tél : 216 71 874 700, Fax : 219 872729

Résumé

Dans ce papier, nous nous intéressons à l'étude du transfert couplé à travers une membrane poreuse. La configuration physique étudiée est illustrée par la Fig.1.

Deux fluides, pouvant être de même nature, à températures et à vitesses différentes se déplacent à contre courant. Une membrane poreuse séparent les deux écoulements.

Le transfert couplé d'un canal vers l'autre est fonction, entre autre, des propriétés de la membrane poreuse.

Plusieurs valeurs de la porosité sont prises. Le transfert dans l'ensemble des trois milieux est décrit par un seul modèle basé sur les équations de Naviers –Stokes et de l'énergie qui tiennent compte de la porosité de la membrane :

$$\left\{ \begin{array}{l} \left(\left(\frac{1}{\varepsilon} - 1 \right) (1 - \chi) + 1 \right) \frac{\partial \Omega}{\partial t} + \left(\left(\frac{1}{\varepsilon^2} - 1 \right) (1 - \chi) + 1 \right) \left(\frac{\partial u \Omega}{\partial x} + \frac{\partial v \Omega}{\partial y} \right) = \frac{1}{\text{Re}} \left((R_\mu - 1) (1 - \chi) + 1 \right) \Delta \Omega + (\chi - 1) \left(\frac{\Omega}{\text{DaRe}} + \frac{b}{\text{Da}^{1/2}} \left(\frac{\partial u v}{\partial x} - \frac{\partial u u}{\partial y} \right) \right) + \text{Ri} \frac{\partial T}{\partial x} \\ \left((\sigma - 1) (1 - \chi) + 1 \right) \frac{\partial T}{\partial t} + \left(\frac{\partial u T}{\partial x} + \frac{\partial v T}{\partial y} \right) = \frac{1}{\text{Pe}} \left((R_\kappa - 1) (1 - \chi) + 1 \right) \Delta T \end{array} \right.$$

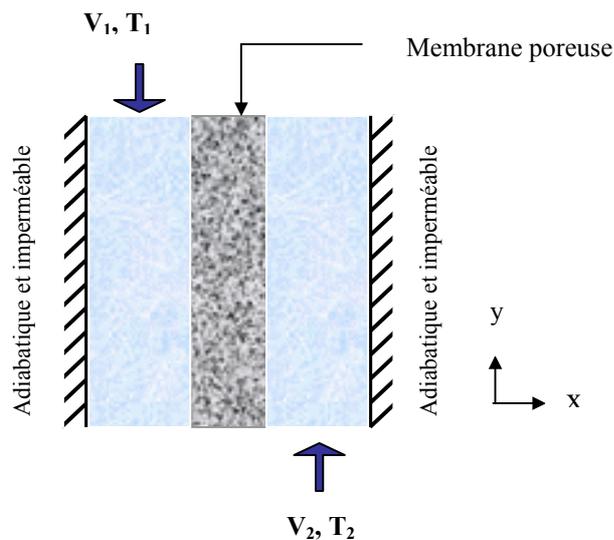


Fig.1 : Modèle physique

Page blanche (VERSO)

Session 6 □

□

CONVECTION THERMIQUE □
ET THERMOSOLUTALE

Page blanche (VERSO)

Influence of vertical stochastic vibrations on convective motion in a differentially heated porous cavity under G-jitter

ABABOU R., PEDRAMRAZI Y. AND MOJTABI A.

IMFT, UMR CNRS/INP/UPS N°5502,
UFR MIG, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062, Toulouse cedex

We present an analytical study of the effects of stochastic vibration on the two dimensional convection flows in a porous media. The geometry considered (see *Figure*) is a square porous cavity heated differentially; the vertical boundaries are maintained at two constant but different temperatures. The horizontal boundaries are thermally insulated. The governing equations, under the Boussinesq approximation, are written in the reference frame linked to the layer. In our formulation, the transient Darcy term has been kept.

Thermal vibration in fluid media has been widely studied and is well documented, see Gershuni and Lyubimov [1]. Also, a number of studies report thermal convection due to a deterministic vibration in porous media. Khallouf, Gershuni and Mojtabi [2] studied the effect of a harmonic vibration in a rectangular porous cavity heated differentially, the direction of vibration being perpendicular to the temperature gradient. Bardan and Mojtabi [3] considered the analog of Rayleigh- Bénard problem in porous media. Finally Jounet and Bardan [4] considered the thermohaline problem in a rectangular cavity under the action of vertical vibration (parallel to the temperature and the concentration gradients). However, only a few studies have been devoted to the effects of stochastic vibration on thermo-convective convective motion. In fluid media, we can mention the study of Thomson, Casaemunt and Vinals [5] in a differentially heated cavity and Antar [6] in an infinite horizontal layer heated from below. This type of vibration (G-jitter) has been detected during space missions and has affected micro-gravity experiments dealing with material processing, see Nelson [7].

We study theoretically the effects of this additional driving mechanism namely; the stochastic acceleration, on the onset of thermo-convective motion in porous medium. Our work is motivated by [5] in which the Laplacian diffusive term in the vorticity transport equation has been neglected (fast diffusion). Using this approximation and considering a linear temperature profile and neglecting the inertial convective terms resulted in a Langevin equation. As the Darcy model possesses many of these approximations and can provide significant physical properties, we studied the same problem in porous media. The vorticity transport equation is obtained for porous media. As a result of weak convective motion under micro-gravity we may assume linear temperature profile [2]., which leads us to a Stochastic Differential Equation (SDE) known as the the Langevin equation :

$$\frac{\partial \mathbf{x}^*}{\partial t^*} = -\frac{1}{B} \mathbf{x}^* + \frac{Ra_v}{B} \mathbf{g}^*(t^*), \quad B = \frac{a_* K}{n \varepsilon H^2}, \quad Ra_v = \frac{\mathbf{b} \Delta T K H g_{ref}}{n a_*} \quad (1)$$

where the forcing function \mathbf{g}^* is a random process, "a" represents the effective thermal diffusivity, K is permeability of the medium, σ is the heat capacity ratio defined by $\sigma = (\rho c)_* / (\rho c)_f$, n and ε is the porosity of the medium.

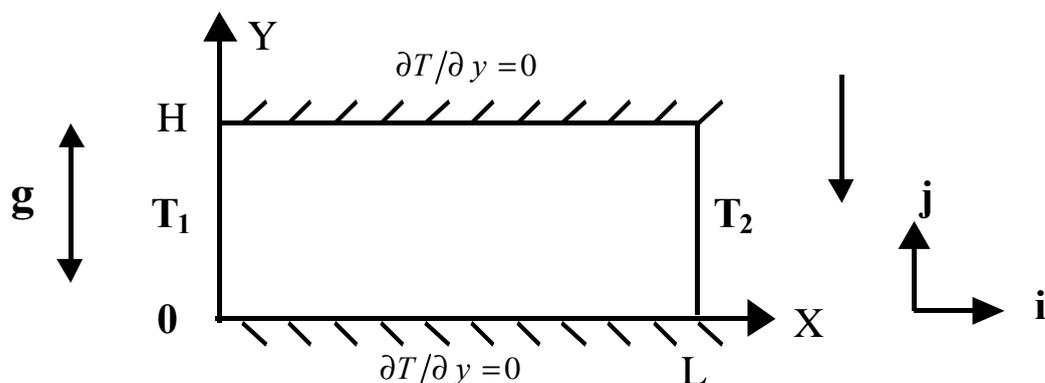
This type of stochastic evolution equation has been widely studied and has many applications in physics and engineering [8]. Note that space-time stochastic partial differential equations have also been studied in the literature, e.g. wave propagation in random media [9]. Here, equation (1) represents the transport (evolution) of vorticity ξ^* as a function of time in

dimensionless form. This equation depends on two dimensionless parameters, B and Ra_V , which represent the ratio of hydrodynamic to thermal time scales and vibrational Rayleigh number respectively, and it contains three terms : transient, viscous, and buoyancy terms.

Several physical cases based on the order magnitude of each of this term are discussed in this work (for example buoyancy is balanced by viscous term). The cases where the random forcing function is a white band noise and a narrow band noise are studied, as well as the more general case of a statistically stationary process with a known power spectrum. Narrow band noise provides a useful way of interpolating between mono-chromatic noise (similar to deterministic periodic acceleration) and white noise (in which no frequency is preferred). The results are also compared with the case of a deterministic forcing function in which, the vorticity field is oscillatory and the amplitude remains bounded.

References

- [1] G.Z. Gershuni and D.U. Lyubimov, Thermal vibrational convection, Wiley, 1998.
- [2] [4] H. Khallouf, G.Z. Gershuni and A. Mojtabi, Some properties of convective oscillations in porous medium, Num. Heat transfer, Part A, vol. 30, pp. 605-618, 1996.
- [3] G. Bardan and A. Mojtabi, On the Horton-Rogers-Lapwood convective instability with vertical vibration, Phys. Fluids, vol. 12, pp. 1-9, 2000.
- [4] A. Jounet and G. Bardan, Onset of thermohaline convection in a rectangular porous cavity in the presence of vertical vibration, Phys. Fluids, vol.13, 2001.
- [5] J. R. Thomson, J. Casademunt and J. Vinals, Cavity flow induced by a fluctuating acceleration field, Phys. Fluids, vol.7, pp. 292-301,1995.
- [6] B. N. Antar, Thermal instability of stochastically modulated flows, Phys. Fluids, vol20, pp.1785-1787,1977.
- [7] E.S. Nelson, An examination of anticipated g-jitter on Space Station and its effects on material process, NASA TM 103775, 1991
- [8] C.W. Gardiner, Hand book of Stochastic Methods for Physics, Chemistry and Natural Sciences, Springer-Verlag, New York, 1985.
- [9] Ababou R., J.O. Parra, C.L.Hackerts, M.J.Sablik, B.J.Zook, 2002 : Multiple Scattering Dispersion and Attenuation of Elastic Waves in Randomly Heterogeneous Media. "Poromechanics II", Proc. 2nd BIOT Conference on Poromechanics (Grenoble, France, 26-28 August 2002), J.-L. Auriault et. al. (eds.). A.A.Balkema Publishers. pp. 599-605.



STRUCTURE POREUSE SATUREE PAR UN MELANGE BINAIRE SOU MIS A DES VIBRATIONS

G. Bardan et A. Mojtabi

IMFT, UMR CNRS/INP/UPS N°5502, UFR MIG,
Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062, Toulouse cedex

1/ Introduction

La possibilité désormais réelle de mener des expériences dans une station orbitale (MIR, ISS) a conduit de nombreux scientifiques à vouloir effectuer dans l'espace des expériences déjà réalisées sur terre. L'intérêt majeur étant de s'affranchir de la convection naturelle nuisible dans certains processus associés la fabrication de cristaux de haute pureté. Il s'agit dans cette étude de montrer en quoi les g-jitters pourraient contrarier ces espoirs.

Le problème étudié est académique et certes loin des expériences envisagées dans l'espace. Néanmoins il reflète bien la problématique des g-jitters.

2/ Le problème étudié

Nous allons simplement étudier en quoi des vibrations harmoniques de direction variable (loi de déplacement du type $b \sin \omega t$) peuvent, sur terre, contrebalancer ou au contraire ralentir les mouvements convectifs générés par un gradient de masse volumique.

Nous considérons une cavité rectangulaire (problème 2D) poreuse saturée par un mélange de deux fluides miscibles au. Les parois verticales sont adiabatiques et les parois horizontales sont maintenues à une température et à une concentration imposées. On ne tiendra pas compte des effets Soret et Dufour.

On utilisera dans toute la suite le modèle de Darcy-Boussinesq. Les gradients de masse volumique générateur de convection sont soit d'origine thermique soit d'origine solutale.

Au champ de gravité terrestre se superpose un champ extérieur irrotationnel à savoir le champ vibratoire.

3/ La technique

Le découplage des temps « rapides » liés aux vibrations et des temps « lents » liés aux différentes diffusions (thermique, visqueuse et solutale) est effectué par moyennisation des équations sur une période de vibration.

La résolution complète des équations de conservation est réalisée numériquement par une méthode spectrale et utilise des polynômes de Legendre.

L'analyse théorique de la stabilité est basée sur l'étude d'un problème aux valeurs propres résolu sous MATLAB par la méthode de Galerkin.

4/ Résultats

La stabilité de la solution d'équilibre, dépend du nombre de Rayleigh vibrationnel qui est l'analogie du nombre de Rayleigh en substituant dans ce dernier l'accélération de la pesanteur par l'accélération d'inertie d'entraînement (Gershuni et al. [1], Bardan et al [2, 3]). Nous montrerons que ce nombre ne représente pas correctement l'intensité des vibrations et nous proposerons une alternative en découplant les effets thermiques et vibratoires.

Une attention particulière sera portée sur le rôle des gradients thermiques et solutaux. Ces derniers peuvent en effet être coopérant ou non-coopérant. Suivant les cas les vibrations peuvent augmenter ou diminuer la différence de température nécessaire à l'avènement de la convection. Le rôle des temps de diffusion thermique et solutale est également analysé. On met en évidence une situation physique où les vibrations n'ont plus d'influence sur la physique du problème.

Une grande partie des résultats concerne l'influence des vibrations sur la structure de l'écoulement naissant. Dans le cas statique, seule la taille de la cavité détermine le nombre de rouleaux de la structure convective naissante. Nous montrerons qu'il est possible de réduire ou d'augmenter ce nombre de rouleaux à l'aide de vibrations.

Il sera également montré qu'en présence de vibrations, une cavité rectangulaire, même extrêmement longue selon l'une des directions, ne peut pas être représentée par le modèle du milieu infini.

Pour finir nous verrons que l'angle que fait la direction des vibrations avec les gradients de masse volumique a un rôle essentiel. Deux situations distinctes seront identifiées pour des valeurs particulières de cet angle.

References

- 1- G.Z. Gershuni and D.U. Lyubimov, Thermal vibrational convection, Wiley, 1998.
- 2- G. BARDAN and A. MOJTABI, On Lapwood convective instability of porous medium with vertical vibration, Physics. of Fluids Vol. 12 N.11 pp 2723-2731, 2001
- 3- G. BARDAN , G. PINAUD et A. MOJTABI, Convection thermovibrationnelle dans un cube saturé d'un milieu poreux, C.R. Acad. Sci. Paris, Série IIb N° 329, p.283-286 2001

Analyse numérique et analytique de la convection en domaine annulaire : Effet de la thermodiffusion

R. Bennacer et A. Lakhali

LEEVAM-Univ. Cergy-Pontoise Rue d'Eragny-
Neuville sur Oise, 95031 Cergy-Pontoise Cedex – France
Rachid.bennacer@iupgc.u-cergy.fr

Résumé :

Nous étudions numériquement la convection naturelle au sein d'une cavité annulaire verticale. Des flux constants de chaleur sont imposés sur les parois verticales. Les parois horizontales sont supposées adiabatiques. Au sein du fluide binaire, sous l'effet Soret, se combinent les forces de volume d'origine thermique aux forces de volume d'origine solutale. Lorsque le rapport des forces d'origine solutale et thermique sont de même intensité et s'opposent, un régime de double diffusion pure est également solution du problème. Ce régime est stable si le nombre de Rayleigh thermique est inférieur à une valeur critique Rac . Pour des valeurs supérieures à cette limite la solution diffusive devient impossible, un écoulement convectif s'installe. Dans le présent travail on focalise sur l'existence de solution multiple et ce même pour un $Le=1$. L'effet des différents paramètres gouvernants le problème (Ra_T et la courbure R), sur le transfert de chaleur et le taux de séparation d'espèce est réalisé. Les résultats montrent que la stabilité diffusive d'un tel problème est améliorée par l'accroissement de la courbure.

1 Introduction et Modélisation

La plupart des études menées sur la convection naturelle thermosolutale induite dans des milieux poreux sont pour des configurations rectangulaires. Parmi ces études, on peut mentionner l'investigation numérique de Trevisan et Bejan (1985) relative à une cavité carrée poreuse avec des parois verticales maintenues à des températures et des concentrations constantes. Une analyse en ordres de grandeur a été également utilisée pour traiter ce problème dans les cas limites d'écoulements entraînés par les effets principalement thermiques ou massiques. Dans le cas où les forces d'origine thermiques et massiques sont égales et engendrent des effets opposés, il a été trouvé que le repos (transferts diffusifs) est également solution du problème et que l'écoulement du fluide était possible au delà d'un certain nombre de Rayleigh critique pour du Lewis $Le \neq 0$. Cependant, le mouvement du fluide disparaît complètement pour $Le=1$. Les résultats trouvés par Gobin et Bennacer (1994) et Charrier-Mojtabi *et al.* (1997), en étudiant respectivement la convection thermosolutale dans des cavités fluides et poreuses, soumises à des conditions aux limites de premières espèces, sont en accord avec ces observations. En effet, ces auteurs ont montré qu'il existe une valeur critique du nombre de Rayleigh au-delà de laquelle les mouvements convectifs sont possibles et que la valeur critique du nombre de Rayleigh tend vers l'infini quand Le tend vers 1. Marcoux (1998), Bennacer *et al.* (1991) et Lakhali *et al.* (2002) ont de leur part montré que le mouvement convectif est possible même pour $Le = 1$ dans le cas de la convection thermosolutale avec effet Soret.

On s'intéresse à l'effet de la courbure sur la stabilité des solutions multiples (diffusives-convectives) dans un milieu poreux confiné entre deux cylindres coaxiaux verticaux et une solution analytique est présentée dans le cas de cylindres allongés.

On se propose donc, d'analyser le comportement du fluide binaire saturant un milieu poreux confiné entre deux cylindres coaxiaux verticaux dont les parois sont soumises à des flux de chaleur uniformes (figure 1). On considère les hypothèses classiques en convection naturelle avec la prise en compte de l'effet Soret.

Le flux de masse en l'absence d'écoulement est $j' = -\rho D \nabla S' - \rho D_s S'_0 (1 - S'_0) \nabla T'$ (1)

L'approche analytique permet de prédire les solutions avec une bonne précision comme illustré sur la figure 2.

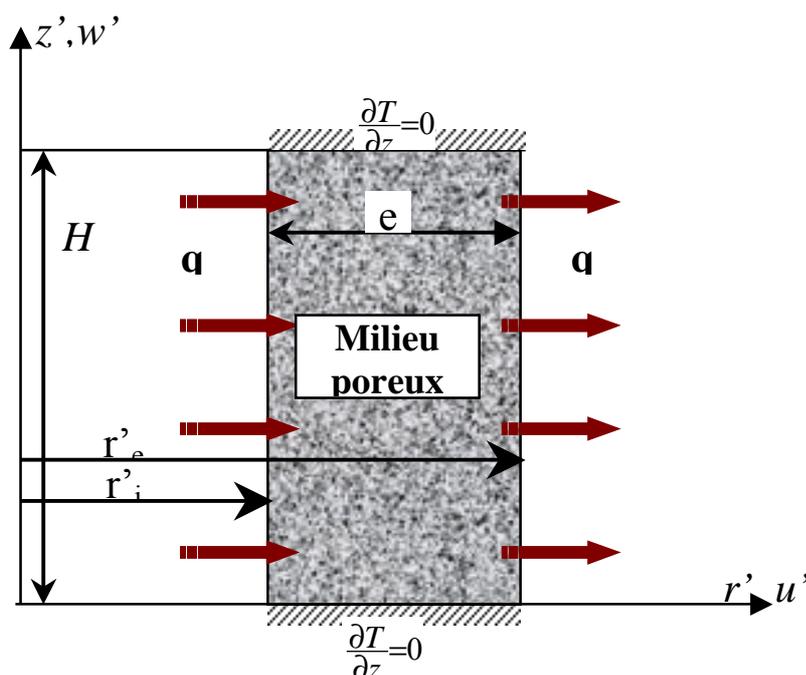


FIG. 1 – Configuration étudiée

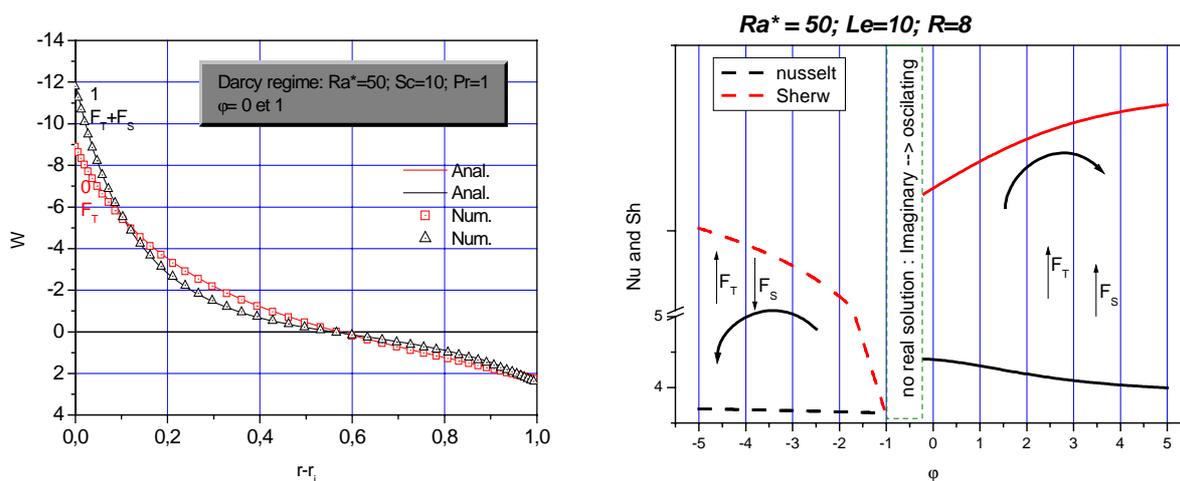


FIG. 2 – Comparaison de la solution analytique et numérique : Composante de vitesse verticale (a) et transfert de chaleur et de masse (b)

Références

Bennacer R., 1993 Convection Naturelle Thermosolutale : Simulation Numérique des Transferts et des Structures d'Écoulement, Thèse Université Paris 6
 Charrier-Mojtabi M.C, Karimi-Fard M., Mojtabi A., 1997, Naissance de régimes de convection thermosolutale dans une cellule rectangulaire poreuse, C.R.Acad.Sci. **324**, 9-17
 Gobin D., Bennacer R., 1994, Double diffusion in a vertical fluid layer : onset of the convection regime, *Phys. Fluids*, **6**, 59-67.
 Lakhali A., Bennacer R., 2002, Effet Soret sur la convection naturelle dans un espace annulaire en tenant compte de l'effet Soret, CIMASI, Maroc, 23-25 octobre
 Marcoux M., 1998 Contribution à l'étude de la diffusion thermogravitationnelle en milieu poreux, Thèse Université Paul Sabatier-Toulouse III.
 Patankar S.V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere, New York .
 O.V.Trevisan, A.Bejan, 1985, Natural convection with combined heat and mass transfer buoyancy effects in a porous medium, *Int. J. Heat Mass transfer*, **28** 1579-1611.

Méthode de mesure comparée des coefficients de diffusion et de Soret en milieu poreux et en milieu libre à partir des cinétiques respectives de thermodiffusion à l'état transitoire. Evaluation du coefficient de tortuosité effectif du garnissage poreux.

COSTESEQUE P.*, PLATTEN J.K.***, POLLAK T.*

(*) Université Paul Sabatier, Toulouse III, France, costeseq@cict.fr

(***) Université de Mons-Hainaut, Belgique, jean.platten@skynet.be

Introduction

Lorsqu'une solution ou un mélange est soumis à l'action d'un gradient thermique permanent, il se produit une ségrégation des différentes espèces, par thermodiffusion, dont l'intensité et le sens sont indiqués par la valeur du coefficient de Soret du mélange. La mesure de ces coefficients, entreprise depuis la découverte du phénomène, n'est pas facile et souvent peu précise à cause, d'une part, de la faible intensité du gradient de concentration résultant et, d'autre part, des courants de convection parasites difficiles à éviter dans les cellules de mesure à effet Soret pur [1]. De nouvelles méthodes à technologie très élaborée ont été proposées [2] ainsi que des expériences en microgravité [3]. D'autres voies de mesures ont été considérées : la stabilisation du fluide par imprégnation d'un milieu poreux contenu dans la cellule [1], la mesure indirecte du coefficient de Soret à partir de l'amplification des séparations par couplage thermoconvectif (colonnes thermogravitationnelles) en milieu libre ou en milieu poreux [1, 4, 5].

La connaissance précise des coefficients de Soret de mélanges en rapport avec divers domaines scientifiques ou techniques est primordiale (*génie chimique* : séparation de substances à haute valeur ajoutée, *production pétrolière* : évaluation plus fine de la répartition des hydrocarbures dans les gisements profonds, *mécanique des fluides* : modélisation des déclenchements convectifs dans les fluides non purs, ...). C'est pourquoi un essai d'obtention de valeurs « étalon » pour le coefficient de Soret a été récemment réalisé sur trois mélanges binaires d'hydrocarbures de structure type dans les gisements pétroliers au moyen de différentes méthodes dont l'une est réalisée en milieu poreux [7].

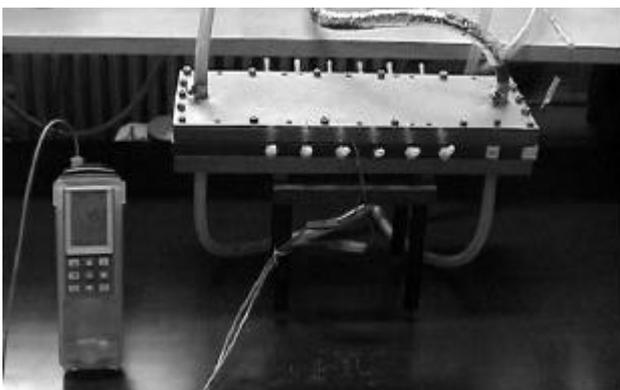
La question se pose maintenant, de façon cruciale, de savoir si le coefficient de Soret d'un fluide imprégnant un milieu poreux est identique à celui du même fluide « libre ». Sachant que le coefficient de Soret est défini comme le rapport entre le coefficient de thermodiffusion D_T et le coefficient de diffusion D (de Fick), la question devient : la tortuosité du milieu poreux affecte-t-elle de la même façon deux flux diffusifs résultants de « forces » de nature physique différente (gradient thermique et gradient de potentiel chimique) ?

Des mesures de coefficient de Soret, à partir d'une amplification thermogravitationnelle des séparations, ont été récemment menées respectivement en milieu libre et en milieu poreux [6]. Les résultats obtenus ne montrent pas que les valeurs sont significativement différentes, mais la méthode de traitement s'appuie sur une phénoménologie issue d'hypothèses simplificatrices, ce qui accroît l'incertitude expérimentale.

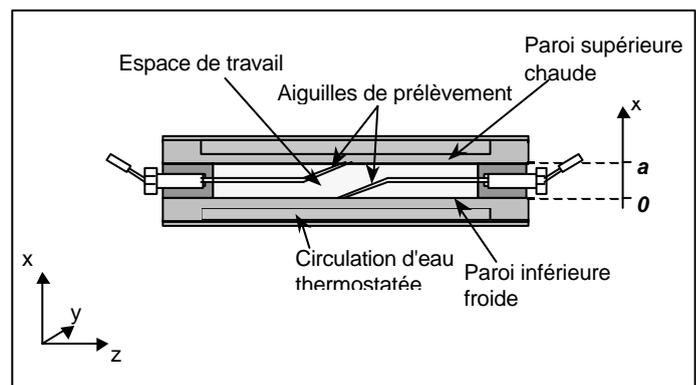
C'est pourquoi il est apparu nécessaire d'effectuer cette comparaison à partir de mesures réalisées dans des cellules à effet Soret pur dont la phénoménologie est plus simple à décrire.

Principe de la méthode et résultats

On utilise une cellule à parois planes en inox, horizontales, maintenues chacune à température constante pour créer un gradient thermique vertical. L'espace de travail, parallélépipédique, est défini par une entretoise en PVC dans laquelle sont ménagés, répartis sur la longueur de la cellule, six couples d'orifices munis d'aiguilles creuses fines permettant de prélever des échantillons au contact des parois et mesurer le gradient de concentration apparu. La température des parois est quasiment identique à chaque abscisse de prélèvement longitudinal mais celle-ci y sera mesurée précisément. Les points de prélèvement sont suffisamment éloignés l'un de l'autre (4 cm) pour que les concentrations au niveau des voisins ne soient pratiquement pas perturbées.



Vue d'une cellule de thermodiffusion



Coupe transversale de la cellule de thermodiffusion

Les compositions des prélèvements successifs sont mesurées au moyen d'un réfractomètre de précision. La cinétique de la thermodiffusion est évaluée au moyen de la différence de fraction massique ΔC entre côté froid et côté chaud, rapportée à la différence de température ΔT correspondant à l'abscisse des prélèvements. On utilise l'équation de la cinétique Soret proposée par Bierlein [8] en respectant au mieux, expérimentalement, les conditions aux limites et les hypothèses simplificatrices (gradients linéaires) utilisées pour son établissement :

$$\frac{\Delta C(t)}{\Delta T} = -S_T C_0 (1 - C_0) \cdot \left[1 - \frac{8}{p^2} \cdot \sum_n^p \frac{1}{(2n-1)^2} \cdot \exp\left(- (2n-1)^2 \cdot \frac{t}{q}\right) \right]$$

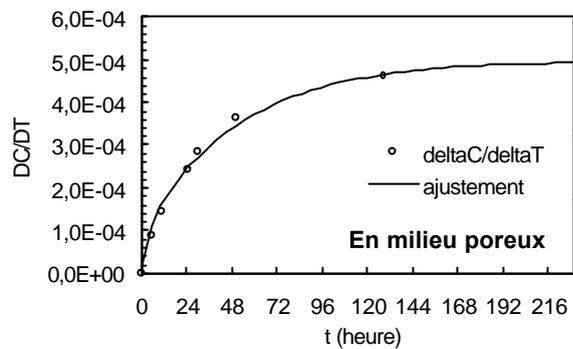
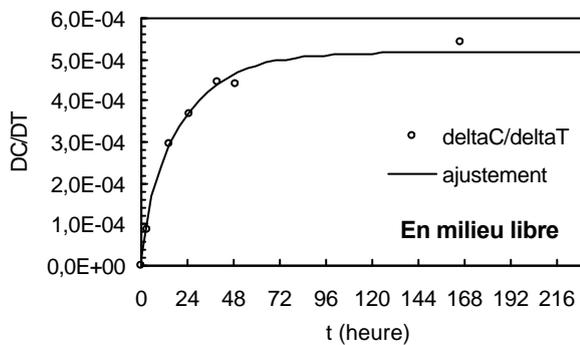
avec :

C_0 fraction massique initiale, S_T coefficient de Soret, θ temps caractéristique, et $\theta = a^2/\pi^2 \cdot D$, a étant la distance entre les deux plaques)

Cette équation, développée jusqu'au 5^{ème} terme de la série, est ajustée numériquement aux valeurs expérimentales (sous l'approximation des moindres carrés) pour obtenir des valeurs optimales des paramètres S_T et de θ .

De l'évaluation des temps caractéristiques respectifs en milieu libre et en milieu poreux on déduit ensuite les valeurs de D et de D^* (où le superscript * indique la valeur en milieu poreux) et on en déduit aussi la tortuosité effective du garnissage poreux (avec $D/D^* = \tau^2$).

L'expérimentation a été menée sur une solution de sulfate de cuivre, sous les mêmes conditions thermiques, dans une même cellule dont l'espace de travail a été successivement rempli par la solution choisie, puis par la même solution imprégnant un garnissage poreux de microbilles inertes calibrées. Un exemple d'ajustement des paramètres S_T et θ de l'équation de Bierlein à partir des résultats expérimentaux est indiqué au moyen des courbes ci-dessous.



Les valeurs issues de l'ajustement optimal des paramètres résultent de la prise en compte d'un ensemble d'expérimentations indépendantes regroupées. Elles sont résumées dans le tableau 1 :

	en milieu poreux (*)	en milieu libre	Rapport des coefficients de Soret S_T / S_T^*	Rapport des coefficients de diffusion D/D^*	Coefficient de tortuosité τ
Coefficient de Soret S_T^* ou $S_T (K^{-1})$	13,3.10⁻³	13,15.10⁻³	0,99.10 ⁻³ # 1		
Coefficients de diffusion D^* ou $D (m^2.s^{-1})$	1,32.10⁻¹⁰	3,045.10⁻¹⁰		2.3 ₀	1.5₁

Ces résultats indiquent, d'une part, que les coefficients de Soret mesurés en milieu libre et en milieu poreux sont de valeur quasiment identique (dans l'incertitude expérimentale), comme il avait été mesuré précédemment par la méthode thermogravitationnelle [6]. La valeur τ de la tortuosité effective du milieu poreux apparaît quelque peu supérieure à la valeur 1,30-1,40 souvent utilisée sans justification théorique ou expérimentale.

Références

[1] Costesèque P., Doctorat d'Etat, n° 1049 , 233 p., Université Paul Sabatier, Toulouse, 1982.
 [2] Wiegand S., Köhler W., Thermal Non-Equil. Phenom. in Fluid Mixtures, LNP584, Springer, pp. 181-210, 2001.
 [3] Van Vaerenbergh *et al.*, Adv. Space Res., 16, n°8, pp. 69-81, 1995.
 [4] Bou-Ali, M.M., Ecenarro, O., Madariaga, J.A., Santamaria, C.M. and Valencia J.J., J. Phys.: Condens. Matter, 10, p.3321, 1998 .
 [5] Lorenz M., Emery A.H., Chem. Eng. Science, 11, p. 16-23, 1959.
 [6] Platten J.K., Costesèque P., The Soret coefficient in porous media, J.P.M., (soumis), 2003.
 [7] Platten J.K. *et al.*, Phil. Mag , (sous presse), 2003.
 [8] Bierlein J.A., J. Chem. Physics, 23, p. 10-14, 1955.

Influence of Evaporation in a Liquid Layer Overlying a Porous Layer in the presence of Marangoni convection

R. Kozak¹, M. Z. Saghir¹, M. Hennenberg²

¹Ryerson University, Dept of Mechanical Engineering, Toronto, On, Canada, M5B 2K3

²Universite Libre de Bruxelles, Brussels, Belgium

Abstract

In this paper we study the onset of thermal convection in a liquid layer overlying a porous layer in the presence of a free surface. The non-linear two-dimensional Navier Stokes and the energy equations are solved for the liquid layer and the Brinkman model with the energy equation is solved for the porous layer. The partial differential equations are solved numerically using the finite element technique. At the free surface, two conditions were treated simultaneously. The surface tension is assumed to vary linearly with the temperature therefore the existence of Marangoni convection. The second condition is that evaporation is assumed to take place at the free surface. For those conditions two cases are presented in this paper. In the first case, the cavity is heated from below with no evaporation effect. The effect of aspect ratio (defined as the width of the cavity to its thickness) is studied in detail. The results are compared to the earlier results of Desaive et al [1] who studied a very similar situation. It was found that the switching of the flow from the liquid layer into the porous layer is due to the ratio of the liquid thickness to the porous thickness designated as thickness ratio. In the second case, lateral heating of the cavity is conducted with and without evaporation. A comparison with theoretical and experimental data shows confidence in the numerical accuracy of our numerical model. Different aspect ratios as well as thickness ratios are also studied in detail for the pure thermocapillary case. Results reveal that the rate of evaporation has a direct effect on the flow pattern in the cavity. It was observed that the flow pattern change from a single convective cell near the hot wall to a two convective cells symmetrically positioned in the liquid layer and finally switching to a single cell near the cold wall. For a thin liquid aspect ratio, the flow penetrates into the porous layer and similar flow pattern as in the previous case is observed.

[1] Th. Desaive, G. Lebon, M. Hennenberg, Coupled capillary and gravity driven instability in a liquid layer film overlaying a porous layer, *Physical Review E*, Vol 64, 2002

[2] M. Z. Saghir, P. Comi, M. Mehrvar, Effects of interaction between Rayleigh and Marangoni convection in super-imposed fluid and porous layers, *International Journal of Thermal Sciences*, Vol 41, No.3, March 2002.

[3] M.Z. Saghir, P. Mahendran and M. Hennenberg, Marangoni and Gravity Driven Convection in a Liquid Layer Overlying a Porous Layer: Lateral and Bottom Heating Conditions, *Energy Sources*, in press, 2003

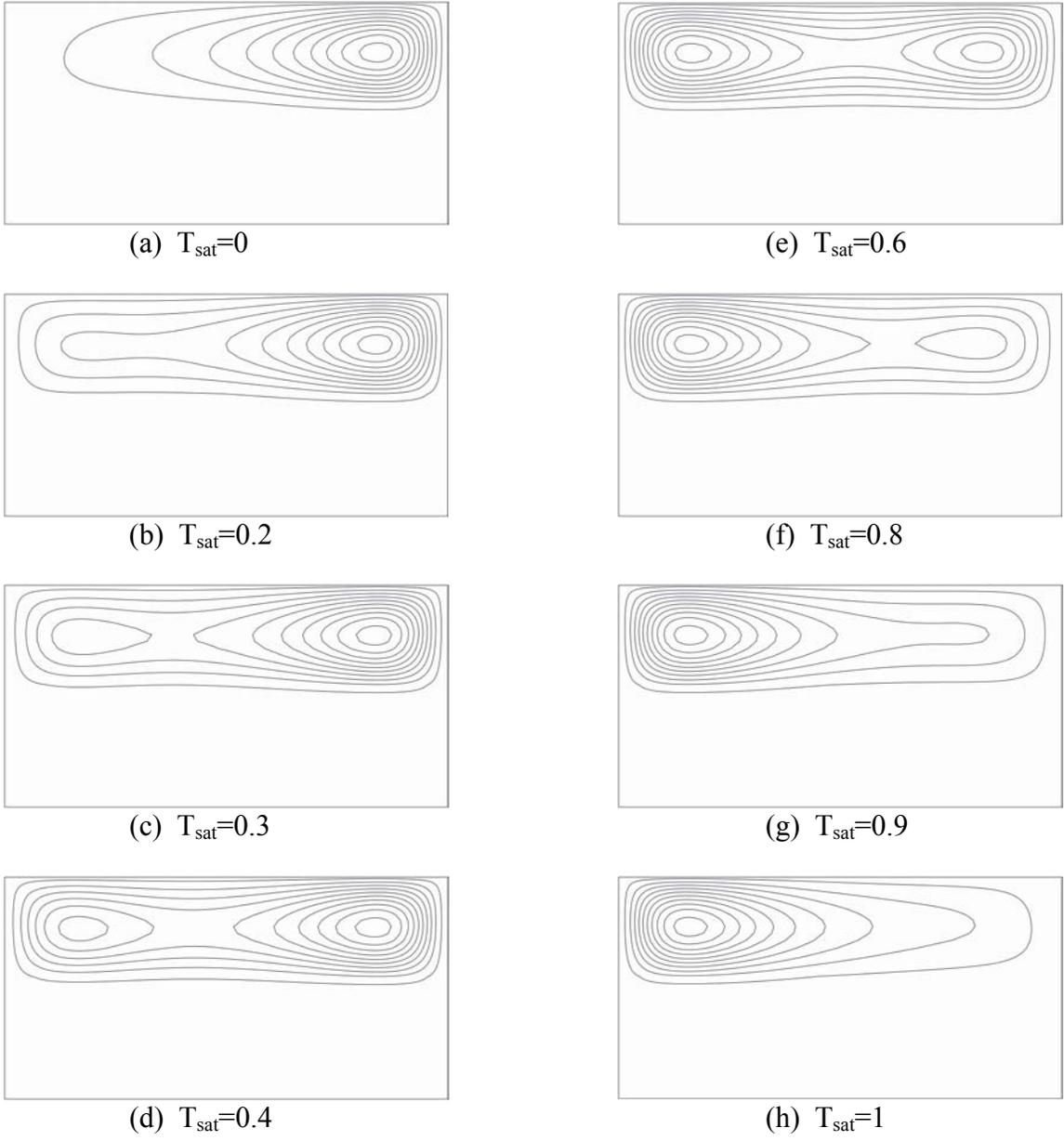


Figure 1. Marangoni Convection for Different Saturation Temperatures.
 ($Ma=60000$, $AR=2$, $d_1=0.5$, $d_2=0.5$, $Ra_L=0$)

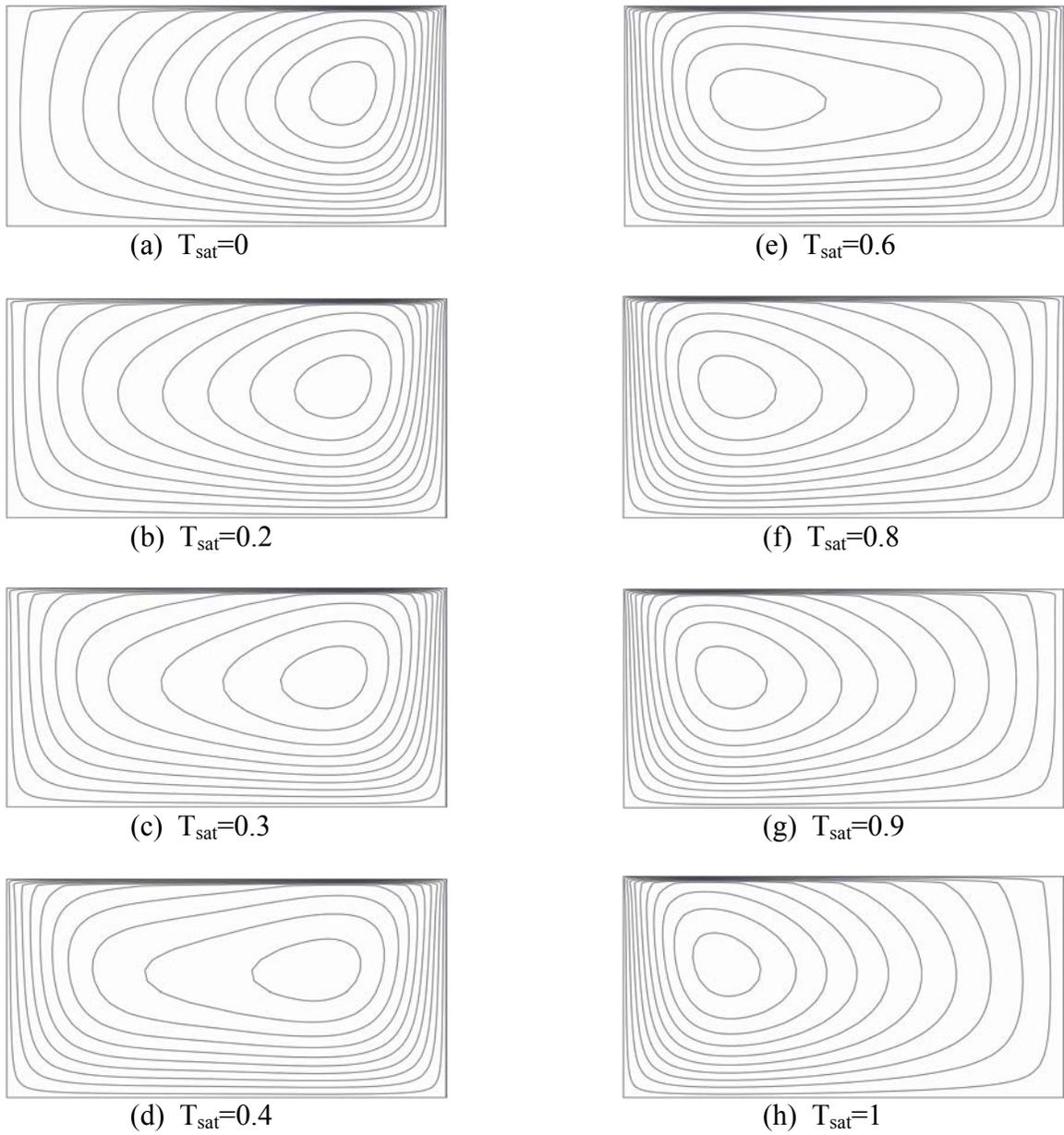


Figure 2. Marangoni Convection for Different Saturation Temperatures
 ($Ma=60000$, $AR=2$, $d_1=0.03$, $d_2=0.97$, $Ra_L=0$)

Page blanche (VERSO)

CONVECTION MIXTE AVEC CHANGEMENT DE PHASE DANS UNE COUCHE POREUSE EN PRESENCE DE PLUSIEURS SOURCES THERMIQUES.

NAJJARI Mustapha, BEN NASRALLAH Sassi

Laboratoire d'Études des Systèmes Thermiques et Énergétiques,
École Nationale d'Ingénieurs de Monastir, Monastir 5019 Tunisie.

Résumé

Dans ce travail on effectue une résolution numérique du système d'équations régissant les transferts de chaleur et de masse lors de l'ébullition d'un liquide dans une couche poreuse. Cette couche est disposée horizontalement et elle est initialement traversée par un écoulement d'un liquide refroidi. Pour la formulation mathématique, on utilise une formulation enthalpique. La matrice poreuse solide est supposée saturée d'un mélange liquide-vapeur, dont les caractéristiques sont fonctions de celles du liquide et de sa vapeur. Deux variables sont utilisées pour décrire les transferts massiques et thermiques : enthalpie volumique du mélange et pression du mélange.

Pour ce problème, on étudiera les effets de l'intensité de l'écoulement forcé ainsi que l'emplacement relatif des sources sur les échanges thermiques et sur l'intensité de l'ébullition dans la couche poreuse.

Page blanche (VERSO)

ÉCOULEMENTS et TRANSFERTS par CONVECTION THERMOSOLUTALE dans une COUCHE PARTIELLEMENT POREUSE

Adrian NECULAE, Benoît GOYEAU et Dominique GOBIN
FAST, Campus Universitaire, Bâtiment 502 - 91405 Orsay

Les problèmes de convection naturelle en cavité partiellement poreuse se rencontrent dans un certain nombre de situations pratiques (convection thermique dans l'isolation pariétale¹, ou thermosolutale pour la modélisation de zone dendritique en solidification²). Les résultats acquis dans le domaine montrent que la présence d'une couche poreuse en paroi d'une cavité affecte de façon très significative l'intensité des transferts. Ce travail présente les résultats d'une étude numérique de la convection thermosolutale dans une cavité verticale bidimensionnelle, comportant une couche poreuse le long de l'une des parois verticales. Des températures et des compositions différentes sont imposées à ces parois, et les frontières horizontales sont adiabatiques et imperméables.

Dans une précédente étude, nous nous sommes intéressés à la convection thermosolutale dans une cavité verticale³ et nous avons montré que l'influence sur le transfert de chaleur est particulièrement intéressante dans des conditions de vraie convection "doublement diffusive" (nombre de Lewis élevé ($Le = Sc/Pr$), rapport de forces de volumes modéré ($N = Gr_S/Gr_T$)).

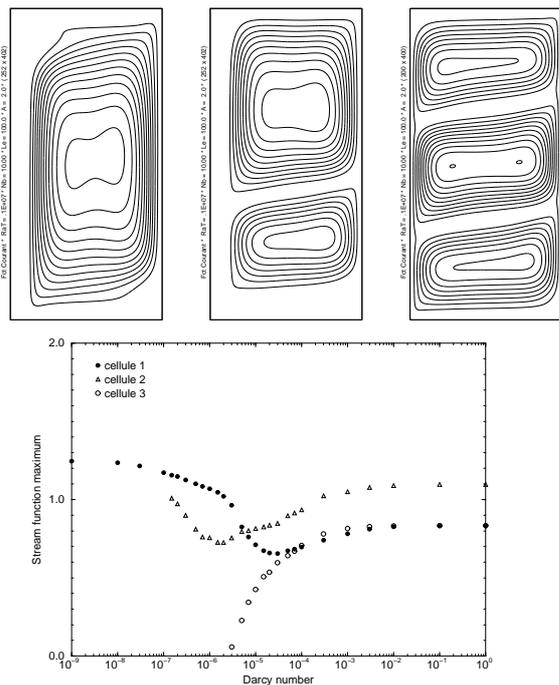


Figure 1. Structure d'écoulement pour différents Da et évolution du maximum de fonction de courant de chaque cellule ($A = 2$; $Pr = 10$; $Le = 100$; $N = 10$; $Ra_T = 10^6$)

On montre en particulier que les minima enregistrés sur le nombre de Nusselt lorsque l'on fait varier la perméabilité de la couche poreuse toutes choses égales par ailleurs sont reliés à la restructuration de l'écoulement (Figure 1) : structure monocellulaire à faible nombre de Darcy ($Da = 10^{-8}$), puis bi- et tri-cellulaire lorsque Da augmente ($Da = 10^{-6}$ puis 10^{-1}). Ainsi, l'augmentation de Da entraîne la baisse des forces de friction à la paroi et la diminution de la hauteur de la cellule de recirculation d'origine thermique, et donc du nombre de Nusselt. Il se crée une zone de faible vitesse, stratifiée en concentration, qui est déstabilisée par le gradient latéral de température lorsque la hauteur est suffisante. On observe que l'apparition d'une nouvelle cellule se traduit par une augmentation globale de l'intensité de l'écoulement, et donc du transfert de chaleur. Les recirculations en haut et en bas de la cavité ont la même intensité lorsque le nombre de Darcy est tel que la couche poreuse est quasiment un fluide (bas de la Figure 1).

Le problème comportant un grand nombre de paramètres, on choisit ici de faire varier essentiellement le rapport des forces de volumes et le nombre de Lewis. Les résultats obtenus montrent clairement que la présence de minima du transfert de chaleur est un phénomène d'origine doublement diffusive, ce qui conforte l'analyse précédente.

En effet, la variation du nombre de Nusselt pour différents nombres de Lewis (Figure 2) indique clairement que aux faibles valeurs de Le , la séparation des échelles entre épaisseur de couches limites thermique et solutale n'est pas suffisante et la variation de Nu avec l'augmentation du nombre de Darcy est une croissance monotone (comme en convection thermique ou comme le nombre de Sherwood en convection thermosolutale). L'influence du nombre de Lewis n'est sensible que pour $Le > 10$, ce qui rejoint les observations faites en cavité fluide⁴.

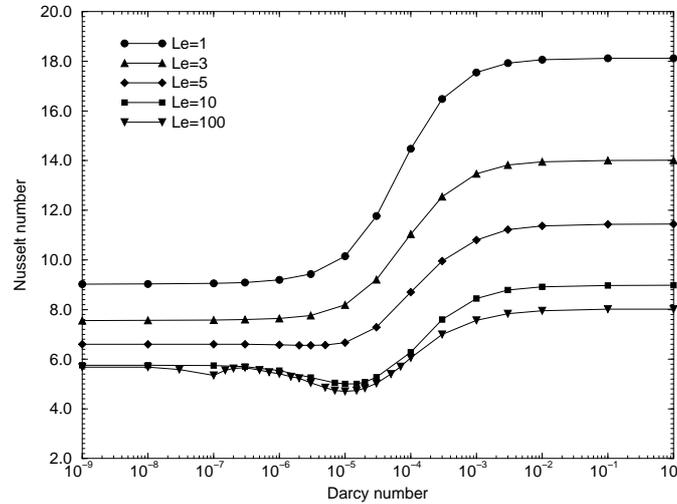


Figure 2. Influence de Le sur le nombre de Nusselt.
($A = 2$; $Pr = 10$; $N = 10$; $Ra_T = 10^6$; $x_P = 0.1$)

En ce qui concerne la variation avec N (Figure 3), on voit que lorsque la force de volume solutale est du même ordre que la force d'origine thermique, il n'y a pas d'anomalie dans le comportement du nombre de Nusselt. En revanche, dès que la force solutale devient "modérément dominante" (ici $N > 3$) à nombre de Lewis élevé, on trouve la présence de minima, caractéristique des effets de double diffusion.

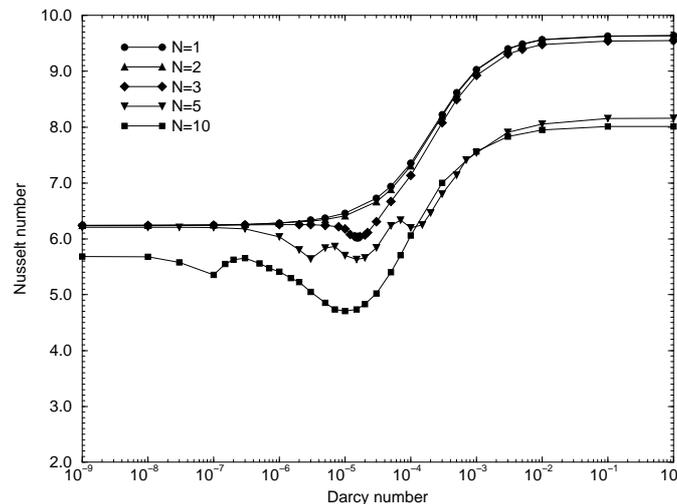


Figure 3. Influence de N sur le nombre de Nusselt.
($A = 2$; $Pr = 10$; $Le = 100$; $Ra_T = 10^6$; $x_P = 0.1$)

¹ P. LeBreton, J.P. Caltagirone, E. Arquis, *J. Heat Transfer* **113**, 892 (1991).

² C. Beckermann, R. Viskanta, S. Ramadhyani, *J. Fluid Mech.* **186**, 257 (1988).

³ D. Gobin, B. Goyeau, J.P. Songbe, *J. Heat Transfer* **120**, 234 (1998).

⁴ D. Gobin, R. Bennacer, *Int. J. Heat Mass Transfer* **39-13**, 2683 (1996).

A two-dimensional stability analysis of double-diffusion convective motion in porous medium under the action of mechanical vibration

Pedramrazi Y*., Maliwan K*., Charrier Mojtabi M.C. and A. Mojtabi***

* IMFT, UMR CNRS/INP/UPS N°5502, UFR MIG, Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062, Toulouse cedex

** Laboratoire d'énergetique Université Paul Sabatier, 118 route de Narbonne, 31062, Toulouse cedex

We present an analytical study of the influence of mechanical vibration on the double-diffusive convection flows. We consider an infinite horizontal porous layer heated from below or from above and saturated by a binary mixture under the action of vertical vibration. The boundaries of the layer are assumed rigid and impermeable. The governing equations, under the Boussinesq approximation, are written in the reference frame linked to the layer. In our formulation, the transient Darcy term is kept.

In porous media, natural convective flow due to thermal buoyancy mechanism has been widely studied and is well documented. However, only a few studies have been devoted to the thermo-solutal convection; see for example Nield and Bejan [1]. This type of convection has many applications in material processing. The space exploration has provided new methods for processing the material in space. A significant advantage of processing materials in space, such as the crystal growth, is the reduction of natural convection effects. However, there have been some indications that parasite vibrations due to different sources (crew motions, pump activities...) may produce thermal convection and can be considered as an important driving force under micro-gravity conditions.

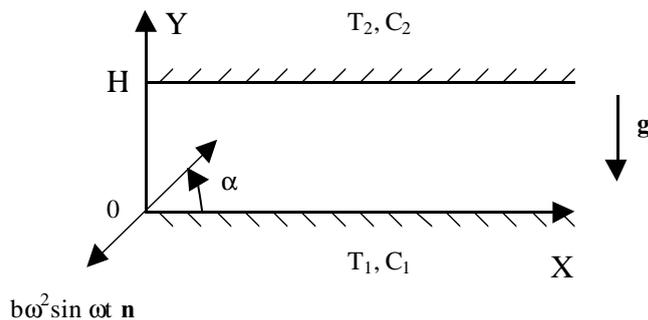
We study theoretically the effects of this additional driving mechanism namely; the mechanical vibration, on the onset of thermosolutal convection in porous medium. As is shown by Alexander [2], the parasite acceleration fields (g-jitters) can be modeled as a simple harmonic oscillation. In contrast to the classical natural convection problems, the thermo-vibrational problem is quite recent; see Gershuni and Lyubimov [3]. Studies related to thermo-vibrational convection in porous media have not received much attention. Of the existing thermo-vibrational studies in porous media saturated by pure fluid we can mention Khallouf, Gershuni and Mojtabi [4] in a rectangular cavity heated differentially, and Bardan and Mojtabi [5] in a rectangular cavity heated from below. Finally Jounet and Bardan [6] consider the thermohaline problem in a rectangular cavity under the action of vertical vibration (parallel to the temperature and the concentration gradients). Only the last two papers, have used the time-averaged formulation.

In this work, the high-frequency and small-amplitude of vibration has been considered. For this situation we may adopt the so-called time-averaged formulation that permits us to write the fields (velocity, temperature, pressure and concentration) as a superposition of two parts (rapid and slow). By rapid part, we mean that it has the same time scale as the vibration; while for slow part it has a slow evolution with respect to vibrational time scale. The average of rapid part over a vibration period is zero. By replacing this superposition in the governing equation, in which the transient Darcy term is kept, we obtain two-coupled system of equations governing the slow and rapid fields. Using the scale analysis method we find the assumptions needed for neglecting the diffusive and convective terms in the oscillatory (rapid) system. These simplifications make it possible to solve the oscillatory system and to obtain the rapid fields as a function of slow fields. These lead us to the time-averaged system

of equations. This system in dimensionless form depends on five parameters B , Ra_T , Ra_v , N and ϵ^* which are the coefficient of the transient Darcy model, the thermal Rayleigh number, the vibrational Rayleigh number, the buoyancy ratio and the normalized porosity respectively. The mechanical equilibrium is only possible under the vibration parallel to the temperature and concentration gradients. A linear stability analysis is carried which permits us to obtain the necessary condition for the stability of pure diffusive solution. From there closed-form relations for determining the stability domain are obtained. The bifurcation diagrams for the critical Rayleigh and wave numbers for different values of R , Le , ϵ^* and N are presented. The cases corresponding to stationary and oscillatory (Hopf) bifurcations are studied. Different thermal and solutal conditions ($Ra_T > 0$ or $Ra_T < 0$ and $N > 0$ or $N < 0$) in the absence or in the presence of vibrational mechanism are considered. The possibility of the existence of co-dimensional point has been considered. The onset of double-diffusive convection under micro-gravity conditions ($Ra_T = 0$) for stationary and oscillatory bifurcations has been discussed. The dependence of oscillatory frequency on different parameters and their relative importance are discussed.

References:

- [1] A. Nield, and A. Bejan, Convection in porous media, Springer Verlag, New-york, 1998.
- [2] J.I.D. Alexander, Residual gravity jitter on fluid processes, Microgravity Sci. Technol. Vol 7, pp. 131-134, 1994.
- [3] G.Z. Gershuni and D.U. Lyubimov, Thermal vibrational convection, Wiley, 1998.
- [4] H. Khallouf, G.Z. Gershuni and A. Mojtabi, Some properties of convective oscillations in porous medium, Num. Heat transfer, Part A, vol. 30, pp. 605-618, 1996.
- [5] G. Bardan and A. Mojtabi, On the Horton-Rogers-Lapwood convective instability with vertical vibration, Phys. Fluids, vol. 12, pp. 1-9, 2000.
- [6] A. Jounet and G. Bardan, Onset of thermohaline convection in a rectangular porous cavity in the presence of vertical vibration, Phys. Fluids, vol.13, 2001.



PARAMETRIC INSTABILITY OF UNIFORM SEAPING THROUGH POROUS MEDIUM HEATED FROM BELOW

D.Lyubimov, T.Lyubimova, D.Goldobin
Perm State University

Stability of uniform seaping through porous medium filling closed cavity subjected to the heating from below and modulated gravity field is studied. It is known that in the case of highly conducting walls, in static gravity field, the uniform seaping is unstable to oscillatory perturbations if Darcy-Rayleigh number exceeds critical value. It is shown that in modulated gravity field (vertical vibrations of cavity) parametric resonance can occur and lead to destabilization of basic state.

Page blanche (VERSO)

Thermodiffusion en milieu poreux par dynamique moléculaire

Guillaume Galliéro^{1@}, Jean Colombani², Bernard Duguay³, Jean-Paul¹ Caltagirone et François Montel⁴.

¹ Laboratoire MASTER-ENSCPB, Université de Bordeaux I, 16 Avenue Pey-Berland, 33607 Pessac Cedex

² Département de Physique des matériaux (UMR 5586), Université Claude Bernard Lyon I, 6, Rue Ampère, 69622 Villeurbanne Cedex.

³ Laboratoire LPCM (UMR5803), Université de bordeaux I, 351, Cours de la Libération, 33405 Talence Cedex.

⁴ Total-Fina-Elf EP, CSTJF, Avenue Laribeau, 64018 Pau.

@galliero@enscpb.fr

Résumé

À l'échelle du micropore, les coefficients de transports associés à la diffusion sont modifiés par l'introduction d'un milieu poreux. Pour étudier cette influence sur la thermodiffusion, caractérisant un flux diffusif de matière induit par un gradient de température, nous avons réalisé et utilisé un programme de dynamique moléculaire hors équilibre. Pour simplifier l'étude nous nous sommes limités à une géométrie poreuse de type pore lamellaire. Les résultats montrent que ce sont surtout les effets liés à la physisorption qui modifie l'amplitude de la thermodiffusion.

Introduction

Les processus diffusifs en milieu poreux sont mal connus à l'échelle microscopique car les différences induites par rapport au fluide libre sont très fortement liées à la nature de la surface poreuse étudiée. Comme pour les coefficients de diffusion de masse (Bocquet et al., 1996), différentes études à l'échelle microscopique ont montré que le facteur de thermodiffusion d'un mélange fluide est plus ou moins altéré par l'introduction d'un milieu poreux (Wold, 1997), (Galliéro et al., 2002a), (Colombani et al., 2002).

Il n'existe pas pour l'instant de théorie en phase condensée décrivant correctement la thermodiffusion (effet Soret) et il y a peu de données expérimentales. Pourtant une bonne appréhension de cet effet en milieu poreux semble nécessaire dans de nombreux cas, notamment pour les fluides pétroliers. Afin d'étudier cette influence à une échelle microscopique, nous avons réalisé un programme de dynamique moléculaire hors équilibre (NEMD) directe qui permet l'évaluation de la thermodiffusion à la fois en fluide libre et en milieu poreux décrit par une géométrie simple. En fluide libre nous avons montré que l'utilisation de cet outil permet d'appréhender correctement la thermodiffusion dans les mélanges simples (Galliéro et al., 2002b, 2003).

Nous avons utilisé ce programme pour simuler un mélange binaire d'alcane normaux modélisés par des sphères de type Lennard-Jones. Le mélange choisi est composé équimolairement de méthane et de *n*-décane à $T^*=2,273$ et $\rho^*=0,4227$, ce qui correspond à des conditions supercritiques. Le modèle de milieu poreux utilisé est le pore lamellaire, ou *slit pore*, qui consiste en l'ajout à deux extrémités de la boîte de simulation de deux murs plans. Un potentiel intégré est utilisé pour modéliser les interactions fluide-solide. Le potentiel d'interaction solide de référence est celui associé à du silicate. En ce qui concerne la nature des chocs entre les particules fluides et la phase solide, deux approches ont été évaluées, les rebonds spéculaires et diffusifs.

Résultats

La figure 1 de gauche indique manifestement une influence du pore lamellaire sur la thermodiffusion, la valeur fluide libre étant de l'ordre de 1,4. Par ailleurs, suivant la nature des rebonds, l'influence de largeur du pore et de la profondeur du potentiel d'interaction fluide solide diffère. Mais d'une manière générale la thermodiffusion décroît avec la largeur du pore et avec la profondeur du potentiel d'interaction fluide solide. Cette influence est cependant beaucoup plus importante dans le cas de rebonds spéculaires. Par ailleurs cette

évolution montre que ce sont les effets liés à la physisorption qui sont prépondérants par rapport à ceux correspondant au confinement géométrique. D'autres simulations avec des murs décrits de manière atomique corroborent ces résultats.

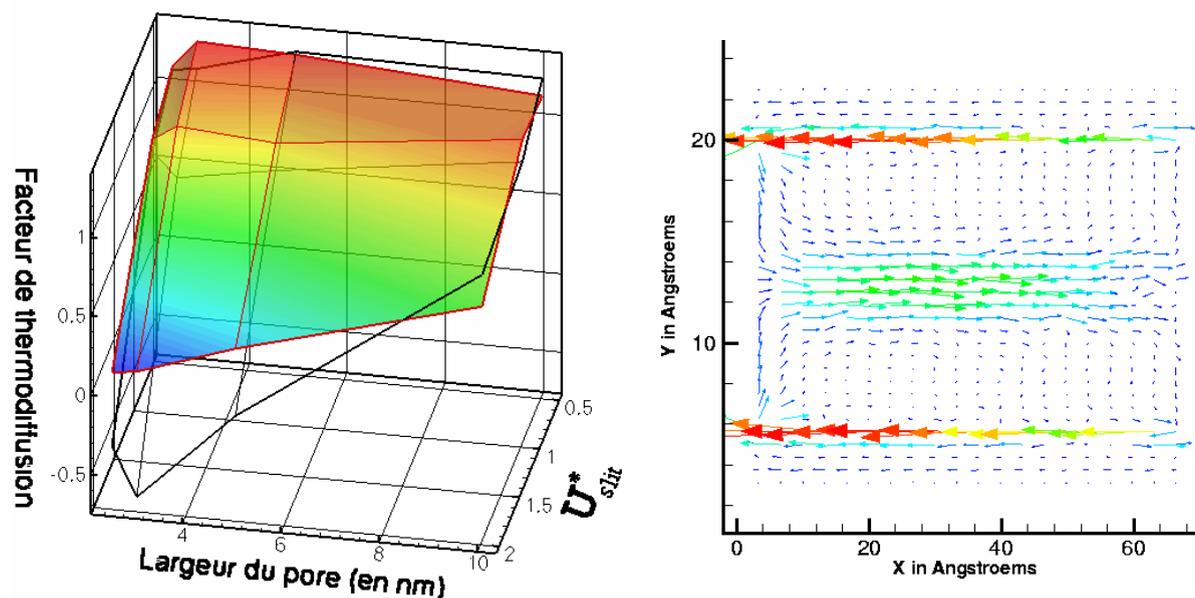


Figure 1 : À gauche, facteur de thermodiffusion en fonction de la largeur d'un pore et de la profondeur du potentiel d'interaction fluide solide pour des rebonds diffusifs, courbe en couleur, ou spéculaires, courbe en noir. À droite, flux de masse, *thermal creep*, dans un pore de 2,5 nm de large suivant la direction y .

Par ailleurs, B. Hafskjold et I. Wold avaient remarqué que lorsque l'on appliquait un gradient de température très grand sur un fluide confiné dans un *slit pore*, parallèlement aux murs poreux, des recirculations appelés *thermal creep* pouvaient apparaître (Wold et al., 1997). Nous avons noté qu'en appliquant un flux de chaleur suffisamment fort pour un potentiel d'interaction fluide-solide relativement grand nous obtenions ces cellules de thermoconvection, partie droite de la figure 1. Nous avons aussi montré que cet effet, qui apparaît quelque soit le type des rebonds ressemble étrangement à un effet Marangoni microscopique. En effet en mesurant la tension interfaciale il nous est apparu que près des parois solides le fluide se déplaçait bien des zones de faibles tensions vers celles de fortes valeurs soit du froid vers le chaud.

Il semble également que dans certaines conditions particulières de rapport de forme du pore, il soit possible d'augmenter la séparation relative des espèces induite par la thermodiffusion en la couplant avec cette convection thermocapillaire (Galliéro et al., 2002a). Ce faisant, il est possible d'aboutir à une configuration similaire à celle d'une cellule thermogravitationnelle microscopique. Il faut néanmoins rester prudent quant à l'interprétation des résultats.

Références

- Bocquet L. et Barrat J.-L., *J. Phys. Cond. Matter*, vol. 8, 9297, 1996.
 Colombani J., Galliéro G., Duguay B., Caltagirone J.-P., Montel F., Bopp P.A., *Phys. Chem. Chem. Phys.*, vol. 4, 313, 2002.
 Colombani J., Galliéro G., Duguay B., Caltagirone J.-P., Montel F., Bopp P.A., *Phil Mag. : Part B*, sous presse, 2003.
 Galliéro G., Colombani J., Duguay B., Caltagirone J.-P., Montel F., *Entropie*, vol. 239/240, 98, 2002a.
 Galliéro G., Duguay B., Caltagirone J.-P., Montel F., *Entropie*, vol. 239/240, 93, 2002b.
 Galliéro G., Duguay B., Caltagirone J.-P., Montel F., *Fluid Phase Equi.*, sous presse, 2003.
 Simon J.-M., Thèse de doctorat, Université Paris XI, Orsay, 1997.
 Wold I., Thèse de doctorat, University of science and Technology of Trondheim, 1997.

Session 7 □

□

TRANSFERTS REACTIFS, □ PRECIPITATION, DISSOLUTION

Page blanche (VERSO)

Solutions analytiques pour le transport en milieu hétérogène en présence de réactions complexes

- application au cas des sites pollués –

O. Atteia, C. Guillot de Suduiraut, Institut EGID, 1 Allée Daguin, 33607 Pessac Cedex

Contexte

Les sites pollués sont nombreux aussi bien en France que dans les autres pays d'Europe. Les substances présentes dans les eaux des nappes sont de natures diverses et conduisent à des séries de réactions et des modifications importantes des conditions redox et acide-base du milieu. Ces réactions sont particulièrement importantes puisqu'elles conditionnent l'évolution du panache et notamment une éventuelle dégradation de composés toxiques. A l'heure actuelle il existe une forte demande dans le domaine de la prédiction de l'évolution des panaches de pollution. En effet l'approche 'risque' mis en place dans la plupart des pays européens est conditionnée par l'évolution des teneurs en polluants dans les forages cibles, et donc par la simulation.

Les modèles numériques réactifs appliqués à ce genre de situation sont en plein essor, notamment grâce aux capacités accrues des ordinateurs de bureau. Les modèles hydrodynamiques sont rapides, conviviaux et basés, pour les modèles courants sur le standard 'Modflow'. Il n'en va pas de même pour les modèles réactifs, qui sont encore en développement et pour lesquels les données requises sont nombreuses et nécessitent un des connaissances de chimie. Par ailleurs ces modèles nécessitent, pour un exemple simple, un temps de calcul de plusieurs minutes à plusieurs dizaines de minutes. Et enfin la résolution des équations du transport, peut conduire à la présence d'une dispersion numérique qui peut être très préjudiciable au résultat, surtout dans le domaine des faibles concentrations.

C'est pourquoi il nous a semblé intéressant de développer une approche semi-analytique du transport et de la dégradation de polluants, adaptée aux situations complexes rencontrées sur le terrain. Cette démarche est appuyée par trois développements : l'utilisation d'une approche similaire à la méthode des caractéristiques afin de calculer une solution analytique dans un champ de vitesse hétérogène, la mise en place de réactions successives en utilisant le principe de superposition et enfin l'intégration de cinétiques de réactions détaillées dans des solutions analytiques type.

Champ de vitesse hétérogène

Sur les sites réels, il est très rare d'être en présence d'un champ d'écoulement homogène, présentant des vitesses parallèles et de même intensité sur tout le panache. Une des situations les plus courantes, car conduisant à un risque élevé, est la présence d'un panache dans un aquifère alluvial hétérogène présentant des conditions aux limites proches, telles que la présence d'une rivière ou d'une zone d'alimentation. La méthode des caractéristiques est basée sur la détermination de tubes d'écoulement qui échangent de la matière entre eux. Nous avons donc utilisé cette approche de façon plus poussée. En effet, au lieu de recalculer le transport entre les différentes cellules des tubes de courant, nous avons directement appliqué une solution analytique sur les tubes de courant. La méthode se divise donc en trois temps :

- le champ de vitesse obtenu à l'aide d'un modèle hydrodynamique classique est utilisé pour générer des tubes de courant sur le domaine,
- une solution analytique, basée dans la majorité des cas sur une concentration à la source constante, est calculée dans un domaine équivalent à celui des tubes de courant calculés,
- le panache obtenu par la solution analytique est ensuite représenté directement sur les points calculés à l'aide des tubes de courant.

Succession de réactions de biodégradation

Les réactions de dégradation de substances organiques sont, pour leur majorité, des réactions d'oxydo-réduction catalysées par les bactéries. Les réactions redox présentent une particularité très utile pour la simulation : elles ont des constantes de réaction très élevées, et ainsi sont la plupart du temps des réactions totales, non à l'équilibre. Il est donc possible de simuler l'ensemble des réactions par une succession de réactions intervenant dans un ordre connu, déterminé par la valeur des potentiels redox. Par ailleurs les réactions n'adviennent que lorsque les réactifs sont mis en contact, par le processus de dispersion. Or les équations d'advection dispersion montrent qu'il est possible de résoudre une réaction entre deux composés par le principe de superposition, c'est à dire en simulant indépendamment le transport de chaque réactif et en réalisant la réaction localement, souvent par simple soustraction, suite à l'étape du transport. Nous montrons que cette approche est aussi applicable au cas où une succession de réactions est en place. Lors de cette étape la présence de bactéries est simplement simulée par le choix de l'expérimentateur qui décide si la matière organique en présence peut être dégradée chacun des réactifs.

Cinétiques des réactions

De nombreuses études de cinétiques de réactions de biodégradation existent, notamment au laboratoire et sur certains sites très bien instrumentés. Ces études montrent que dans de nombreux cas, la cinétique propre de la réaction est rapide mais celle-ci est limitée par le transport de réactif, traitée ci-dessus. Néanmoins au sein de panaches réduits et en présence de substances peu dégradables telles que les solvants chlorés, les cinétiques de biodégradation peuvent être lentes. Dans ce cas elles sont souvent du 2nd ordre dépendant à la fois des teneurs en carbone organique et en accepteurs ou donneurs d'électrons, des cinétiques de type Monod étant les plus courantes. En utilisant des solutions analytiques simples pour calculer le transport des espèces il est possible de recalculer localement la valeur de la constante cinétique approchée à l'aide de ce transport et de recalculer ensuite la quantité effectivement dégradée tout au long du trajet suivi par la molécule.

Applications

Un modèle semi-analytique, comprenant les trois possibilités : champ de vitesse hétérogène, réactions multiples et cinétiques diverses, a été développé sous Matlab, permettant ainsi une visualisation instantanée et une interactivité complète. La comparaison avec des modèles numériques sophistiqués incluant transport et tout type de réaction (de type PHAST ou PHT3D) démontre que la solution analytique donne les mêmes résultats que les modèles. Cette approche permet aussi de souligner que la présence simultanée de réactions rapide et d'une faible dispersivité latérale est une contrainte très forte pour les modèles numériques impliquant une grille spatiale très fine et donc un temps de calcul élevé (allant jusqu'à quelques heures).

Les domaines d'applications sont variés puisque les réactions en place sont aussi bien présentes dans le cas des décharges mal étanchéifiées ou des sites pollués aux hydrocarbures. La mise en place d'un schéma réactif complet permet aussi de simuler la dégradation successive des solvants chlorés, tenant compte des conditions réelles de biodégradation de ces composés. En effet il est connu que les composés les plus substitués ne se dégradent qu'en conditions fortement réductrices alors que les moins substitués peuvent aussi être oxydés. Plusieurs exemples sont donnés afin de montrer les potentialités de la solution développée, mais aussi la démarche nécessaire pour aborder un site pollué.

L'utilisation de solutions semi-analytiques est donc tout à fait justifié et permet aussi de réaliser presque instantanément des études de sensibilité des paramètres clés. Ceci pourrait par exemple permettre de souligner que la dispersivité latérale qui joue un rôle considérable sur l'extension du panache ne peut plus être déterminée à l'aide de la règle empirique du 1% de l'échelle du modèle. Nos résultats sur pilote expérimental confirment par ailleurs cette constatation. En outre cette approche permet de démontrer pour de nombreux cas, que les cinétiques locales de dégradation sont très rapides.

Mathematical approach of the flow processes in a fuel cell

Elena Carcadea, Roxana Lazar, Mihai Varlam

National R&D Institute of Cryogenics and Isotopic Technologies
Rm. Valcea Romania

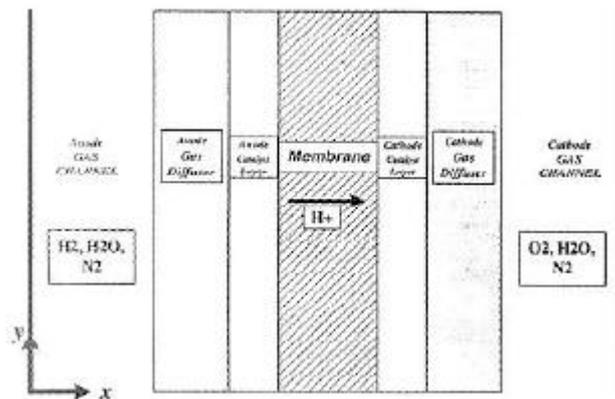
Proton-exchange membrane fuel cells (PEMFC's) have recently been the focus of intense research and development for powering the next generation of road vehicles, for distributed power generation as well as for powering small portable devices such as cellular phones and laptop computers. Conceived more like a study with the main aim the presentation of fuel cell research, this paper try to achieve some results in the domain presented previously.

The paper presents the main results obtained by the researchers group from National R&D Institute of Cryogenics and Isotopic Technologies regarding the development and utilization of a proton-exchange membrane fuel cell[1].

The paper describes a multidimensional mathematical for electrochemical and transport processes occurring inside a PEMFC. Are also described the results obtained until now following the testing and the future research based on this modeling model.

Fuel cell operation involves multi-component, multi-phase, and multi-dimensional flow, heat and mass transfer with electrochemical reactions, all occurring in irregular geometry's including porous media. Fuel cells (FC's) are electrochemical devices that convert directly into electricity the chemical energy of reaction of a fuel and an oxidant (usually hydrogen and oxygen).

The figure below schematically shows a PEMFC fuel cell divided into seven subregions: the anode gas channel, gas-diffusion anode, anode catalyst layer, membrane, cathode catalyst layer, gas-diffusion cathode and cathode flow channel[2].



The operating principle of a PEMFC is as follows: at the anode, fuel H₂ is oxidized liberating electrons and producing protons. The free electrons flow to the cathode, via an external circuit, where they combine with the protons and the dissolved oxidant O₂ to produce water and heat. The transfer of protons from the anode to the cathode via the solid electrolyte (membrane) completes the electric circuit[3,4].

The model presented here assumes (i) ideal gas mixtures; (ii) incompressible and laminar flow due to small pressure gradients and flow velocities; (iii) isotropic and homogeneous electrodes, catalyst layers, and membrane; (iv) constant cell temperature; and (v) negligible ohmic potential drop in the electronically conductive solid matrix of porous electrodes and catalyst layers as well as the current collectors.

We take a single-domain approach and as result a single set of governing equations valid for all subregions is used. Thus, no interfacial conditions are required to be specified at internal boundaries between various regions. Generally, fuel cell operation under isothermal conditions is described by mass, momentum, species and charge conservation principles.

Under the above-mentioned assumptions, the model equations (in vector form) can be written as:

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\mathbf{r}\mathbf{e})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{e}\mathbf{r}\mathbf{u}) &= 0 \\ \frac{\partial(\mathbf{r}\mathbf{e}\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{e}\mathbf{r}\mathbf{u}\mathbf{u}) &= -\mathbf{e}\nabla p + \nabla \cdot (\mathbf{e}\mathbf{m}^{eff}\nabla\mathbf{u}) + S_u \\ \frac{\partial(\mathbf{e}\mathbf{X}_k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{e}\mathbf{u}\mathbf{X}_k) &= \nabla \cdot (D_k^{eff}\nabla\mathbf{X}_k) + S_k \\ \nabla \cdot (\mathbf{s}_e^{eff}\nabla\Phi_e) + S_\Phi &= 0\end{aligned}$$

Here \mathbf{u} , p , \mathbf{X}_k and Φ_e denote the intrinsic fluid velocity vector, pressure, mole fraction of chemical species k and the phase potential of the electrolyte membrane, respectively. \hat{a} is the backing layer porosity S_u , S_k , S_Φ appear in momentum, species and charge conservation equations and represent various volumetric sources or sinks arising from each subregion of a fuel cell. Also we have:

$$\begin{aligned}D_k^{eff} &= \mathbf{e}_m^{1.5} D_k \\ \mathbf{s}_k^{eff} &= \mathbf{e}_m^{1.5} \mathbf{s}_k\end{aligned}$$

where \hat{a}_m is the volume fraction of the membrane phase and *eff* denotes the effective value of each component. The paper presents in detail this mathematical model[5].

In the future we will try to realize a computational fluid dynamics code using a finite-volume method and after this step will compare the results with the experimental data obtained by our researchers group. For estimate the parameters who influenced the PEMFC working has been built a testing stand composed from a PEMFC, a supply system for hydrogen and oxygen, an Sycopel Scientific potentiostat coupled with a data acquisition interface for PC and an oscilloscope. The experimental results regarding the variation of electrical potential for variation of oxygen pressure and of current density are presented and compared with the mathematical modeling data.

The general goal of our study is to develop a transient, multidimensional model for electrochemical kinetics, current distribution, fuel and oxidant flow and multicomponent transport in a realistic fuel cell.

References:

1. ***** - *Power generation system based on PEM fuel cells* - Report National R&D Institute of Cryogenics and Isotopic Technologies Rm. Valcea Romania, 2002
2. Sukkee Um, C.Y. Wang, K.S. Chen - *Computational fluid dynamics modeling of PEMFC's*, Journal of The Electrochemical Society, 2000
3. A.J. Appleby and F.R. Foulkes - *Fuel cell handbook*, Krieger Publishing Company, Florida, 1993
4. D. Thirumalai and R.E. White - *Mathematical modeling of PEMFC stacks*, Journal of The Electrochemical Society, 1997.
5. G.J. Young - *Fuel cells*, Reinhold Publishing Corporation, 1960

TRANSPORT REACTIF AU SEIN D'UN PILOTE EXPERIMENTAL A L'ECHELLE METRIQUE.

*Charlotte Guillot de Suduiraut, Olivier Atteia
Institut EGID Bordeaux III, 1 allée Daguin, 33607 Pessac Cedex*

La construction d'un pilote expérimental de dimension 1m*8m*0.02m a été effectuée pour l'étude de la biodégradation des solvants chlorés. En effet, les panaches de solvants chlorés dans les aquifères sont parmi les plus étendus (souvent plusieurs km) en raison de la solubilité élevée de ces produits, de leur densité entraînant souvent une migration des composés au mur de l'aquifère, de leur faible facteur de retard. La réhabilitation des zones contaminées est un travail de longue haleine, les techniques de pompage durant souvent plusieurs années, voire décennies. Par ailleurs lors de l'arrêt du pompage la quantité adsorbée est remise en solution et les concentrations remontent. Face à ces difficultés de traitement, la biodégradation apparaît souvent comme une solution, que celle-ci soit naturelle ou qu'elle soit activée par injection de réactifs dans les forages. Néanmoins les processus de biodégradation sont complexes, et malgré la présence de nombreux sites expérimentaux, notamment en Amérique du Nord, un travail approfondi sur les conditions de dégradation de ces solvants dissous dans les eaux souterraines et sur la possibilité de prédire le devenir des panaches semble nécessaire.

Ainsi, le pilote est utilisé dans le but d'établir un panache réducteur dans lequel la biodégradation des solvants chlorés peut avoir lieu. L'ensemble des résultats présentés a été obtenu grâce à une amélioration progressive du pilote expérimental, du système d'injection et de l'étanchéité du pilote vis à vis de l'air extérieur.

Détermination de la dispersivité à partir des traçages à la fluorescéine.

Les premières expériences effectuées sur le pilote sont des expériences de caractérisation. Le milieu est constitué d'un mélange sable/gravier d'une hauteur de 0.02 m pour étudier les phénomènes en deux dimensions. Le but de ces expériences est de connaître le milieu (porosité, vitesse des écoulements, dispersion). Le sable, constitué de 26 % de gravier dont la taille est supérieure à 2mm et pouvant atteindre 1.5cm a une porosité de 0,26. Il existe une zone insaturée de volume très faible, les parois métalliques sont isolées du milieu et le pilote est étanche à l'air. Les analyses se font sur des volumes très faibles, prélevés dans le milieu par les 100 préleveurs répartis régulièrement dans le milieu. Il est injecté un traceur considéré comme parfait et l'écoulement est suivi par les prélèvements. La fluorescéine a été utilisée comme traceur coloré.

Les conditions opératoires utilisées ont permis d'étudier les phénomènes de dispersion dans ce milieu poreux hétérogènes. En effet grâce aux mesures précises effectuées tout au long du traçage, nous avons pu identifier correctement le panache.

Nous avons alors comparé les résultats expérimentaux à une solution analytique pour un milieu en 2D avec une injection plan (Domenico), ce que nous pouvons faire si nous considérons le milieu comme pseudo-homogène. Dans ce cas, nous obtenons des valeurs de

dispersivités latérales et longitudinales. Ces valeurs sont très faibles : la dispersivité latérale est inférieure au millimètre et la dispersivité longitudinale est de l'ordre du centimètre. L'interprétation des résultats a nécessité une bonne connaissance de l'évolution de la source de fluorescéine.

L'assimilation à un milieu pseudo-homogène est cohérente pour déterminer la dispersivité longitudinale. Une étude en colonne de dimensions décimétriques a permis de déterminer la dispersion longitudinale du matériau utilisé pour le pilote. Les courbes obtenues montrent que dans le sens longitudinal le milieu peut être considéré comme pseudo-homogène dès une longueur de 20 cm. En effet, aucun effet de pics multiples ou de retard lié à des zones de perméabilité plus faible n'a été observé. Dans le sens longitudinal, le VER semble donc de l'ordre de quelques dm^3 . Mais cette représentation ne retranscrit pas les hétérogénéités observées dans les profils transversaux. Le traçage a permis d'observer des déviations dans l'écoulement ainsi qu'une séparation du panache à une distance de 4,5 m. Les déviations obtenues lors des traçages sont reproductibles. Ainsi, il existe des zones à circulation préférentielle au sein du pilote, c'est à dire caractérisées par une perméabilité plus élevée.

Panache réducteur au sein du pilote expérimental

La deuxième série d'expériences permet de tester le transport réactif et d'établir un panache réducteur. Il est donc injecté différents composés à l'entrée du pilote pour suivre ensuite de façon précise la cinétique de la réaction et le transport des espèces. Dans le cadre de ces expériences, la réaction est simple et instantanée (cinétique déterminée en réacteur fermé). Une réaction redox ne nécessitant pas de catalyseur et utilisant des ions minéraux ($\text{SO}_3^{2-} + 1/2 \text{O}_2 \rightarrow \text{SO}_4^{2-}$) est mise en place. Lorsque le panache est stable, nous pouvons observer une zone réductrice. En effet, les conditions expérimentales nous permettent de créer un panache dont le centre est constitué de sulfites de sodium et où l'oxygène est absent, et l'extérieur du panache contient des sulfates de sodium provenant de la réaction des sulfites avec l'oxygène.

Le panache que nous obtenons de façon expérimentale a été modélisé avec le logiciel de transport réactif PHAST développé par l'USGS. Ce modèle est un couplage de HST3D (transport) et PHREEQC (réaction chimique). Il permet la résolution en trois dimensions des phénomènes de transport couplés aux phénomènes chimiques.

Les expériences au sein du pilote, présentant un milieu très bien caractérisé, vont permettre de tester différentes hypothèses couramment utilisées dans le domaine des sites pollués : notamment les relations entre les cinétiques de dégradation des solvants chlorés et la composition chimique du milieu, et quel est le rôle de la dispersion dans le mélange des réactifs.

L'ensemble des données pourra aussi être utilisé comme référence pour l'intercomparaison de différents modèles numériques de résolution du transport réactif.

Modélisation de front de densification de milieux poreux

Nathalie Nadeau (MAB), Gérard L. Vignoles (LCTS), Claude-Michel Brauner (MAB)
Université Bordeaux 1, 351 Cours de la Libération, F33405 TALENCE Cedex

Les procédés d'élaboration des matériaux composites carbone-carbone sont variés mais le plus notable d'entre eux est le procédé CVI (Chemical Vapour Infiltration). Il consiste à faire pénétrer des gaz réactifs dans un milieu poreux fibreux appelé préforme.

Lorsqu'il existe un gradient thermique assez fort, une zone de densification apparaît, pour laquelle la température est suffisamment haute pour déclencher les réactions chimiques; au-delà de cette limite, les réactions de dépôt mènent rapidement à un bouchage des pores : il en résulte l'apparition d'un *front* de densification, qui progresse dans le même sens que le flux thermique, et en sens contraire du flux de masse du précurseur.

Le phénomène est modélisé par un système de trois équations, obtenues en mettant en évidence les grandes lignes du processus de densification en considérant trois grandeurs physico-chimiques :

- la température, $T = T(r, z, t)$,
- la concentration du gaz précurseur, $C = C(r, z, t)$
- la porosité adimensionnelle, ε .

Il sera alors décrit par les équations-bilan suivantes :

- Une équation de bilan d'énergie faisant apparaître un gradient thermique propice à l'établissement du front :

$$\rho C_p(\varepsilon) \partial_t T + \nabla(-\lambda(\varepsilon) \nabla T) = Q(\varepsilon) \quad (1)$$

- Une équation de bilan de masse pour le gaz précurseur, dont la réaction de dépôt est fortement conditionnée par la température :

$$\varepsilon \partial_t C + \nabla(-D(\varepsilon) \nabla C) = -\sigma_v(\varepsilon) k(T) C \quad (2)$$

- Une équation de bilan de masse pour le solide, dite aussi équation de densification :

$$-\partial_t \varepsilon = \Omega_s \sigma_v(\varepsilon) k(T) C \quad (3)$$

Ce système de trois équations est fortement couplé dans la mesure où les propriétés de transport dans les deux premières dépendent de la porosité, laquelle est décrite dans la troisième équation. Ceci constitue une nouvelle classe de problèmes de fronts comparés au front de flamme classique du domaine de la combustion.

L'objet de ce travail est d'étudier sur le plan analytique et numérique les conditions d'existence et les caractéristiques de fronts de densification : vitesse, largeur, densité en arrière du front en fonction des paramètres de contrôle (température, pression, flux de gaz et de chaleur imposés, ...) et de paramètres internes qui sont liés au système physico-chimique (vitesse de réaction, de diffusion, énergie d'activation), et à la nature du milieu poreux (porosité, surface, diffusivité apparente, conductivité thermique, ...).

Pour ce faire, on effectue des résolutions qui permettent de trouver des comportements-type et leurs implications sur la qualité du matériau (densité finale) puis discuter de l'influence de tous les paramètres physico-chimiques cités sur ces comportements ou sur des transitions entre comportements distincts.

Suite à diverses hypothèses simplificatrices, à des restrictions du domaine d'étude, et à un adimensionnement, on est amené à résoudre un problème de tir consistant en 3 EDP paramétrées :

$$\begin{cases} T' &= \frac{q}{1-\varepsilon} \\ C' &= -\frac{\Phi^2 v}{\varepsilon^m} (\varepsilon_\infty - \varepsilon) + \rho^2 \left(\frac{\varepsilon_0}{\varepsilon}\right)^m \\ \varepsilon' &= \varepsilon^{1/n} C (e^T - e^{T_{froid}}) \end{cases} \quad (4)$$

avec des conditions aux limites du côté froid et non densifié ainsi que du côté chaud et densifié, surnuméraires par rapport au nombre d'EDP à résoudre :

$$\begin{cases} \varepsilon'(0) = 0 \\ \varepsilon(0) = \varepsilon_\infty \end{cases} \quad \begin{cases} C'(0) = 1 \\ C(0) = 1 \end{cases} \quad \begin{cases} T'(0) = \frac{q}{1-\varepsilon_\infty} \\ T(0) = T_{froid} \end{cases}$$

$$\begin{cases} \varepsilon'(-x_0) = 0 \\ C(-x_0) = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} T'(-x_0) = \frac{q}{1-\varepsilon_0} \\ T(-x_0) = T_{chaud} \end{cases}$$

Suivant les valeurs des exposants n et m , deux régimes distincts ont été identifiés : un front de densification totale (porosité résiduelle exactement nulle en arrière du front) et un front "d'appauvrissement" (concentration en gaz nulle, porosité résiduelle strictement positive). Le premier régime est étudié analytiquement en faisant un changement de variable en ε . Des résultats sont obtenus en approximant le profil de constante cinétique par une fonction de Heaviside.

Le deuxième type de front a été étudié sur le plan numérique pour $n = 2, m = 3$. Pour des paramètres q et Φ imposés, la résolution fournit la largeur x_0 , la vitesse v et la porosité résiduelle ε_0 recherchées.

Il apparaît que si le rapport Φ/q est supérieur à une valeur proche de l'unité, il n'existe pas de front, ce qui revient à confirmer la nécessité d'un gradient thermique assez fort. Si le rapport est assez faible, il existe alors deux solutions, dont l'une est d'intérêt pour le procédé, qui seront présentées et discutées.

Influence du caractère historique de la micro structure sur l'évolution du tenseur de diffusivité effective d'un milieu poreux granulaire

Cécile RABIER, Yannick ANGUY et Cédric MERCET

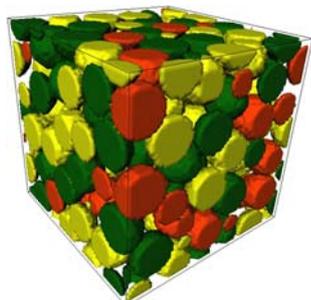
LEPT-ENSAM, UMR 8508, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence cedex, FRANCE
rabier@lept-ensam.u-bordeaux.fr; yannick@lept-ensam.u-bordeaux.fr

Le contexte de ce travail est la description simultanée des phénomènes hydrodynamiques et géochimiques se déroulant dans les systèmes naturels (aquifères, bassins sédimentaire, etc.). Dans la plupart des situations, la présence d'un système chimique réactif confère un « caractère historique » aux interfaces microscopiques (solide vs. fluides) i.e., un aspect évolutif avec le temps t en réponse par exemple aux processus de dissolution / précipitation. Les variations des interfaces microscopiques induisent aux échelles supérieures (niveau de description macroscopique) une évolution avec le temps t de nombre de propriétés physiques macroscopiques d'intérêt incluant le tenseur de perméabilité $\tilde{K} = \tilde{K}(t)$, le tenseur de diffusivité effective $\tilde{D}_{\text{eff}} = \tilde{D}_{\text{eff}}(t)$, le tenseur de dispersion $\tilde{D}^* = \tilde{D}^*(t)$, le facteur de formation $F = F(t)$, etc. Ces relations $\tilde{K}(t)$, $\tilde{D}_{\text{eff}}(t)$, $\tilde{D}^*(t)$, $F(t)$ etc., exprimant la rétroaction de la diagenèse sur les propriétés physiques macroscopiques, sont presque toujours prises en compte de manière simple dans les approches strictement macroscopiques des phénomènes hydrodynamiques / géochimiques. En effet, au seul niveau de description macroscopique, les frontières microscopiques entre phases en présence (solide vs. fluide(s)) et leurs variations ne sont plus accessibles.

Dans l'idée à terme de décrire plus complètement la rétroaction de la diagenèse minérale sur les propriétés de transport, nous nous proposons de simuler, dans le cadre de l'hypothèse quasi-statique, les variations de la micro texture en réponse aux phénomènes de transport et aux processus géochimiques. Notre stratégie est basée sur une technique de changement d'échelles, la prise de moyenne volumique permettant de traiter la problématique localement, à l'échelle microscopique sur un volume élémentaire représentatif (VER). Dans cette formulation locale, l'évolution vs. t des interfaces microscopiques peut être exprimée comme la conséquence :

- 1 : de variables microscopiques solutions des « problèmes de fermeture » exhibés par changement d'échelle (Whitaker, 1999),
- 2 : de variables macroscopiques fournies indépendamment (models macroscopiques, mesures *in situ* ou en laboratoire, scénarios *ad hoc*) formalisant la contribution des processus macroscopiques se déroulant aux échelles supérieures.

Dans un tel contexte, les propriétés de transport macroscopiques peuvent être mises à jour au cours du temps t en résolvant numériquement les problèmes de fermeture appropriés. L'approche est présentée pour une classe de problèmes simplifiée : le transport diffusif d'un fluide « ternaire » (3 espèces aqueuses) réactif dans un milieu poreux modèle (fig. 1) incluant plusieurs types de « minéraux » (Mercet, 2000).



Porosité $\varepsilon = 40.6\%$

Figure 1 : Milieu poreux modèle initial formé par l'agrégation de 3 types de grains. Les 3 espèces chimiques en solution sont ici transportées par diffusion ; le fluide ternaire saturant le milieu poreux est siège d'une réaction chimique réversible (contrôle thermodynamique), et réagit avec les de grains selon des cinétiques de précipitation (grains rouges et jaunes) et de dissolution (grains verts).

La figure 2 représente l'évolution vs t à l'échelle macroscopique du tenseur de diffusion effective $D_{\text{eff}}(t)$ en tant que conséquence du « caractère historique » des interfaces microscopiques illustrés sur la fig. 3. L'évolution $D_{\text{eff}}(t)$ obtenue, déjà complexe pour ce problème simplifié, suggère que l'utilisation de corrélations du type $D_{\text{eff}}(\varepsilon)$ (ε : porosité) peut s'avérer insuffisante pour rendre compte, dans les modèles macroscopiques, de la rétroaction de la diagenèse sur les propriétés de transport.

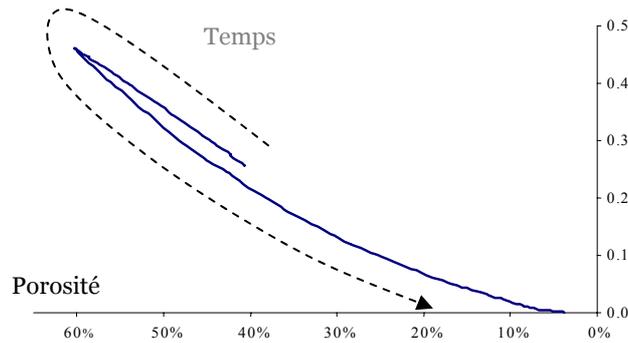


Figure 2 : Simulation de l'évolution vs. t du tenseur de diffusion effective $\varepsilon D_{yy}^{\text{eff}}/D$ liée à la nature évolutive des interfaces microscopiques (fig. 3).

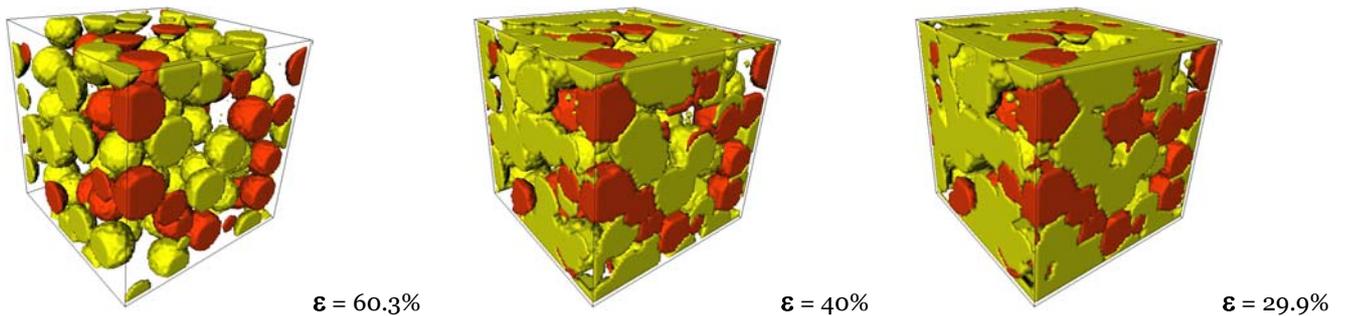


Figure 3 : Application de la prise de moyenne volumique à la simulation de l'évolution vs. t de la microstructure d'un agrégat modèle sous l'effet du transport diffusif d'espèces aqueuses réactives (le temps t va croissant de la gauche vers la droite).

Références:

- Mercet C., 2000, *Modélisation tridimensionnelle de l'évolution des transferts à l'échelle du pore*, Thèse Univ. Bordeaux 1.
- Whitaker S., 1999, *The Method of Volume Averaging*, Kluwer Academic Publishers, 217 p.

Description des propriétés hydrodynamiques des réacteurs catalytiques à lit fixe présentant une forte hétérogénéité radiale.

P. Magnico¹

¹LGPC, UMR CNRS-CPE 2214, ESCPE Lyon, BP 2077, Villeurbanne cedex, France. magnico@arcadie.cpe.fr

Les réacteurs catalytiques multitubulaires présentent un rapport d'aspect (d_{ts} = taille de tube/taille de grain de catalyseur) inférieur à 10 afin de garantir un bon échange thermique avec le liquide de refroidissement et de stabiliser l'intensité du point chaud (Papageorgiou et al. 1995). La faible valeur de ce rapport d'aspect engendre une contrainte topologique importante sur l'organisation de l'empilement des grains de catalyseur. Ceci se traduit par une forte oscillation radiale de la compacité. Nous sommes donc en présence d'un milieu fortement inhomogène tant d'un point de vue transport hydrodynamique que des propriétés de transfert thermique. Afin de modéliser leurs propriétés de transport, les équations de Brinkman-Forsheimer sont couramment utilisées pour calculer de champ hydrodynamique en tenant compte de l'oscillation radiale de la porosité. Mais afin de se rapprocher des observations expérimentales dans la région proche de la paroi du lit fixe, il est nécessaire d'introduire un coefficient de viscosité turbulente même à des valeurs modérées de nombre de Reynolds particulaire (Bey et al. 1997)

Afin d'éviter d'introduire trop de relations phénoménologiques, il est nécessaire de déterminer le champ hydrodynamique à l'échelle des grains de catalyseur en résolvant les équations de Navier-Stokes. L'originalité de l'approche, dont les résultats sont présentés ici (Magnico et al. 2002), consiste en l'utilisation de milieux poreux ayant une taille représentative (plusieurs centaines de sphères) pour déterminer le champ de vitesse par DNS à des nombres de Reynolds (Re) allant jusque 200. En effet, peu d'études ont été effectuées à cette échelle en dehors du domaine de l'hydrogéologie et de la géochimie. Dans ces deux disciplines, seul le régime hydrodynamique de Stokes est considéré et les milieux poreux « reconstruits » numériquement sont infinis dans les 3 directions (Coelho et al.1997). Dans le domaine du génie des procédés, l'hydrodynamique est résolue dans des cas spécifiques d'empilements structurés contenant peu de grains de catalyseur mais en présence d'une paroi cylindrique latérale (Nijemeisland et al. 2000).

Ici les grains de catalyseur sont des sphères monotailles ($d_{sphère}$) impénétrables et indéformables. La méthode de construction du milieu poreux dans un tube cylindrique, mis au point par Mueller (1997), utilise l'approche de Bennet en imposant la stabilité sous gravité. Par contre Mueller distingue les sphères en contact avec 3 autres sphères et de celles en contact avec la paroi et deux sphères et impose un pourcentage de ces deux types de sphères en fonction de d_{ts} . Les équations de Navier-Stokes sont calculés à l'aide d'un maillage structuré par volume fini en collocation. La solution numérique est une combinaison linéaire de la solution du 2^{ème} ordre centré et de la solution du 1^{er} ordre décentré (upwind). La stationnarité est imposée avec des conditions aux limites périodiques aux deux extrémités de l'empilement. Deux valeurs du rapport d'aspect ont été utilisées : 5.96 et 7.8.

Peu de mesures expérimentales du champ de vitesse ont été réalisées in situ en régime inertiel. Récemment une investigation par vélocimétrie laser du champ de vitesse à des Reynolds allant jusque 1300 a été effectuée par Giese et al 1998 (Fig.1). En accord avec leurs observations, l'amplitude des oscillations du profil radial de la composante axiale de la vitesse dépend très peu du nombre de Reynolds et varie entre 2 et 2.5 fois la vitesse longitudinale moyenne. Seule la Pdf de cette composante est sensible au nombre de Reynolds témoignant d'un changement de structure de l'écoulement dans le régime inertiel (Maier et al. 1998).

Ce changement d'organisation se traduit par la présence de tourbillons distribués de façon homogène dans tout l'espace intergranulaire. La taille de ces tourbillons est comparable

à celle des pores. Mais leur caractéristique majeure est que ce ne sont pas des poches stagnantes comme un tourbillon attaché derrière un obstacle. En fait, ils prennent place dans des zones à grand nombre de Reynolds et ne constitueraient pas à priori des zones de piégeage détériorant localement le transfert d'espèce chimique ou d'énergie thermique.

Une autre façon de caractériser la structure hydrodynamique est d'utiliser l'approche lagrangienne. Celle-ci consiste en un suivi de particules de fluide (non browniennes) lâchées dans le champ hydrodynamique calculé ici par D.N.S. Les particules lâchées le long de la paroi du réacteur suivent une trajectoire essentiellement tangentielle et longitudinale. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de $\frac{1}{4}$ du diamètre des sphères aux faibles nombres de Reynolds mais cette épaisseur diminue lorsque le Reynolds augmente au point que cette couche limite disparaît compte tenu de la résolution spatiale du calcul hydrodynamique. Même en régime inertiel, les particules proches de la paroi restent en grande partie confinées entre la paroi et la couche de sphères en contact avec celle-ci. Par contre les particules lâchées au cœur du réacteur ont une trajectoire plus aléatoire et dont l'extension radiale est de l'ordre de la taille des sphères quelque soit le régime hydrodynamique. Le profil radial du nuage de particules (Fig.2) montre que la couche de sphère en contact avec la paroi du réacteur empêche l'échange entre le volume de fluide proche de la paroi et le cœur du réacteur surtout aux petits nombres de Reynolds.

- Bey O. & Eigenberger G., (1997), Fluid flow through catalyst filled tubes. *Chem. Engng. Sci.*, **52** (8), 1365-1376
 Coelho D., Thovert J.F., Adler P.M., (1997), Geometrical and transport properties of random packings of spheres and aspherical particles, *Phys Rev.E*, **55** (2), 1959-1977
 Giese M., Rottschäfer K., Vortmeyer D., (1998), Measured and modeled superficial flow profiles in packed beds with liquid flow, *A.I.Ch.E. J.*, **44** (2), 484-490
 Magnico P.; (submitted to *Chem.Engng Sci.* juin 2002), Hydrodynamic and transport properties of packed beds in small tube to sphere diameter ratio : pore scale simulation using an Eulerian and a Lagrangian approach
 Maier R.S., Kroll D.M., Kutsovsky Y.E., Davis H.T., Bernard R.S., (1998), Simulation of flow through bead packs using lattice Boltzmann method, *Phys. Fluids*, **10** (1), 60-74
 Mueller G. E., (1997) Numerical simulation of packed beds with monosized spheres in cylindrical containers, *Powder Technology*, **72**, 179-183.
 Nijemeisland M. and Dixon A.G., (2000) Simulations to experiment for convective heat transfer in a gaz-solid fixed bed, *Chem. Engng Sci.*, **82**, 231-246
 Papageorgiou J.N., Froment G.F. (1995) Simulation models accounting for radial voidage profiles in fixed bed reactors, *Chem. Engng Sci.*, **59** (19), 3034-3056

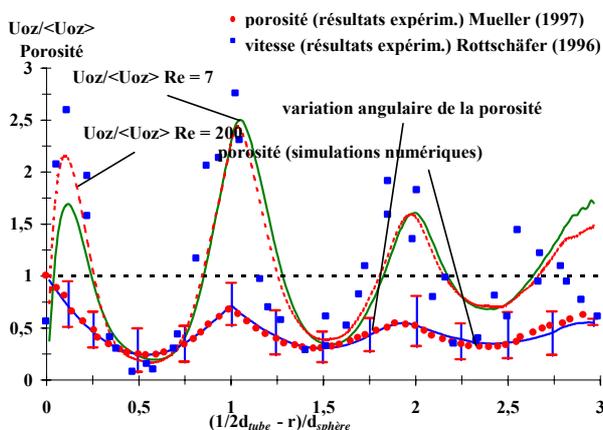


Fig.1 : Profil radial de porosité et de la vitesse axiale pour deux valeurs de nombre Reynolds. Rapport d'aspect : 5,96. Données expérimentales : ● rapport d'aspect : 5,96 ; ■ rapport d'aspect : 9,3 – Re = 180

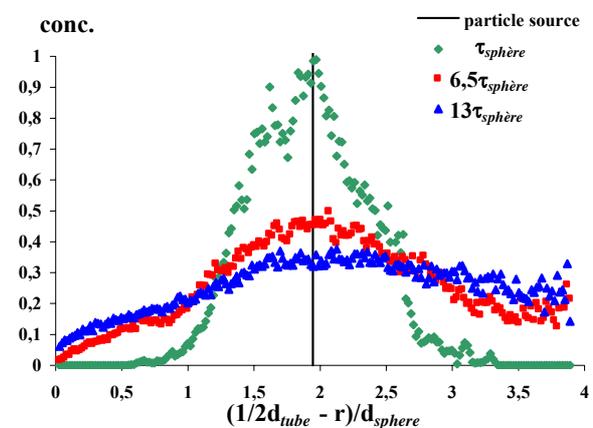


Fig.2 : Profil radial de concentration de particules lâchées à $1,9 d_{sphère}$ de la paroi du réacteur pour trois durées de déplacement. $\tau_{sphère}$: temps nécessaire pour parcourir une distance égale à $d_{sphère}$. Re = 200 – rapport d'aspect : 7.8

Session 8 □

□

FILTRATION ET PARTICULES

Page blanche (VERSO)

MODÉLISATION DE LA FILTRATION D'UN LIQUIDE À TRAVERS UN MILIEU FIBREUX

K. BENMACHOU*, P.SCHMITZ*, M. MEIRELES**

*Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse, UMR CNRS/UPS 5502
Avenue du Professeur Camille Soula, 31400 Toulouse, France

** Laboratoire de Génie Chimique de Toulouse, UMR CNRS/UPS 5503
118 route de Narbonne, 31 062 Toulouse cedex, France
email : benmacho@imft.fr
tel : +33 (0)5 61 28 58 73 fax : +33 (0)5 61 28 59 93

Keywords : filter clogging, sieving, simulation, particle deposition

Les filtres en matériau fibreux ont vu leur utilisation s'accroître ces dernières décennies, et sont notamment très utilisés dans l'industrie automobile et aéronautique. Ils sont aussi bien utilisés en filtration liquide-solide que filtration solide-gaz. Ils ont pour avantage d'avoir une très grande capacité de rétention, du fait de leur faible densité pouvant aller en deçà de 0.1, tout en conservant une très bonne tenue mécanique. Le comportement des filtres dépendant notamment fortement de la quantité de particules déposées, la performance d'un filtre chargé peut être différente de celle d'un filtre propre, d'où l'intérêt de la compréhension et de la maîtrise du colmatage afin d'optimiser l'efficacité de filtration. Malgré l'importante utilisation de ce type de filtre, le processus de capture des particules conduisant au colmatage du milieu fibreux puis à la formation d'un dépôt de surface reste encore mal compris. Ces dernières années, de nombreux auteurs se sont attachés à modéliser les mécanismes régissant le colmatage d'un filtre fibreux plan.

La majeure partie de ces travaux concernent la séparation solide-gaz, du fait de son importance dans des domaines de pointe tel que le nucléaire. Thomas *et al.* (1) ont notamment modélisé l'évolution de la perte de charge ainsi que l'efficacité de filtration en considérant la capture par interception à l'échelle de la fibre comme étant le mécanisme dominant. Les travaux concernant la filtration d'un liquide en milieu fibreux sont moins nombreux et ont pour la plupart conduit à des modèles semi-empiriques de perte de charge.

Dans notre étude, nous nous sommes intéressés à la modélisation du colmatage d'un milieu fibreux lors de la filtration d'un liquide, en considérant que la rétention des particules se fait essentiellement par blocage mécanique. L'observation par microscopie électronique à balayage (MEB) mettant en évidence une structure multicouche du média fibreux (figure 1-a)), celui-ci a été par la suite modélisé en une succession de sous-niveaux bidimensionnels (figure 1-b)), ayant chacun une distribution en taille de pores déterminée expérimentalement. Pour cela, une étude par MEB sur une série d'échantillons, suivi d'un traitement d'image (figure 2-a) et 2-b)), a permis de caractériser la répartition en taille des pores.

Supposant que la distribution en taille de particules à l'amont du filtre soit connue et constante, la modélisation de la rétention des particules à travers les différents sous-niveaux a été effectuée en s'appuyant sur un modèle de tamisage par blocage mécanique établi par Fernandez *et al.*(2). Les auteurs ont considéré d'une part qu'à la surface de leur tamis, le débit local était proportionnel au diamètre du pore, et d'autre part que les effets inertiels sur les particules étaient négligeables. Par ailleurs, seules les particules ayant un diamètre inférieur au diamètre du pore rencontré le traversent. Nous avons adopté cette même approche pour chacun des sous-niveaux constituant le milieu fibreux, en incluant la formation progressive d'un dépôt à la surface du premier sous-niveau : les particules ainsi capturées forment progressivement une monocouche, dont l'épaisseur est contrôlée par la distribution en taille de particules. Une fois formée, la monocouche de particules va d'une part apporter une résistance additionnelle à l'écoulement et d'autre part conduire à la formation du dépôt de

surface par capture d'autres. Nous avons représenté l'évolution de la perte de charge ainsi obtenue qui est en accord avec les résultats expérimentaux obtenus sur banc d'essai (figure 3).

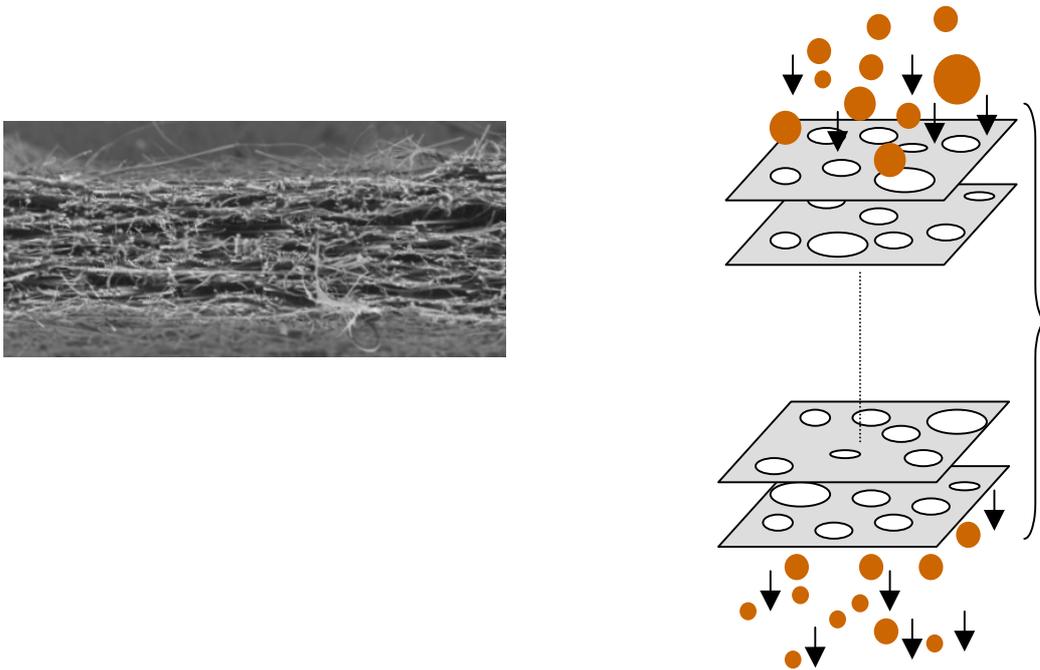


Figure 1 : a) vue de coupe d'un milieu fibreux (MEB) b) modélisation du milieu fibreux en plusieurs sous-niveaux

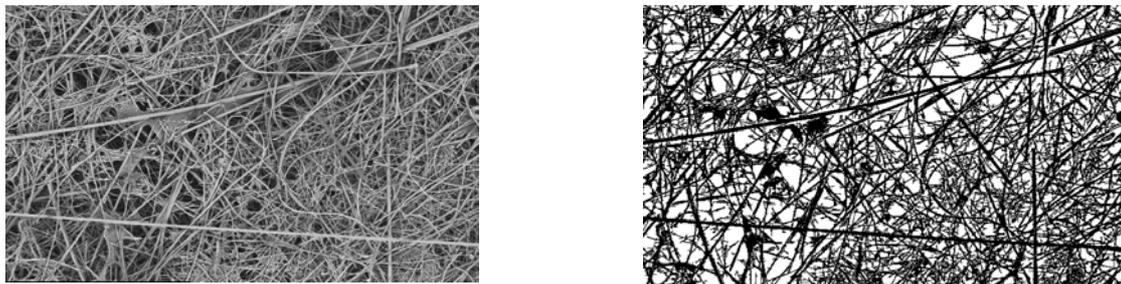


Figure 2 : a) vue de dessus d'un milieu fibreux (MEB) b) traitement d'image de la prise de vue

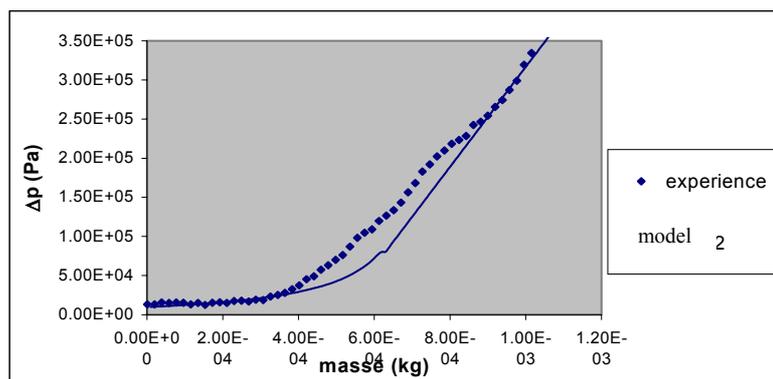


Figure 3 : courbes de perte de charge (modèle + expérience)

- (1) Thomas D. *et al.* 2001 Clogging of fibrous filters by aerosol particles Experimental and modelling study. *Chem. Eng.Science.* 56, 3549-3561.
- (2) Fernandez C.A *et al.*, A mechanistic model of plasma filtration. *Med Eng &Physics*,1998, p383

Utilisation de la gammamétrie pour la mesure du dépôt local de particules colloïdales en milieu poreux.

Henri Bertin¹, Djemoui Gharbi¹, Aziz Omari²

1) LEPT-ENSAM, UMR 8508, 33405 TALENCE CEDEX

2) LMDA- ISTAB, Avenue des facultés 33405 Talence CEDEX

bertin@lept-ensam.u-bordeaux.fr

Résumé

Nous Présentons une méthode expérimentale permettant une étude locale du dépôt de colloïdes en milieu poreux. Elle repose sur la variation de l'atténuation d'un rayonnement γ lorsque celui-ci traverse un milieu poreux en présence de particules colloïdales déposées. Elle permet de déterminer avec une bonne précision la variation locale de la porosité du milieu et de là la quantité de colloïdes déposée par unité de surface. L'épaisseur de la couche déposée ainsi déduite est comparée avec des mesures globales, montrant ainsi que la technique de gammamétrie peut être indiquée pour le suivi quantitatif local du dépôt de colloïdes en milieu poreux.

1. Introduction

Dans certains domaines (génie pétrolier, hydrologie,...) l'écoulement de suspensions colloïdales dans des milieux poreux peut conduire à l'endommagement de la formation ou au colmatage des pores.

Du point de vue expérimental, on accède au taux de couverture et à l'épaisseur hydrodynamique de la couche déposée par la mesure globale de l'excès de perte de charge dû à l'adsorption des particules colloïdales sur les parois solides [1]. Cette mesure, globale, ne fournit aucune information sur le dépôt au niveau local.

L'objectif principal de notre étude est donc de procéder à une caractérisation locale du dépôt de particules colloïdales en milieu poreux en intégrant les moyens classiques utilisés pour les mesures globales (mesures de pertes de charge) et des moyens de mesures locales s'appuyant sur les techniques de gammamétrie.

2. Principe de mesure

Le principe de mesure, est basé sur l'atténuation d'un rayonnement γ par un corps solide ou fluide qui obéit à une loi de type Beer-Lambert [2]. Dans le cas d'un milieu poreux 2D, le rayonnement incident, N_0 est atténué par les grains solides et par le fluide que contient l'espace poral.

$$N_I = N_0 e^{-\mu_s X_s - \mu_p X_p} \quad (1)$$

Où N_I est le nombre de photons transmis durant un intervalle de temps de comptage, Δt , μ_s et μ_p sont les coefficients d'atténuation de la phase solide et de la phase fluide saturant les pores, X_s et X_p les épaisseurs équivalentes de la phase solide et des pores. Trois comptages successifs sont effectués sur le milieu poreux (i) sec, (ii) saturé par une phase liquide, (iii) endommagé par la présence de particules déposées sur la surface des pores. Ces mesures effectuées au même endroit permettent de déterminer la porosité du milieu initial ainsi que la porosité du milieu endommagé. L'épaisseur de couche déposée est déduite directement de la différence de porosité entre le milieu originel et le milieu endommagé.

3. Etude expérimentale

Nous utilisons un milieu poreux artificiel (Aerolith-10) consolidé. Sa porosité est de 0,45 et sa perméabilité de 8,3 darcy. L'échantillon utilisé est de forme cylindrique de longueur 15 cm et de

diamètre 5 cm. Une saumure (10 g.l⁻¹ de KI) est préparée à partir d'eau purifiée. La suspension colloïdale est composée de particules de latex de polystyrène bi-disperse (dimension moyenne de 0,40 µm). La concentration en masse de latex dans la saumure est de 200 ppm.

Le montage expérimental est constitué d'une pompe volumétrique assurant l'injection de saumure ou de suspension de latex dans le milieu poreux placé horizontalement dans un banc de mesure de porosité par atténuation d'un rayonnement γ. D'autre part, des prises de pression disposées régulièrement le long du milieu poreux permettent de mesurer la perte de charge le long de trois tronçons et d'en déduire la perméabilité.

Les épaisseurs locales déduites des mesures de porosités sont reportées sur la Figure 1 et comparées aux valeurs globales déduites des mesures de réduction de perméabilité. On remarque que les épaisseurs, correspondant à 5 VP injectés, calculées par les méthodes globale et locale sont en bon accord. On note cependant que, pour 20 VP injectés, les valeurs sont différentes. Plusieurs causes peuvent être responsable de cet écart. Tout d'abord, dans les calculs effectués par la méthode locale nous avons considéré un dépôt compact de particules sur la surface. La prise en compte de l'aspect fractale du dépôt nous permet de calculer une épaisseur, e_{fractale} , représentée également dans la figure 1. L'épaisseur de couche déposée sous forme d'amas fractale est plus importante que celle correspondant à l'amas compact, cependant les valeurs restent plus faibles que celles calculées par la méthode globale. Les différences observées peuvent provenir des différentes hypothèses retenues. En effet la méthode globale basée sur la réduction de perméabilité assimile le milieu poreux à un faisceau de tubes capillaires dans chacun desquels on admet que l'écoulement est de type poiseuille, alors que la méthode locale fait l'hypothèse d'un milieu poreux constitué de grains de même diamètre.

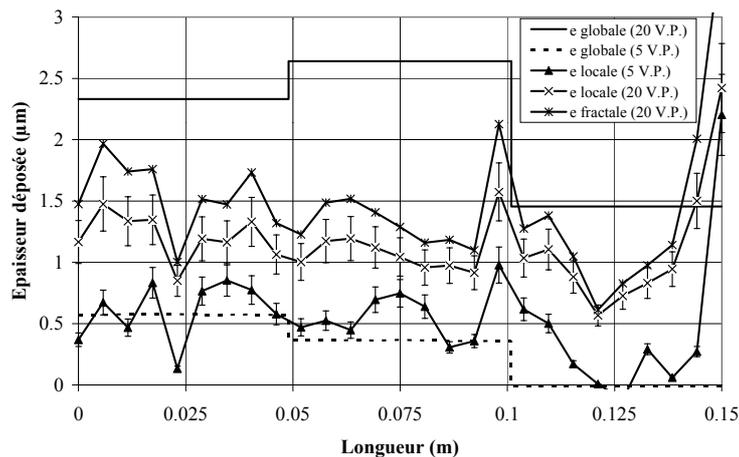


Figure 1 : Epaisseurs déposées calculées par variation de porosité locale et réduction de perméabilité.

4. Conclusions et perspectives

L'étude que nous avons présentée montre l'adaptabilité de la gammamétrie à la mesure du dépôt de particules en milieu poreux. L'intérêt principal de cette méthodologie réside dans le caractère local de l'information qui nous est fournie par la méthode de variation locale de porosité. Dans le cas d'un dépôt de type monocouche on observe un bon accord entre les mesures locales et globales. Un écart est observé dans le cas d'un dépôt multicouche

Références

- 1- J. P. Verapeen, B. Nicot and G. Chauveteau, SPE paper N° 68962, 2001.
- 2- C.I. Nicholls and J. Heaviside, SPE Formation Evaluation, 69-75, march 1988.

Applications de la méthode de Boltzmann-sur-réseau au calcul de l'écoulement dans différents milieux poreux

Michael CLIFTON

Laboratoire de Génie Chimique (CNRS UMR 5503), Université Paul Sabatier, Toulouse
Tél. : 05 61 55 86 91, Fax : 05 61 55 61 39, E-mail : clifton@chimie.ups-tlse.fr

La méthode *Boltzmann-sur-réseau* (BsR) s'est développée au début des années 1990 à partir de la méthode *gaz-sur-réseau*. C'est une approche mésoscopique au calcul de l'écoulement de fluides, se situant à mi-chemin, en terme de prise de moyenne, entre l'approche microscopique de la dynamique moléculaire et l'approche macroscopique de l'équation de Navier-Stokes. Elle permet ainsi de calculer le comportement de la matière en y incorporant des connaissances sur ses propriétés au niveau moléculaire. Cette méthode peut aussi servir comme alternative aux méthodes classiques de résolution numérique de l'équation de Navier-Stokes. Elle offre alors un autre avantage : l'expression pour les conditions limites est simple. De cette façon cette technique numérique est bien adaptée au calcul des écoulements dans des géométries fortement découpées, comme les milieux poreux.

Nous avons évalué cette méthode dans plusieurs applications concernant les écoulements dans des milieux poreux. La première de ces applications est un calcul de type 'bench-mark' : l'écoulement en régime de Stokes entre des rangées de sphères en trois types d'arrangement. Ici le point de comparaison est le travail de Zick et Homsy (1982) qui ont fait le même calcul en résolvant avec précision l'équation de Navier-Stokes par une approche semi-analytique. Différents schémas de BsR ont été essayés avec différentes conditions limites sur une gamme de fraction volumique de solide allant de 12,5% jusqu'à la valeur maximale. Les résultats, en terme de coefficient de Kozeny, montrent une assez bonne performance de BSR, variable selon la fraction volumique et selon les conditions limites. A des fractions de solide faibles, il est souhaitable d'utiliser des conditions limites 'hors réseau' pour bien définir les obstacles. A des fractions de solide élevées, il est nécessaire d'augmenter la résolution du maillage pour bien définir les canaux : une astuce de programmation permet de faire ceci sans demander trop de mémoire.

Dans une étude sur la filtration de cellules de levure, nous avons représenté le gâteau de cellules par un empilement d'enveloppes sphériques déformables. L'empilement cubique-face-centré utilisé pour l'étude de 'bench-mark' a été étendu en considérant des sphères capables d'interpénétration ou de chevauchement. Dans ce cas la fraction de solide est très élevée : 74 % à 96 %. Notre étude indique que le coefficient de Kozeny augmente nettement, en tendant vers l'infini pour la fraction volumique à laquelle les ouvertures les plus petites de la structure se ferment. Il a été possible de trouver une expression analytique qui représente bien cette variation.

La méthode BsR sert aussi dans le cadre d'un programme interdisciplinaire pour étudier des gâteaux de filtration formés à partir de suspensions de particules de silice (Ludox, 15 nm en diamètre) coagulées par différents ions. La structure de ces gâteaux varie fortement selon le coagulant. Ces gâteaux, préparés dans notre laboratoire, sont récupérés, noyés dans de la résine et observés par microscopie électronique à transmission (par Christian Bourgerette, du CEMES à Toulouse) : Pierre Léviz (du LPMC, Ecole Polytechnique, Palaiseau) analyse ces images pour en extraire leurs caractéristiques statistiques et à partir de ces données il reconstruit une image tridimensionnelle. Quand cette maquette numérique revient à notre laboratoire, un calcul BsR permet de trouver sa résistivité hydraulique. Pour une maquette qui correspond à du Ludox coagulé par du CaCl_2 on trouve une résistivité hydraulique de $8,1 \times 10^{15} \text{ m}^{-2}$. Il n'est pas très facile de convertir cette valeur en résistance spécifique (résistance par masse de solide déposée, valeur obtenue expérimentalement) mais on peut estimer que la valeur calculée se trouve entre 10^{13} et $2 \times 10^{13} \text{ m/kg}$. Les résistances expérimentales sont plus élevées, d'un facteur de 100. Evidemment il y a des incertitudes expérimentales : en particulier le gâteau Ludox + CaCl_2 est assez compressible et il se peut que la couche près de la membrane soit plus tassée que la maquette. Ce travail continue avec d'autres échantillons.

Un autre aspect de ce programme est justement le calcul de la compression d'un gâteau. Robert Botet (du *Laboratoire de Physique des Solides*, Université de Paris Sud Orsay) est spécialiste du comportement mécanique d'agrégats fragiles. Le calcul qu'il a mis au point permet de simuler l'évolution d'un amas de particules ayant entre elles des liaisons d'une force limitée, soumises au mouvement Brownien et à des contraintes imposées. Dans le cas présent un calcul BsR est utilisé pour calculer les contraintes hydrodynamiques provoquées par un écoulement de Stokes à travers un gâteau semi-infini de particules (6 nm en taille). Ces calculs (très longs) devront permettre de déterminer l'effet d'un écoulement sur l'évolution des propriétés statistiques des amas. Ce résultat pourra être comparé, en particulier, avec les observations faites sur de vrais gâteaux par diffusion de neutrons.

Une dernière application concerne un milieu poreux tout à fait différent : la mousse métallique. Ces structures très ouvertes (porosité $\sim 90\%$) avec des tailles de pore de l'ordre du millimètre, servent pour l'échange de chaleur ou comme support de catalyseurs. Elles ont la particularité d'être des milieux non Darcien où l'écoulement est assez rapide pour que les effets d'inertie ne soient plus négligeables. Pour faire un calcul BsR, il a été nécessaire de construire une maquette numérique : un empilement régulier de bulles a été soumis à des déformations aléatoires avec une interpolation linéaire. L'image obtenue a l'aspect visuel d'une mousse réelle et sans prétendre à une correspondance rigoureuse, elle a l'avantage par rapport aux géométries utilisées par d'autres auteurs d'être irrégulière. Le calcul BsR a bien montré un comportement non Darcien avec cette structure : la perte de charge suit une relation de type Forchheimer. La définition de la structure d'une vraie mousse par tomographie à rayons X est en cours à l'IUSTI à Marseille. Nous envisageons d'appliquer la méthode de calcul BsR à cette structure et de la comparer à des techniques classiques.

MODELISATION D'UN DEPOT DE PARTICULES SUR UNE SURFACE TUBULAIRE PERMEABLE

Kamel Damak¹, Mounir Baccar², Abdelmoneim Ayadi¹

¹ Laboratoire de Radio-Analyses et Environnement de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax

² Laboratoire des Systèmes Electromécaniques de l'Ecole Nationale d'Ingénieurs de Sfax

RESUME :

L'objectif de ce travail est de développer un modèle d'écoulement et de transfert s'appliquant à la filtration tangentielle sur membrane tubulaire, en tenant compte des trois hypothèses suivantes : (a) la vitesse de filtration est non uniforme le long de la longueur de la membrane, (b) le transfert de masse est bidirectionnel, et (c) la concentration à la surface de la membrane n'est pas constante le long de la longueur de la membrane. Une attention particulière est consacrée à la modélisation physique du transport du soluté à la surface de la membrane qui concerne l'interaction soluté-membrane. La condition aux limites, du transfert de masse à la surface de la membrane, tient compte de cette interaction.

Ainsi, nous associons l'équation de convection-diffusion de la matière et les équations de Navier-Stokes dans le tube à la loi de Darcy au niveau de la paroi poreuse filtrante. Ces équations sont ensuite discrétisées à l'aide d'une méthode implicite aux différences finies pour obtenir des systèmes d'équations algébriques dont la résolution est effectuée sous environnement MATLAB.

Nous étudions alors les effets du nombre de Reynolds axial Re , du nombre de Reynolds de filtration Re_w et du nombre Schmidt Sc sur le profil de concentration le long de la membrane. Nous proposons une corrélation permettant de déterminer l'épaisseur de la couche limite de concentration de polarisation δ_w et nous montrons qu'elle présente un terme de correction par rapport à l'équation classique de l'épaisseur de la couche limite de concentration de polarisation dans les conditions de $300 < Re < 1000$, $0.1 < Re_w < 0.3$ et $600 < Sc < 1200$.

Page blanche (VERSO)

Modélisation de l'écoulement à travers une couche de particules limitée par une paroi perforée.

F. Noël, P. Schmitz et M. Prat

franck.noel@imft.fr

*Institut de mécanique des fluides de Toulouse
UMR CNRS-INP/UPS N° 5502
Avenue du professeur Camille Soula
31400 Toulouse, France.*

La modélisation de l'écoulement à travers des systèmes poreux, tels que des filtres colmatés en surface (céramique, matériau fibreux, membrane) ou des lits industriels d'adsorption de gaz, impose de connaître la perméabilité apparente d'une couche de particules limitée par une paroi perforée. Généralement la perméabilité de la couche de particules est supposée égale à sa perméabilité intrinsèque. Cette approximation est valable pour une couche de particules de grande épaisseur mais ne l'est plus pour une couche mince d'épaisseur inférieure à environ une dizaine de fois la taille des perforations. En effet, la courbure des lignes de courant à l'approche de la paroi perforée conduit à augmenter significativement la résistance à l'écoulement (Dufrèche et al, 2003). On peut caractériser l'écoulement à travers le système constitué d'une couche poreuse limitée par une paroi perforée par la perméabilité apparente du système. Dans le cas d'un écoulement bidimensionnel, on peut trouver, à l'aide de transformations conformes, une formule analytique de la perméabilité apparente en fonction des conditions aux limites et des caractéristiques physiques et géométriques du problème. Ce résultat peut être facilement utilisé dans les modèles de colmatage de systèmes filtrants. Il a été notamment appliqué avec succès dans le cadre de la modélisation du chargement d'un filtre visant à capturer les particules émises par les véhicules diesel (Oxarango et al, 2003).

Nous nous intéressons ici au cas tridimensionnel et déterminons la perméabilité apparente en fonction de la porosité de la plaque perforée et de la hauteur de la couche de dépôt. Le système à modéliser est constitué d'une paroi perforée sur laquelle repose une couche poreuse. On suppose que la paroi est constituée de pores identiques de diamètre (perforations circulaires) ou de côté (perforations carrées) d , répartis périodiquement suivant un arrangement carré. Cette dernière simplification permet de limiter le domaine d'étude à un élément unitaire représentatif de la paroi perforée, constitué d'une portion de paroi comportant un seul pore, muni de conditions aux limites périodiques (figure 1). Si le nombre de Reynolds de pore est petit devant l'unité, et si le diamètre des particules constituant la couche poreuse est très petit devant la taille des perforations, l'écoulement est régi par la loi de Darcy et on peut alors se ramener à la détermination d'un champ de pression harmonique vérifiant une condition aux limites mixte de type Dirichlet-Neumann sur la paroi perforée. Une méthode semi-analytique nous permet de développer la solution en une série de fonctions dont les coefficients sont déterminés numériquement. La réduction de perméabilité est corrélée de manière simple à un coefficient de ce développement. A partir des résultats numériques obtenus (figure 2), on peut extraire des corrélations simples entre la perméabilité apparente, l'épaisseur du dépôt et la porosité de la plaque.

Connaissant ainsi la perméabilité apparente qui relie le débit au saut de pression, on peut déterminer la cinétique de croissance du dépôt, en supposant que ce dernier est uniformément réparti sur la paroi perforée. On peut ainsi remarquer que la loi de croissance communément utilisée dans la littérature en \sqrt{t} , dont la simplification réside dans le fait que la perméabilité apparente est confondue avec la perméabilité intrinsèque du dépôt, prévoit une croissance plus rapide que celle que nous avons obtenue.

Afin de rendre compte de la non-uniformité de croissance du dépôt au cours du temps (la surface S_H sera fonction de x et y), nous avons résolu le problème du champ harmonique de pression à l'aide de la technique des éléments frontières. La forme du dépôt au premier pas de temps est déterminée à l'aide du flux de particules calculé à partir d'une solution semi-analytique de l'écoulement de Stokes à travers un grille. Cette technique nous permet, en gardant les mêmes conditions aux limites que le problème précédent, de calculer le flux entrant sur la surface supérieure du dépôt. En supposant que la pression reste constante sur S_H au cours du temps et que la croissance du dépôt est proportionnelle au flux et s'effectue perpendiculairement à S_H , on peut ainsi construire pas à pas le dépôt et étudier l'évolution de sa perméabilité apparente.

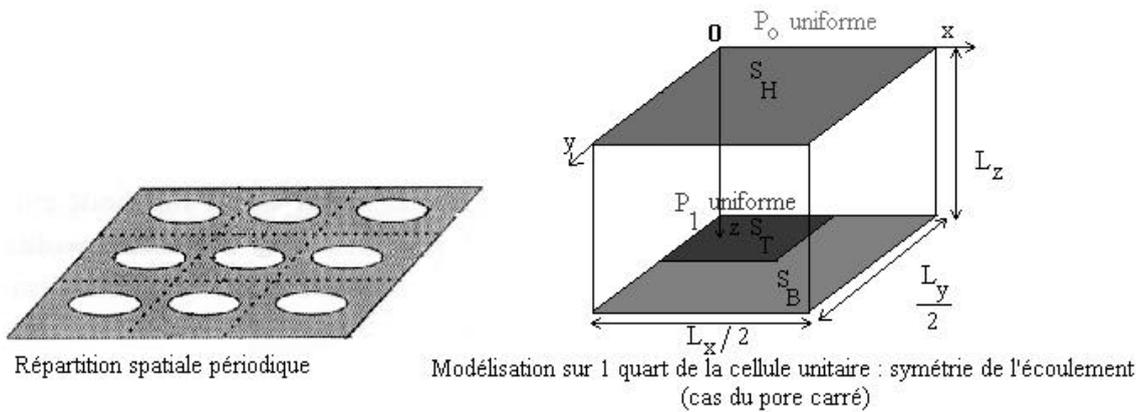


FIG. 1 – Modèle du système plaque perforée + couche poreuse.

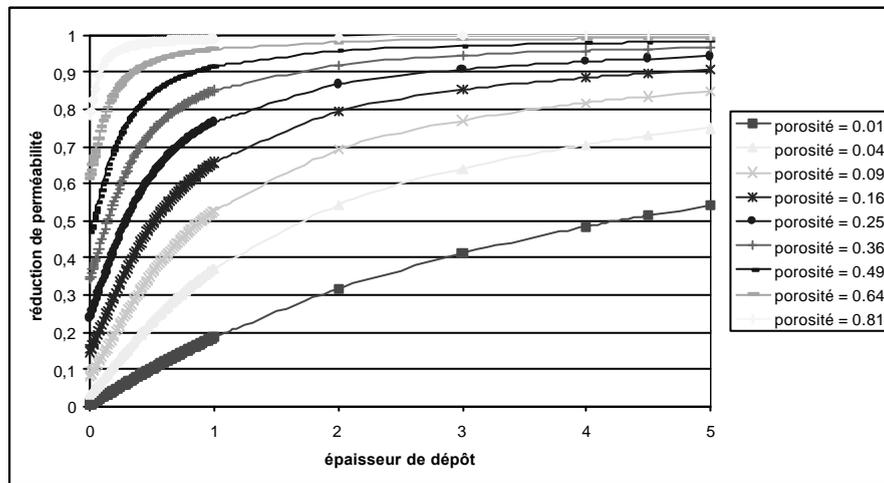


FIG. 2 – Réduction de perméabilité en fonction de l'épaisseur du dépôt

Dufrêche, J. (2000) « Ecoulement à travers une couche poreuse limitée par une paroi perforée : Comparaison entre approche de Darcy et simulations numériques à l'échelle microscopique » Thèse INPT.

Dufrêche, J., Prat, M., Schmitz, P., Sherwood, J.D. (2002) « On the apparent permeability of a porous layer backed by a perforated plate » Chemical Engineering Science, 57, pp. 2933-2944.

S. Kosvintsev, R.G. Holdich, I.W. Cumming, V.M. Starov (2002) « Modelling of dead-end microfiltration with pore blocking and cake formation » Journal of Membrane Science, 208, pp. 181-192.

APPLICATION DES GAZ SUR RÉSEAU À LA FILTRATION EN PROFONDEUR

H. DUVAL¹, C. RIVIERE¹, D. MASSON¹, Ph. SCHMITZ², J.-B. GUILLOT¹

¹ ECOLE CENTRALE PARIS - Laboratoire d'Elaboration des Matériaux - Grande Voie des Vignes - 92295 CHATENAY-MALABRY - FRANCE.

² IMFT, UMR 5504, Avenue Camille Soula, 31400 TOULOUSE, FRANCE.

La filtration en profondeur est une opération de séparation fluide-solide utilisée couramment pour filtrer des suspensions faiblement chargées en particules solides [1]. Dans ce procédé, la dimension des particules est typiquement inférieure à celles des pores du milieu filtrant. La filtration ne se fait pas par formation d'un gâteau sur le milieu poreux (filtration dite en surface) mais par dépôt dans la masse du filtre. Par la suite, nous nous intéressons plus particulièrement à des suspensions de particules dans un liquide. Ces suspensions sont diluées et constituées de particules non-browniennes (de taille supérieure au micromètre). Enfin, nous considérons que les forces de surface ont une contribution négligeable sur le transport des particules et n'interviennent que dans l'étape ultérieure d'adhésion à la paroi du milieu filtrant. Cette hypothèse est en général valable pour des particules de taille supérieure à 10 μm .

Dans ce cadre, nous avons développé un code de calcul 2D qui simule le processus de filtration dans un volume élémentaire représentatif du milieu poreux filtrant. Ce volume élémentaire est à la fois grand devant la taille d'un pore ou d'un grain et petit devant la taille du filtre complet. En 2D, un volume élémentaire est typiquement constitué d'une centaine de pores. Les simulations se déroulent de la façon suivante : dans un premier temps, le champ de vitesse est calculé dans l'ensemble du volume élémentaire : les équations de l'hydrodynamique sont simulées par une méthode de " gaz sur réseau " [2]. En effet cette méthode est particulièrement adaptée à l'étude des écoulements à faible nombre de Reynolds dans des géométries complexes. Dans un deuxième temps, nous analysons les trajectoires des particules. Ces trajectoires sont obtenues en résolvant les équations de la dynamique, où le poids apparent et les effets hydrodynamiques sont pris en compte. Les effets hydrodynamiques sont modélisés en première approximation par la loi de Stokes. L'inertie des particules est négligée. Enfin, lorsqu'une inclusion rencontre la paroi du filtre, nous comparons la force exercée par le fluide à la force d'adhésion inclusion/filtre. Suivant l'intensité de la force d'origine hydrodynamique, l'inclusion est alors capturée ou réentraînée au sein du liquide. Notons que nous négligeons l'effet du colmatage (dépôt de particules sur les grains) sur l'hydrodynamique, le filtre reste toujours "propre". Dans ces conditions, le code de calcul simule le comportement du filtre en début de filtration seulement. Il permet de calculer la carte de densité de probabilité de capture initiale ainsi qu'un paramètre macroscopique essentiel dans le dimensionnement des filtres : le coefficient de filtration initial.

Nous avons validé notre modèle en utilisant des résultats expérimentaux antérieurs [3]. Les essais expérimentaux ont été réalisés sur un milieu poreux transparent modèle, constitué d'un réseau bidimensionnel de pores interconnectés, permettant l'observation et le suivi des dépôts de particules à l'échelle du pore. Les suspensions étudiées sont des suspensions aqueuses de particules de rilsan. Ces particules ont un diamètre de l'ordre de 30 μm et ont la même masse volumique que l'eau. Une analyse fine des clichés expérimentaux s'appuyant sur le tracé des lignes de courant obtenus numériquement (voir Figure 1) permet de distinguer deux types de dépôts : les dépôts d'invasion de pore qui se forment au sommet amont des grains, les particules s'accumulant au niveau du point d'arrêt et les dépôts d'invasion de canal qui se forment lorsque les lignes de courant se resserrent d'un canal à l'autre. Concrètement, le second type de dépôts apparaît à l'angle formé par les canaux correspondants. Nous constatons que la densité de probabilité de capture initiale est fortement corrélée avec la localisation et la forme des dépôts d'invasion de pore. Concernant les dépôts d'invasion de canal, seule leur localisation est bien corrélée avec la densité de probabilité de capture initiale.

Enfin, nous avons étudié numériquement l'influence du nombre de Reynolds, du nombre d'interception et du nombre gravitationnel sur le coefficient de filtration initial.

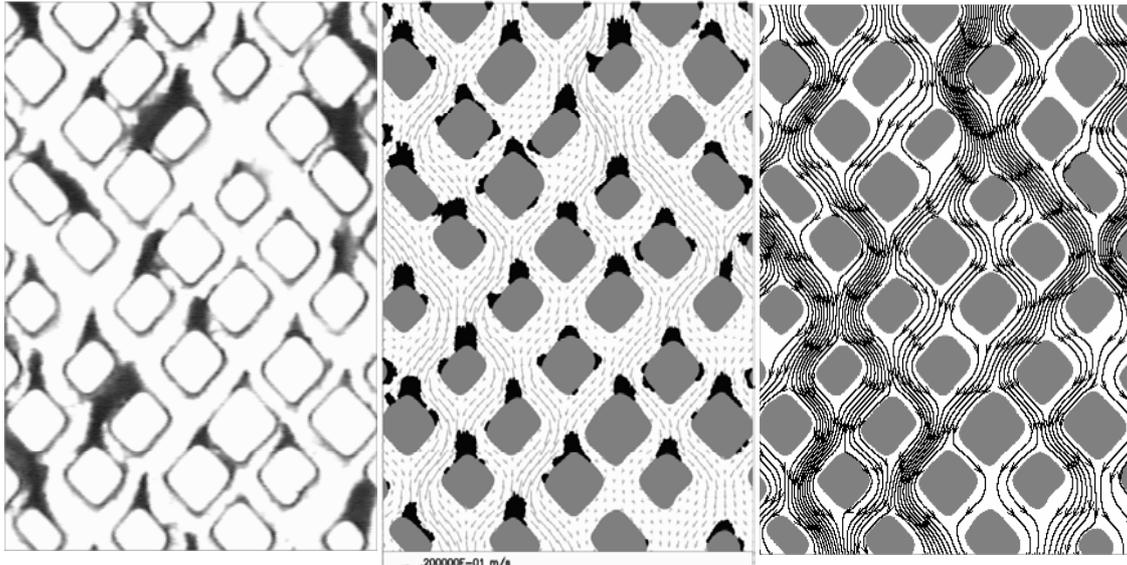


Figure 1 : Dépôts de particules expérimentaux (à gauche), densité initiale de probabilité de capture et champs de vitesse du fluide (au centre), lignes de courant du fluide (à droite).

Bibliographie :

- [1] C. Tien, *Granular Filtration of Aerosols and Hydrosols*, Butterworth and Co., Boston, MA, 1989.
- [2] Y. H. Quian, D. d'Humières, P. Lallemand, Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation, *Europhys. Lett.*, 1992, **17**, 6, 479-484.
- [3] J. M. Frey, Ph. Schmitz, J. Dufreche and I. Gohr Pinheiro, Particle deposition in porous media : analysis of hydrodynamics and weak inertial effect, *Transport in porous media*, 1999, **37**, 25-54.

Mécanisme de cohésion par capillarité dans les milieux poreux de type granulaire

Fabien Soulié, Fabien Cherblanc, Moulay Saï dEl Youssoufi & Christian Saix

Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, UMR-CNRS 5508,
 Université Montpellier 2, CC048, Place Eugène Bataillon,
 34095 Montpellier cedex 05
 soulie@lmgc.univ-montp2.fr

Résumé : La présence de ponts liquides dans les milieux poreux de type granulaire peut fortement contribuer à la cohésion macroscopique de ces milieux. Le mécanisme de cohésion par capillarité, modélisé à l'échelle locale, est étudié par une approche numérique couplée à une étude expérimentale.

1. Introduction

Les développements récents des approches discrètes ont permis la prise en compte de phénomènes microscopiques au sein des milieux poreux de type granulaire, et notamment les mécanismes cohésifs entre grains tels que la cimentation (*Delenne et al.*) et la capillarité (*Soulié et al.*). Dans le cas des sols, la capillarité est un phénomène majeur de cohésion en présence d'eau. L'étude du comportement à l'échelle macroscopique nécessite la connaissance des lois locales régissant ce phénomène. Cette communication propose, d'une part, une modélisation à l'échelle locale de la force de cohésion par capillarité, et, d'autre part, une étude expérimentale de cette force pour un milieu modèle.

2. Modélisation du mécanisme de cohésion par capillarité

Le phénomène capillaire est envisagé dans le cas de teneurs en eau faibles, correspondant à la présence d'une phase liquide discontinue, matérialisée par des ponts liquides. La force de cohésion par capillarité entre les grains résulte de la combinaison de deux mécanismes : d'une part, la tension superficielle σ de l'eau, et, d'autre part, la différence de pressions Δp entre l'eau du pont liquide et l'air présent dans l'espace poral, ce qui génère une action attractive entre les grains (*Delage et Cui*). Le phénomène est étudié à l'échelle du doublet de grains (*Photo 1*). Le doublet réel est modélisé par deux particules sphériques et lisses, reliées par un pont liquide (*Figure 1*); l'angle de mouillage θ étant supposé nul (cas de l'eau pure). En outre, les actions dues à la viscosité de l'eau et à la pesanteur sont négligées. Ainsi, l'interaction entre les grains n'est liée qu'à l'action de la force de capillarité dont l'intensité est étudiée en fonction de deux paramètres locaux : la distance inter-granulaire D et le volume du pont liquide V .



Photo 1. Pont liquide entre billes de tailles différentes.

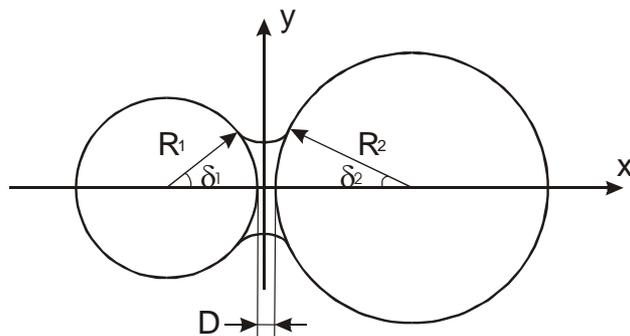


Figure 1. Modélisation géométrique d'un doublet de grains de tailles différentes liés par un pont liquide.

Le pont liquide est axisymétrique suivant l'axe joignant les centres des grains et présente une forme particulière de ménisque définie par l'équation différentielle suivante :

$$\Delta p y(x) + \sigma \frac{1 + y'^2(x) - y(x) y''(x)}{(1 + y'^2(x))^{3/2}} = 0$$

où $y(x)$ est l'équation décrivant le profil du ménisque liquide. Des relations permettent de lier la force de cohésion par capillarité :

- aux caractéristiques du liquide (angle de mouillage θ),

- aux paramètres géométriques (volume V du pont liquide, distance inter-granulaire D , rayons R_1 et R_2 des grains, angles de remplissage δ_1 et δ_2).

L'ensemble de ces relations, constituant un système couplé non linéaire, est résolu numériquement.

3. Etude numérique de la cohésion par capillarité microscopique

Cette étude permet d'établir, à partir de la modélisation locale, une relation entre la force de cohésion par capillarité $F_{capillaire}$, la distance inter-granulaire D et le volume du pont liquide V . Le système est adimensionné ; les grandeurs adimensionnelles étant notées avec un astérisque : $D^* = D/R$, $V^* = V/R^3$, $F^* = F_{capillaire}/2\pi R\sigma$, où R correspond au rayon du grain de plus grande taille. L'approche numérique permet d'établir une relation entre ces trois grandeurs (Figure 2). Différentes relations (Mikami et al., Willett et al.) ont été proposées pour modéliser cette surface : le nombre de paramètres intervenant dans ces modèles traduit la complexité de la relation entre la force et les paramètres locaux. Des expressions plus simples, de type linéaire, pour des volumes de ponts liquides constants, permettent une implémentation plus aisée dans un code de calcul (Soulié et al.).

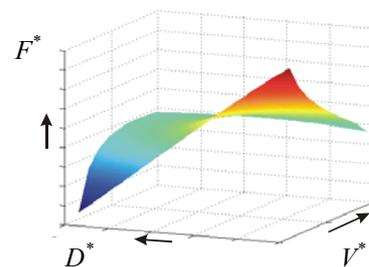


Figure 2. Forme générale de la relation $F^* = F^*(D^*, V^*)$.

4. Approche expérimentale de la cohésion par capillarité entre grains

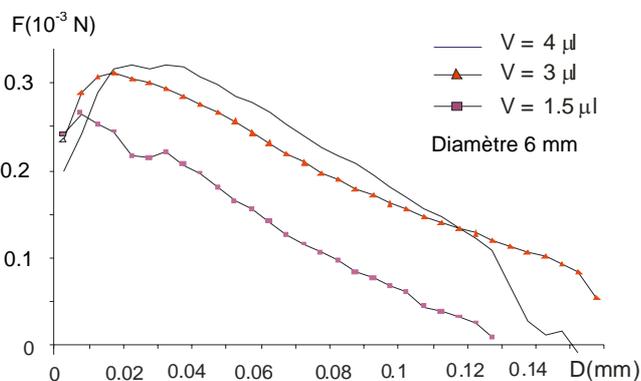


Figure 3. Détermination expérimentale de la force de cohésion par capillarité.

Afin de mieux comprendre le mécanisme de cohésion par capillarité et de confronter les résultats numériques à la réalité du phénomène, des expériences sont réalisées sur un milieu modèle. On utilise des billes en acier inoxydable de diamètre variant de 2 à 8 mm, le pont liquide est constitué d'eau distillée. L'exemple de la figure 3 montre l'évolution de la force de capillarité en fonction de la distance inter-granulaire D pour un diamètre de 6 mm et différents volumes de ponts liquides (1.5, 3 et 4 μ l). Ces courbes témoignent d'un comportement non monotone de la force capillaire en fonction de la distance entre les grains : cela peut s'expliquer notamment par un angle de mouillage non nul et non constant. Pour un volume de pont liquide, les

résultats de la figure 3 représentent une coupe à volume constant de la surface représentée figure 2. Les mesures expérimentales confirment les tendances obtenues par l'étude numérique, c'est-à-dire une diminution de la force avec la distance inter-granulaire et une dépendance du niveau global de la force avec le volume du pont liquide.

5. Conclusion

Les résultats de cette étude montrent l'intérêt d'essais expérimentaux sur matériaux modèles pour approcher des lois locales telles que la cohésion par capillarité. La confrontation entre expérience et modélisation est en cours d'extension à plusieurs volumes de ponts liquides et différents rayons de grains. D'autres développements concernant le mécanisme de rupture viendront compléter les lois ci-dessus afin d'aboutir à un modèle simple pour une implémentation dans le code de calcul.

Références

- DELAGE, P & CUI, Y. 2000 L'eau dans les sols non saturés. *Techniques de l'Ingénieur*. Traité Construction C2 C301, 1-20.
- DELENNE, J.Y., EL YOUSOUFI, M.S. & BENET, J.C. 2002 Comportement mécanique et rupture de milieux granulaires cohésifs. *C.R.A.S. Mécanique* **330**, 475-482.
- MIKAMI, T., KAMIYA, H., & HORIO, M. 1998 Numerical simulation of cohesive powder behavior in a fluidized bed. *Chemical Engineering Science* **53**, 1927-1940.
- SOULIE, F., CHERBLANC, F. & EL YOUSOUFI, M.S. 2003 Cohésion par capillarité dans l'étude du comportement mécanique de milieux granulaires. *16^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nice, 1-5 septembre 2003*.
- WILLETT, C.D., ADAMS, M.J., JOHNSON, S.A. & SEVILLE J.P.K. 2000 Capillary bridges between two spherical bodies. *Langmuir* **16**, 9396-9405.

Session 9 □

□

**BIOMECHANIQUE ET MILIEUX
BIOLOGIQUES**

Page blanche (VERSO)

Le changement de la microcirculation suite à une irritation mécanique de la peau-Le Modèle

Daniela Bauer¹, Reinhard Grebe¹, Alain Ehlacher²

¹ Université de Technologie de Compiègne, Laboratoire de Biomécanique, UMR 6600, 60529 Compiègne, ² Ecole Nationale des Ponts et Chaussées, Laboratoire d'Analyse des Matériaux et Identification, 77455 Marne la vallée Cedex 2

1 Introduction

La réaction de la peau à une égratignure par une aiguille se traduit par un changement de la compliance des vaisseaux situés à l'entrée de la microcirculation. La circulation sanguine a été décrite à l'aide de plusieurs types de modèles. Braakman et al. [1] décrivent la circulation musculaire par un modèle discret. Huyghe et al. [2] proposent de modéliser la circulation sanguine à l'aide de milieux poreux. Vankan et al. [3] décrivent la microcirculation d'un muscle comme un ensemble de milieux poreux qui échangent du sang entre eux. Ils distinguent cinq compartiments différents où chacun d'entre eux représente un milieu poreux. En appliquant la loi de Darcy dans chaque compartiment, ils permettent des flux spatiaux. De plus, ils permettent des flux d'échange entre les compartiments en imposant que les flux soient dirigés du système artériel vers le système veineux. Nous proposons ici un modèle inspiré à la fois de celui de [1] et de [2] et [3].

2 Le Modèle

La circulation sanguine de la peau est décrite par un modèle à trois couches. Il est constitué d'une couche d'irrigation, d'une couche intermédiaire et d'une couche de drainage. Des flux hiérarchiques sont dirigés de la couche d'irrigation vers la zone intermédiaire et de celle-ci vers la couche de drainage. La première et la dernière couche sont modélisées par des milieux poreux bidimensionnels horizontaux. Les flux de la couche intermédiaire sont supposés verticaux. Le modèle permet de simuler la circulation cutanée à une échelle macroscopique (artères, microcirculation et veines) et à une échelle microscopique (artérioles, capillaires et veinules).

Le modèle est basé sur une représentation surfacique de la peau en fixant une valeur constante pour la profondeur. On regarde un élément surfacique $dS = (dx, dy)$ dans lequel se trouve le réseau de la circulation sanguine. Le flux sanguin dans cet élément se définit par la géométrie du lit vasculaire et par le gradient de pression entre le système d'irrigation et le système de drainage. En faisant le bilan de volume dans un point (x, y) (ϕ_I : volume de la couche d'irrigation, ϕ_M : volume de la couche de la microcirculation, ϕ_D : volume

de la couche de drainage) pour chaque compartiment on obtient les équations suivantes :

$$\dot{\phi}_I = -div\vec{I} - \Psi_{I \rightarrow M} \quad (1)$$

$$\dot{\phi}_M = \Psi_{I \rightarrow M} - \Psi_{M \rightarrow D} \quad (2)$$

$$\dot{\phi}_D = -div\vec{D} + \Psi_{M \rightarrow D} \quad (3)$$

où \vec{I} et \vec{D} sont les champs de flux de volume spatial dans la première et la dernière couche. $\Psi_{I \rightarrow M}$ est le flux de volume hierarchique qui présente l'échange de masse entre la couche d'irrigation et la couche de la microcirculation, $\Psi_{M \rightarrow D}$ est le flux de volume hierarchique entre la couche de la microcirculation et la couche de drainage.

Étant donné que la première et la dernière couche présentent des milieux poreux on peut décrire les champs de flux de volume spatiaux \vec{I} et \vec{D} par la loi de Darcy en utilisant des tenseurs de perméabilité. Les flux de volume hierarchiques $\Psi_{M \rightarrow I}$ et $\Psi_{M \rightarrow D}$ peuvent être décrits à l'aide des gradients de pressions entre les différentes couches. Les volumes et les pressions sont liés par une relation linéaire.

3 Conclusions

L'utilisation du modèle à deux échelles permet de comparer l'influence d'une irritation mécanique sur la microcirculation à celle sur la grande circulation. Le modèle à l'échelle macroscopique permettra de vérifier si la seule variation locale de la compliance rend compte de la modification de volume observé en son voisinage. La microcirculation étant très difficile à mesurer il nous a été nécessaire de la modéliser. Cette modélisation permettra de décrire les flux sanguins à l'échelle microscopique. L'intérêt de ce modèle est qu'il peut s'appliquer à la fois à la grande circulation (avec la possibilité d'utiliser un champs de perméabilité hétérogène et anisotrope) et à la microcirculation (champs de perméabilité homogène).

Références

- [1] Braakman R. Sipkema P. Westerhof N. A dynamic non-linear lumped parameter model for skeletal muscle circulation. *Ann. Biomed. Eng.*, 17 :593–616, 1989.
- [2] Huyghe J. Oomen C. Van Campen D. Heethaar R. Low reynolds number steady state flow through a branching network of rigid vessels : I. a mixture model. *Biorheology*, 26 :73–84, 1989.
- [3] Vankan W. Huyghe M. Janssen J. Huson A. Hacking W. Schreiner W. Finite element analysis of blood flow through biological tissue. *Int. J. Eng. Sci.*, 4 :375–385, 1997.

Transport de l'aimantation en microcirculation sanguine : résolution du problème microscopique

M. Castets, S. Lorthois (Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse,
CNRS UMR 5502) et F. Cassot (INSERM U455, Toulouse)
email : lorthois@imft.fr

L'Imagerie par Résonance Magnétique fonctionnelle (IRMf) basée sur l'effet BOLD (pour Blood Oxygen Level Dependent) est actuellement la méthode la plus utilisée pour la cartographie des fonctions cérébrales humaines et l'étude des bases neuronales de la cognition. Son principe physiologique de base est le couplage étroit existant entre l'activité neuronale et les augmentations locales associées du débit micro-vasculaire et du métabolisme énergétique.

Schématiquement, l'activité neuronale induit une augmentation locale du débit sanguin, mais l'excès d'oxygène en résultant n'est pas totalement consommé par les neurones activés. Par conséquent, la concentration sanguine relative en désoxyhémoglobine (dHb), *i.e.* hémoglobine non oxygénée, composé paramagnétique, décroît localement, ce qui réduit les distorsions de champ magnétique entre les vaisseaux sanguins et le tissu environnant, et provoque un ralentissement local du processus de relaxation transversale de l'aimantation en Résonance Magnétique (RM). Finalement, les régions cérébrales activées ou non ont des temps de relaxation transversaux T2 différents à l'échelle du volume élémentaire de mesure (voxel), ce qui permet de créer un contraste entre ces régions dans les images RM pondérées en T2.

Cependant, la relation quantitative entre l'activité neuronale et le signal RM (résultante de l'aimantation transversale dans le volume de mesure, ou voxel) est encore mal connue. Premièrement, les relations entre le métabolisme neuronal et la microcirculation cérébrale (vasodilatations - *i.e.* augmentation du diamètre des microvaisseaux - induites par l'activité neuronale, augmentation du débit, ...) font l'objet de très nombreuses études¹. Deuxièmement, les relations entre les caractéristiques biophysiques de la microcirculation et le signal MR sont mal comprises². En particulier, les hétérogénéités de l'architecture et de la rhéologie microvasculaires n'ont jamais été prises en compte dans l'étude des modifications du signal MR en réponse à une modification du débit sanguin cérébral et de la consommation d'oxygène. En effet, dans la plupart des travaux publiés³, l'évolution temporelle de l'aimantation transversale à l'échelle microscopique (*i.e.* échelle des capillaires, diamètre caractéristique $\approx 5 \mu\text{m}$) est décrite à l'aide d'une approche Lagrangienne, qui nécessite le suivi de trajectoires aléatoires de très nombreux protons pendant leur transport, dans le sang et les tissus environnants, par diffusion et convection. La complexité de cette approche, qui nécessite des temps de calculs importants, ne permet pas de considérer une distribution complexe des paramètres biophysiques lors du passage de l'échelle microscopique à l'échelle du voxel, ni même d'analyser les phénomènes physiques de base qui gouvernent le processus de relaxation transversale.

Notre objectif est donc de proposer une approche analytique alternative pour la description de l'évolution temporelle de l'aimantation à l'échelle microscopique, s'inspirant de la méthode Eulerienne développée pour la simulation des Angiographies par Résonance Magnétiques en macrocirculation⁴. A notre connaissance, une résolution complète du problème microscopique par une telle approche n'a jamais été obtenue et seuls quelques travaux ont porté sur une résolution simplifiée dans des cas asymptotiques restreints (absence de convection et longueur de diffusion faible devant le rayon des capillaires, par exemple)⁵.

¹ Lovick T. et al., *Neuroscience* 1999 92 : 47-60 ; Magistretti P. et al., *Phil Trans R Soc Lond B* 1999 354 : 1155-63 ; Vanzetta I. et al., *Science* 1999 286 : 1555-58 ; Logothetis N., *Philos Trans R Soc Lond B* 2002 357 : 1003-37.

² Hoogenraad F. et al., *Magn Reso Med* 2001 45 : 233-46.

³ Ogawa S. et al. *Biophys J* 1993 64 : 803-12 ; Boxerman J. et al, *Magn Reso Med* 1995 34 : 555-66.

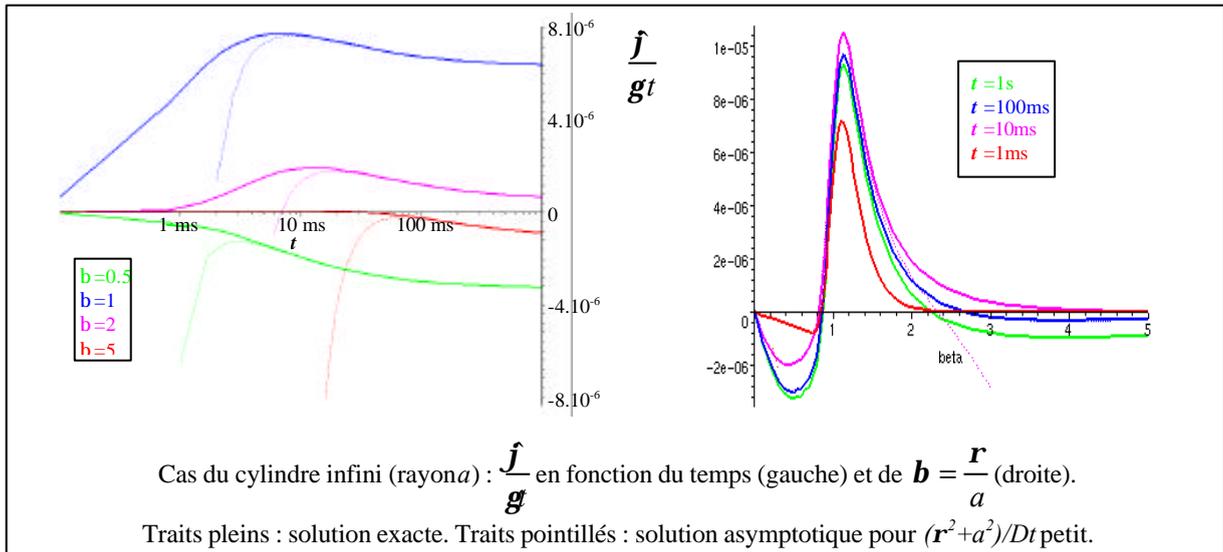
⁴ Lorthois et al. *Archives Physiol Biochem* 2002 110 (Supp Sept) p78 ; Jou L. et al., *Med Engng Phys.* 1998, 20:643-65.

⁵ Yablonsky D. et al. *Magn Reso Med* 1994 32 : 749-63 ; Kiselev V. et al., *Magn Reso Med* 1999 4 : 51-62

Les cas limites simples d'un unique globule rouge sphérique et d'un capillaire cylindrique infini de susceptibilité magnétique (c_{int}) uniforme (et dépendant de la concentration en dHb) dans un milieu infini de susceptibilité constante (c_{out}) ont été considérés pour le calcul des inhomogénéités de champ magnétique (\tilde{B}), qui présentent une discontinuité à la surface du cylindre ou de la sphère. Les équations de Bloch-Torrey en formulation Eulerienne (prenant en compte la précession et la relaxation des spins, la diffusion et la convection) ont tout d'abord été simplifiées par moyennage temporel sur la période de précession des spins autour du champ statique (B_0), puis par des arguments dimensionnels. En particulier, dans les deux cas considérés, la convection est négligeable devant la diffusion. Pour la phase (\mathbf{j}) de l'aimantation transversale par exemple, ces équations conduisent après simplification, et en posant $\mathbf{j} = -\mathbf{g} (\tilde{B} + B_0) t + \mathbf{j}$, à :

$$\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t} - D \Delta \mathbf{j} = -D \mathbf{g} t \Delta \tilde{B} \quad \text{où } \Delta \tilde{B} = \{ \Delta \tilde{B} \} + \left[\frac{\partial \tilde{B}}{\partial \mathbf{r}} \right]_{(S)} \mathbf{d}_{(S)} + [\tilde{B}]_{(S)} \frac{\partial \mathbf{d}_{(S)}}{\partial \mathbf{r}}$$

où \mathbf{g} est le rapport gyromagnétique des protons, $\mathbf{d}_{(S)}$ et $[\]_{(S)}$ sont respectivement la distribution surfacique de Dirac et le saut à la surface (S) du cylindre ou de la sphère, et $\{ \Delta \tilde{B} \}$ est le laplacien dans les régions régulières, toujours nul (*i.e.* quelle que soit la géométrie considérée) d'après les équations de Maxwell. Cette équation de diffusion en espace infini et avec les conditions aux limites ($\mathbf{j} = 0$) a été résolue analytiquement par la méthode des fonctions de Green.



En particulier, l'expression analytique d'un champ inhomogène équivalent aux temps longs, dû à la diffusion des protons, a été obtenue. Notons que les déphasages importants observés à l'interface (S) provoquent une perte importante du signal MR (résultante spatiale de l'aimantation).

Concernant le module de l'aimantation transversale, nous avons montré que la solution est somme de deux termes : la solution triviale sans inhomogénéité de champ plus une contribution du saut de susceptibilité sur la surface (S), qui est significative et n'avait jamais été isolée précédemment.

A plus long terme, la solution complète du problème microscopique pourra être utilisée dans un modèle de réseau réaliste de la microcirculation. Un tel modèle pourrait alors permettre le calcul du signal MR généré par un réseau complet, dans lequel les paramètres hémodynamiques auront été calculés auparavant⁶.

⁶ Pries A. et al., *Circulation Research* 1990 67 : 826-34 ; Secomb T. et al. , *Am J Physiol* 1994 ; 267 : H1214-21.

Sur un modèle macroscopique de transport lors de la croissance d'un tissu biologique

Xavier Cleis¹, Jean Garnier¹, Didier Lasseux¹, Azita Ahmadi¹ et P. Neitzel²

¹ LEPT-ENSAM (UMR 8508)

Esplanade des Arts et Métiers

33405 TALENCE CEDEX

lasseux@lept-ensam.u-bordeaux.fr

² School of Mechanical Engineering

Georgia Institute of Technology

ATLANTA, GA 30332-0405 USA

Résumé

Nous nous intéressons dans ce travail à la modélisation macroscopique du transport de nutriment (et de produit du métabolisme) lors de la culture de tissus biologiques (cartilage) *in vitro*. Pour ce faire, nous utilisons deux approches. La première est basée sur un modèle macroscopique simplifié diphasique avec transport diffusif et réaction existant dans la littérature et pour lequel nous avons mis en place une technique numérique qui permet d'estimer la diffusivité effective du système. La seconde approche, qui tend à compléter la première, repose sur un modèle à trois phases avec advection-diffusion et réaction. Nous proposons une mise à l'échelle de ce modèle permettant d'obtenir un modèle macroscopique à une équation et le problème de fermeture associé pour estimer le coefficient de transport effectif.

1. Introduction

La culture de cartilage *in vitro* est devenu un enjeu majeur dans le domaine des bio-technologies. Typiquement, cette culture est conduite dans un réacteur dans lequel est placé un support de culture (un matelas de fibres polymère biodégradable) un liquide contenant les cellules permettant d'initier la culture (chondrocytes), les nutriments permettant la croissance cellulaire et les produits métaboliques. L'objectif de ce travail est de proposer une méthode d'estimation des coefficients de transports macroscopiques au sein du tissu en croissance et ce à l'aide de deux modèles. Le premier consiste à considérer le système comme étant composé de deux phases : l'une constituée des amas de cellules (γ), l'autre étant la phase fluide (β) (la phase solide des fibres est négligée). Pour ce modèle on retient un mode de transport des nutriments (et des produits) par diffusion pure avec réaction liée au métabolisme cellulaire. Le second modèle complète le précédent en considérant un transport par advection et diffusion (toujours avec réaction) et prend explicitement en compte la phase solide (α).

2. Modèle diffusif à deux phases

Le premier modèle est un modèle de diffusion-réaction disponible dans la littérature (Ochoa et al., 1986 ; Galban and Locke, 1999) dont la forme macroscopique à une équation (pour le nutriment) est donnée par :

$$(\varepsilon_\beta + \varepsilon_\gamma K_{eq}) \frac{\partial \{C\}}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{D}_{eff} \cdot \nabla \{C\}) - k_m \varepsilon_\gamma K_{eq} \{C\} \quad (1)$$

dans lequel \mathbf{D}_{eff} est le tenseur de diffusivité effective qui s'exprime par :

$$\mathbf{D}_{eff} = (D_\gamma \varepsilon_\gamma K_{eq} + D_\beta \varepsilon_\beta) \mathbf{I} + D_\gamma \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\gamma}} \mathbf{n}_{\gamma\beta} \mathbf{b}_\gamma dA + D_\beta \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\gamma}} \mathbf{n}_{\beta\gamma} \mathbf{b}_\beta dA \quad (2)$$

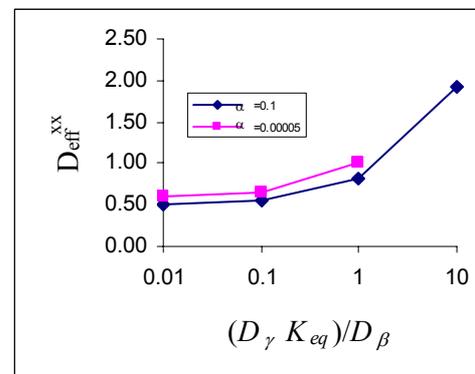


Fig. 1 Exemple de résultat sur le terme diagonal selon x de la diffusivité effective.

Ici, $\{C\}$ est la concentration moyenne en nutriment dans le système, D_γ et D_β sont les coefficients de diffusion associés à chacune des phases, K_{eq} est le coefficient de partition à l'équilibre, ε_γ et ε_β sont les fractions volumiques des phases correspondantes et k_m est le taux de réaction métabolique. Les variables \mathbf{b}_γ et \mathbf{b}_β sont obtenues en résolvant le problème de fermeture associé. Un algorithme de résolution 3D aux volumes finis de ce problème a été mis en place et un exemple de solution est présenté sur la figure 1.

3 Modèle d'advection-diffusion-réaction

Dans cette partie du travail, le système d'équations microscopiques est donné par :

$$\frac{\partial C_{A\gamma}}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{D}_{A\gamma} \cdot \nabla C_{A\gamma}) - k_A C_{A\gamma} \quad \text{dans } V_\gamma \quad (3)$$

$$\text{C.L. 1} \quad -\mathbf{n}_{\alpha\gamma} \cdot \mathbf{D}_{A\gamma} \cdot \nabla C_{A\gamma} = 0 \quad \text{sur } A_{\alpha\gamma} \quad (4)$$

$$\frac{\partial C_{A\beta}}{\partial t} = \nabla \cdot (D_{A\beta} \nabla C_{A\beta}) - \nabla \cdot (C_{A\beta} \mathbf{v}_\beta) \quad \text{dans } V_\beta \quad (5)$$

$$\text{C.L. 2} \quad -\mathbf{n}_{\alpha\beta} \cdot D_{A\beta} \cdot \nabla C_{A\beta} = 0 \quad \text{sur } A_{\alpha\beta} \quad (6)$$

$$\text{C.L. 3} \quad -\mathbf{n}_{\beta\gamma} \cdot D_{A\beta} \nabla C_{A\beta} = -\mathbf{n}_{\beta\gamma} \cdot \mathbf{D}_{A\gamma} \cdot \nabla C_{A\gamma} \quad \text{sur } A_{\beta\gamma} \quad (7)$$

$$\text{C.L. 4} \quad -\mathbf{n}_{\gamma\beta} \cdot \mathbf{D}_{A\gamma} \cdot \nabla C_{A\gamma} = \alpha_A (C_{A\gamma} - K_{Aeq} C_{A\beta}) \quad \text{sur } A_{\beta\gamma} \quad (8)$$

$C_{A\kappa}$ étant la concentration en nutriment dans la phase κ . Un système similaire peut être écrit pour le produit de la réaction métabolique.

L'objectif est ici de déterminer un modèle macroscopique en appliquant une technique de changement d'échelle par prise de moyenne volumique sur ce système d'équations. Sous l'hypothèse d'équilibre massique local, on aboutit à :

$$(\varepsilon_\beta + \varepsilon_\gamma K_{eq}) \frac{\partial \{C\}}{\partial t} = \nabla \cdot (\mathbf{D}^* \cdot \nabla \{C\}) - \nabla \cdot (\varepsilon_\beta \langle \mathbf{v}_\beta \rangle^\beta \{C\}) - k_A \varepsilon_\gamma K_{eq} \{C\} \quad (9)$$

modèle dans lequel le tenseur de dispersion est donné par :

$$\mathbf{D}^* = \mathbf{D}_{A\gamma} \varepsilon_\gamma K_{eq} + D_\beta \varepsilon_\beta \mathbf{I} + \mathbf{D}_{A\gamma} \cdot \left(\frac{1}{V} \int_{A_{\alpha\gamma}} \mathbf{n}_{\gamma\alpha} \mathbf{b}_\gamma dA + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\gamma}} \mathbf{n}_{\gamma\beta} \mathbf{b}_\gamma dA \right) + D_\beta \left(\frac{1}{V} \int_{A_{\alpha\beta}} \mathbf{n}_{\beta\alpha} \mathbf{b}_\beta dA + \frac{1}{V} \int_{A_{\beta\gamma}} \mathbf{n}_{\beta\gamma} \mathbf{b}_\beta dA \right) - \langle \mathbf{b}_\beta \tilde{\mathbf{v}}_\beta \rangle \quad (10)$$

Comme pour le modèle précédent, \mathbf{b}_γ et \mathbf{b}_β sont des variables décrites par un problème de fermeture.

4. Conclusions et perspectives

Deux modèles ont été considérés pour décrire le mécanisme de transport/réaction lors de la culture de cartilage in vitro. Pour le premier modèle, diphasique, dans lequel le transport est purement diffusif, un outil numérique a été mis en place permettant d'estimer la diffusivité effective. Le second modèle, triphasique, pour lequel le transport est diffusif et advectif a fait l'objet d'un changement d'échelle permettant d'aboutir à un modèle macroscopique et à l'expression du tenseur de dispersion. Des calculs numériques sont nécessaires pour estimer \mathbf{D}^* dans ce dernier cas.

Références

- GALBAN, C.J. and LOCKE, B.R., 1999, Effects of spatial variation of cells and nutrient and product concentrations coupled with product inhibition on cell growth in a polymer scaffold, *Biotechnology and Bioengineering*, **64**(6), 633-643.
- OCHOA, J.A., STROEVE, P. and WHITAKER, S., 1986, Diffusion and reaction in cellular media, *Chem. Engng. Sci.*, **41**(12), 2999-2013.

Sensibilité aux conditions limites fluide d'un modèle éléments finis poroélastique du segment vertébral lombaire

A. Pédrone¹, J. Briot¹, D. Ambard¹, J. Sales de Gauzy^{1, 2}, A. Sévely^{1,3}, P. Swider¹
¹Laboratoire de Biomécanique Toulouse 3, ²Hôpital des Enfants-Orthopédie Pédiatrique,
³CHU Purpan - Radiologie, Toulouse, France

1- Introduction

Les sollicitations mécaniques subies par les disques intervertébraux du rachis sont liées aux activités quotidiennes, mais peuvent également provenir d'un déséquilibre rachidien comme la scoliose. Ces sollicitations entraînent des migrations du fluide entre l'intérieur et l'extérieur du disque. La modélisation poroélastique (milieu solide poreux saturé par un fluide) permet de prendre en compte ces mouvements de fluide. Dans le cadre de cette étude, un modèle éléments finis poroélastique tridimensionnel d'un segment vertébral lombaire est construit à partir d'images IRM du rachis d'un enfant. Cependant, le comportement mécanique est sensible aux différents paramètres souvent difficiles à déterminer *in vivo* tels que : géométrie, propriétés mécaniques, conditions aux limites.

2- Objectifs

L'objectif principal de ce travail est d'évaluer la sensibilité du modèle éléments finis poroélastique aux conditions aux limites sur le fluide. En effet, la migration du fluide de l'intérieur vers l'extérieur du disque est mal connue et dans la littérature, les conditions d'étanchéité ou de perméabilité varient suivant les auteurs. Certains auteurs supposent que le fluide migre à travers les plateaux vertébraux (très peu perméable) vers l'os trabéculaire (perméable) du corps vertébral, alors que d'autres estiment que le fluide traverse la paroi extérieure de l'annulus (anneau extérieur du disque intervertébral, la partie interne : nucléus est constitué essentiellement de fluide biologique).

3- Matériel et méthodes

La géométrie du segment vertébral est issue d'une détection de contours à partir d'images IRM du rachis sain d'un enfant de 12 ans et le calcul éléments finis est effectué dans le module "soil mechanics" du logiciel Marc (Msc Software®). Les propriétés mécaniques (rigidité, porosité, perméabilité) des différents constituants du segment vertébral sont établies à partir des valeurs de la littérature. Plusieurs calculs éléments finis sous chargement transitoire en compression sont réalisés en imposant des conditions aux limites différentes pour le fluide : paroi externe de l'annulus étanche ou perméable, plateaux vertébraux étanches, perméables ou partiellement perméables.

4- Résultats

La variation des conditions aux limites appliquées sur le fluide a une influence sur l'évolution temporelle de la raideur d'ensemble du disque (voir figure 1). Au temps initial, une force axiale compressive de 700N entraîne le même déplacement pour tous les modèles. Par contre, pour un segment vertébral aux parois totalement étanches, ce déplacement reste quasiment constant dans le temps alors qu'il continue à augmenter pour des parois perméables, cette dernière réponse viscoélastique variant suivant les conditions aux limites utilisées.

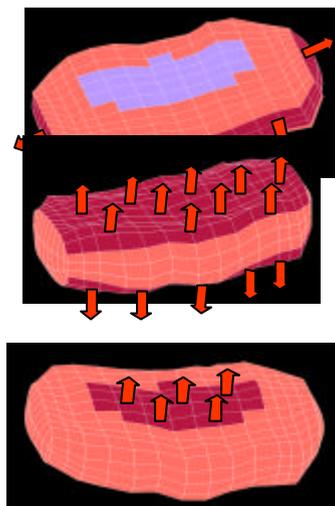
5- Discussion

Les conditions aux limites imposées sur le fluide ont une influence sur le comportement du modèle éléments finis puisque la raideur diminue au cours du temps lorsque le fluide peut s'échapper du segment vertébral et ces conditions sont difficiles à déterminer in-vivo. Le modèle est également sensible aux propriétés mécaniques des composants du disque.

6- Conclusion

La migration du fluide contenu dans le disque est un facteur d'analyse du comportement temporel (réponse viscoélastique) du disque intervertébral. Pour obtenir un modèle prédictif fiable du comportement du disque intervertébral sain et pathologique, il faut approfondir les connaissances sur la migration du fluide (direction du flux et volume de fluide échangé). Pour cela, il paraît important de caractériser expérimentalement les perméabilités des différents tissus du segment vertébral (annulus, plateaux vertébraux). Des expérimentations sont actuellement en cours au laboratoire.

Le développement d'un modèle biomécanique fiable de disque intervertébral permet d'aider au diagnostic pour le chirurgien (cas de la scoliose par exemple) mais également au développement de prothèses chez l'adulte.



1 - Disque étanche

2 - Extérieur annulus perméable

3 - Extérieur nucléus perméable

4 - Plateau vertébral perméable

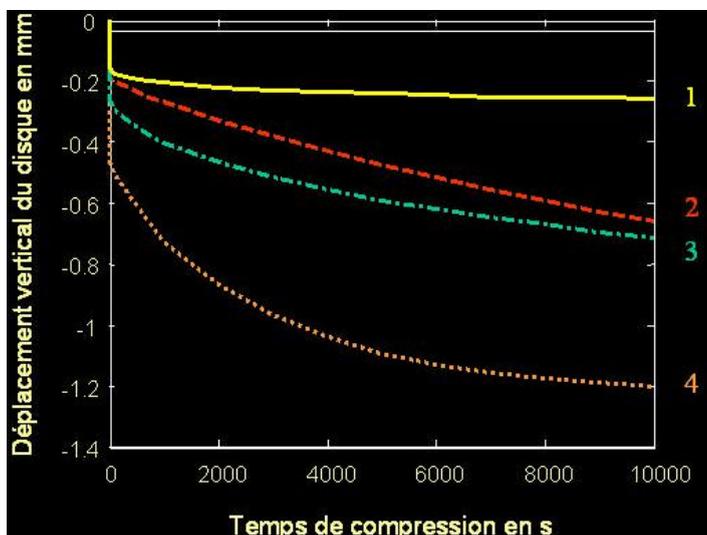


Figure 1 - Réponse transitoire du segment en compression (effort constant: 700 N)

Tomographie haute résolution de réseaux vasculaires

Franck Plouraboué¹, Peter Cloetens², Caroline Fonta³, Alexandre Steyer⁴, Frédéric Lauwers⁵
& Jean-Pierre Marc-Vergnes⁵.

¹ IMFT UMR 5502 / UPS, Allées du Pr. C. Soula 31400 Toulouse, France.

² ESRF, BP 220, F-38043 Grenoble Cedex France.

³ CERCO UMR 5549, 133 route de Narbonne 31062 Toulouse France.

⁴ Université de Paris I 75005 France.

⁵ IFR96, I.S.C.T., U455 Service de Neurologie CHU Purpan, 31059 Toulouse Cedex 2 France.

9 octobre 2003

La connaissance des organisations vasculaires est un enjeu important pour la physiologie moderne [7] pour lequel l'analyse quantitative des structures est une étape majeure. En effet, il existe un intérêt croissant pour l'obtention d'images hautes résolution de structures vasculaires dans différents contextes médicaux [9]. De nouvelles techniques d'imagerie comme la microscopie bi-photonique ouvrent des opportunités importantes pour l'imagerie *in-vivo* de signaux physiologiquement fonctionnalisés. Cependant il y a peu d'alternative aux méthodes classiques telles que la microscopie électronique (SEM) [1] ou la microscopie optique confocale [5] pour une étude systématique morphométrique *in-situ* à l'échelle du micromètre. Ces méthodes, aussi précises soient-elles, sont limitées par une profondeur de champ de quelques centaines de microns, parce que le signal s'atténue lors de sa propagation dans le tissu biologique. Ainsi, toute analyse au microscope nécessite la préparation de coupes qui peuvent bien entendu détruire une partie des tissus et des structures sous-jacentes. Ainsi, il est intéressant de trouver des méthodes alternatives de préparation et d'imagerie pour préserver et imager des structures vasculaires sur des volumes supérieurs à la centaine de microns. Les nouvelles générations de rayonnements X, comme la tomographie calculée (computed tomography) permettent aujourd'hui d'atteindre des résolutions de l'ordre du dixième de millimètres. Ils ouvrent de nouvelles perspectives pour des études structurales [2, 8]. Les plus récentes sources de rayonnements synchrotrons permettent quant-à-elles d'atteindre des résolutions de l'ordre du micron. Elles ont, par exemple, été utilisées afin d'imager la structure trabéculaire d'os humains [4]. Dans le contexte vasculaire, des images *in-vivo* ont déjà été obtenues pour la mesure du débit local de cerveaux de rats avec une résolution de l'ordre de 50 microns [3]. Cette résolution reste grossière vis-à-vis de la taille des plus petits capillaires qui présentent des diamètres de l'ordre de quelques microns. C'est pourquoi une résolution de l'ordre du micron est nécessaire à l'analyse des structures micro-vasculaires. Comme récemment discuté par Loo [6], il reste beaucoup à faire dans la préparation d'échantillons pour le domaine des rayons X, en comparaison avec celui de la microscopie optique. La préparation doit en particulier être spécifique du tissu étudié.

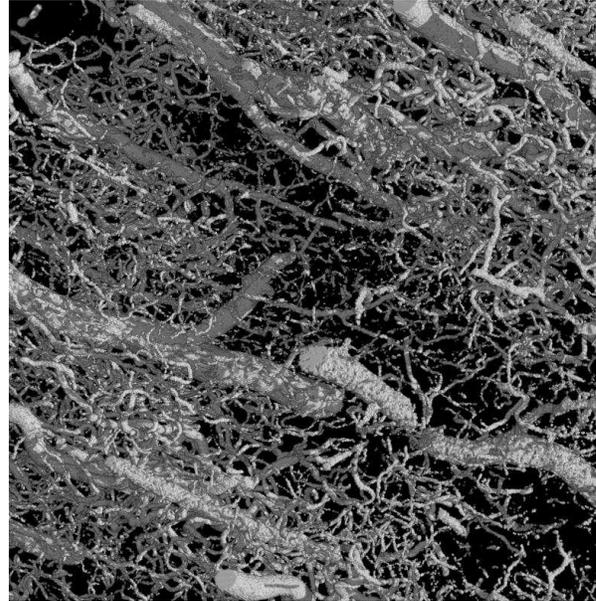
Cette présentation aborde la préparation d'échantillons biologiques pour l'imagerie haute résolution de réseaux vasculaires par tomographie synchrotron.

Dans une première partie, les différentes étapes de la préparation seront détaillées : dissection, injection, fixation, déshydratation, et encapsulation. La phase d'injection qui est associée à la mise en place du produit de contraste est particulièrement importante, de même que la composition du produit injecté. Des mesures préalables de viscosité du produit injecté montrent un caractère fortement non-Newtonien qu'il est important de quantifier afin de mieux adapter les niveaux de pression associés au débit d'injection. Différents produits de contraste comme le Fer et le Baryum ont été injectés. Les autres étapes de la préparation présentent des spécificités qui seront discutées.

Dans une seconde partie, les expériences d'imagerie synchrotron seront présentées. L'imagerie par tomographie synchrotron, permet deux types de mesures. D'une part des mesures d'absorption associées à la cartographie de l'amplitude de photon absorbés dans l'échantillon biologique, et d'autre part les mesures de phase associées au déphasage de l'onde plane. Ces dernières mesures sont possibles grâce

à la forte cohérence des photons produits dans les synchrotrons. Nous avons travaillé avec des ondes monochromatiques choisies à une énergie de 12, 15 ou 20 keV.

Quelques unes des images obtenues sont représentées ci-dessous en rendu volumique. Ces deux images représentent le réseau vasculaire de la substance grise du cortex d'un rat de laboratoire injecté avec une solution de Sulfate de Baryum. L'échelle de l'image est d'environ 700 microns cubes, avec une résolution du voxel de l'ordre de $1.4\mu\text{m}$ cube. On aperçoit sur ces images l'orientation préférentielle des gros vaisseaux dans une direction localement orthogonale à la surface du cortex.



Références

- [1] B. Minnich, H. Leeb, E. W. N. Bernroider, and A. Lametschwandtner. Three-dimensional morphometry in scanning electron microscopy : a technique for accurate dimensional and angular measurements of microstructures using stereopaired digitized images and digital image analysis. *J. Microscopy*, 195(1) :23–33, 1999.
- [2] Elliot J. C., Anderson P., and Davis G. R. Computed tomography, ii. the practical use of a single source and detector. *J. Microsc.*, 126 :11–19, 1994.
- [3] H. Elleaume, A. M. Charvet, S. Corde, F. Estève F., and J. F. Le Bas. Performance of computed tomography for contrast agent concentration measurements with monochromatic x-ray beams : comparison of k-edge versus temporal subtraction. *Phys. Med. Biol.*, 2002.
- [4] Peyrin F., Salome M., Nuzzo S., Cloetens P., Laval jeantet A. M., and Baruchel J. Perspectives in three-dimensional analysis of bone samples using synchrotron radiation microtomography. *Cellular and molecular biology*, 46(6) :1089 – 1102, 2000.
- [5] F. Cassot, P. Paulin-Laurens, F. Plouraboué, and H. Duvernoy and J.P. Marc-Vergnes. Morphometric study of a human microvascular network. *Journal of Cerebral Blood Flow and Metabolism*, S708 :21, 1999.
- [6] B. W. Loo, I. M. Sauerwald, A. P. Hitchcock, and S. S. Rothman. A new sample preparation method for biological soft x-ray microscopy : nitrogen-based contrast and radiation tolerance properties of glycol methacrylate-embedded and sectioned tissue. *Journal of microscopy*, 204 :69 – 86, 2001.
- [7] A.S. Popel, A.R. Pries, and D.W. Slaaf. Developments in the microcirculation physiome project. *Journal of Vascular Biology*, 36 :253–255, 1999.
- [8] A. Sasov and D. Van Dyck. Desktop x-ray microscopy and microtomography. *Journal of microscopy*, 191 :151 – 158, 2002.
- [9] Ralph Weissleder and Umar Mahmood. Molecular imaging. *Radiology*, 218(1) :316–333, 2001.

Session 10 □

□

TRANSFERTS □
ENVIRONNEMENTAUX

Page blanche (VERSO)

ÉCOULEMENT, TRANSPORT ET REACTIONS GEOCHIMIQUES COUPLES DANS LES MILIEUX POREUX SALIFERES (Modèles et applications)

Rachida BOUHLILA (bouhlila.rachida@enit.rnu.tn)

*Lab. de Modélisation en Hydraulique et Environnement 1
ENIT – BP. 37 – Le Belvédère, 1002, Tunis*

Résumé

Ce travail porte sur la modélisation mathématique et numérique des écoulements, du transport de solutés et des réactions géochimiques couplés dans les milieux poreux et particulièrement sur les transferts de sels et de saumures dans les milieux où les concentrations et leurs variations sont notables.

Dans cet objectif de modélisation, trois aspects fondamentaux ont retenu notre attention : Les écoulements densitaires et les transferts de solutés en liaison avec les concentrations élevées et variables, les réactions géochimiques entre les sels et les saumures et l'interaction entre ces deux processus et son impact sur les propriétés hydrodynamiques de l'espace poral.

Par rapport au premier aspect, une synthèse bibliographique sur l'écoulement et le transport couplés dans les milieux poreux, nous a permis de formuler le modèle mathématique qui décrit ces phénomènes dans les milieux poreux saturés et non saturés. Les équations y sont non linéaires et fortement couplées. Afin de les résoudre, nous avons développé une procédure aux éléments finis avec une méthode spécifique de pondération des termes de gravité afin de calculer les vitesses de Darcy et de rendre compte correctement de la recirculation densitaire. Le problème de Rayleigh nous a servi de base pour une étude comparative des différents schémas numériques. Le problème de Henry, ou du biseau salé et celui de la recirculation densitaire dans une nappe qui surplombe un dôme de sels, ont été aussi simulés et vérifiés par rapport aux résultats d'autres modèles de la bibliographie.

Le deuxième aspect porte sur les phénomènes géochimiques. Dans le cas des saumures, c'est le modèle d'interactions ioniques spécifiques de Pitzer qui permet de calculer les activités chimiques des ions et du solvant ainsi que la densité de la

solution. Les réactions de dissolution-précipitation des sels évaporitiques sont contrôlées par la diffusion et sont de ce fait représentées par des cinétiques d'ordre 1. Le modèle géochimique que nous avons développé intègre ces concepts et permet de calculer les quantités des différents sels évaporitiques pouvant précipiter ou se dissoudre dans une solution lorsque son équilibre est déplacé, par évaporation ou du fait du mélange avec d'autres eaux. Pour la validation de ce modèle, nous avons simulé l'évaporation de l'eau de mer et celle de Sebkhath El Adhibate du sud de la Tunisie et nous avons comparé les résultats de calculs des activités, des densités de solutions et ceux des quantités des différents sels précipités avec ceux observés et calculés par d'autres modèles.

Dans la troisième partie de ce travail, nous avons intégré le module géochimique dans le module d'écoulement et de transport après avoir étendu ce dernier à plusieurs espèces en solution. Le modèle couplé ainsi réalisé, permet de simuler les écoulements, le transport des ions et les réactions de dissolution-précipitation des sels évaporitiques. Des simulations des processus de salinisation des sols suite à l'évaporation à partir de la nappe phréatique relativement salée sont présentées.

Une méthode expérimentale de mesure du tenseur complet de perméabilité

Philippe Renard

Centre d'Hydrogéologie, Université de Neuchâtel

philippe.renard@unine.ch



La conductivité hydraulique ou la perméabilité intrinsèque apparente déterminée à l'aide d'un perméamètre usuel est systématiquement biaisée si le milieu est anisotrope et si la mesure n'est pas réalisée suivant les axes principaux d'anisotropie. Ce biais peut être une source significative d'erreur dans la caractérisation d'un milieu poreux.

On montre analytiquement et numériquement qu'il est possible de déterminer le tenseur complet de perméabilité d'un échantillon en mesurant le vecteur vitesse moyen de filtration à travers un échantillon ainsi que le vecteur gradient hydraulique moyen pendant des expériences d'écoulement en régime permanent. Le calcul des vecteurs moyens (vitesse et gradient) à l'intérieur de l'échantillon est rendu possible grâce à une intégration par partie et la transformation des moyennes spatiales en intégrales surfaciques. Le tenseur complet est finalement obtenu par une procédure de moindres carrés sur la base d'une série d'expériences ayant des directions d'écoulement et des intensités de gradient différentes.

Un prototype de perméamètre tensoriel a été construit pour tester cette approche. Les résultats expérimentaux sont décevants par rapport aux résultats numériques. La méthode semble être capable de déterminer correctement les directions principales d'anisotropie, mais les valeurs absolues des valeurs principales sont incorrectes. Ce problème a été analysé et semble provenir d'une part d'un manque de précision des

mesures de charge et, ce qui est plus inquiétant, d'un problème de mauvais conditionnement du problème matriciel sous-jacent dès lors que le milieu est anisotrope.

Bien que ces difficultés n'aient pas encore été surmontées, l'intérêt majeur de cette technique par rapport aux techniques existantes est qu'aucune hypothèse n'est requise a priori en ce qui concerne les directions principales d'anisotropie. De plus, la méthode ne nécessite pas un équipement très sophistiqué.

Ph. Renard, A. Genty, F. Stauffer, 2001, Laboratory determination of the full permeability tensor *Journal of Geophysical Research* 106(B11): 26443-26452

A 3D FINITE ELEMENT MODEL FOR SEAWATER INTRUSION IN COASTAL AQUIFERS

Abdelkrim AHARMOUCH and Abdelkader LARABI
larabi@emi.ac.ma

LIMEN, Ecole Mohammadia D'Ingenieurs, Université Mohammed V- Agdal (Rabat, Morocco)
B.P.765- Agdal- Rabat- Morocco

EXTENDED ABSTRACT

Solving seawater intrusion in coastal aquifers in the context of a sharp interface approach is not usually appropriate, in particular when the transition zone cannot be neglected due to the dispersion phenomenon.

In this work we present a 3D-finite element (hexahedral) model based on the variable density flow approach. The Galerkin technique is used for the spatial discretization whereas a λ -weighted finite difference is used for time discretization ($\lambda = 0.5$, Crank-Nicolson; $\lambda = 1$, backward Euler). The mathematical model is made of a set of nonlinear coupled partial differential equations of *flow* and solute transport, to be solved for pressure/hydraulic head and mass fraction/concentration of the solute component.

When solving numerically seawater intrusion in coastal aquifers with density dependent flow and transport problem, two difficulties can rise: coupling that requires simultaneous solution of both PDE's equations and the nonlinearity of the flow and transport equations. To overcome the first difficulty, the flow equation is solved in first step and thereafter is coupled to the transport equation by using the velocity field computed from the previous flow equation. For the second difficulty, two linearization schemes were used: Picard method to solve the flow equation and Newton method for the transport one which ensures fastness and robustness for the converging solution procedure. We used the Preconditioned Conjugate Gradients method (PCG) for solving the symmetric finite element equation system generated by the Picard linearization of the discretized flow equation; and the Preconditioned Bi-Conjugate Gradients STABILized method (Bi-CGSTAB-P) for solving the non-symmetric system resulted from the Newton linearization of the transport equation. Both solvers are based on the incomplete factorization preconditioned method (IF). For transient simulations, the time stepping is dynamically adjusted depending on the convergence behaviour of the nonlinear iteration scheme, especially when solving the transport equation. For this purpose, we have adopted the same procedure described by Paniconi and Putti (1994). The convergence is achieved when the relative errors concerning equivalent freshwater head, h , and mass fraction, c , are respectively less than specified tolerances tol_h and tol_c .

For the velocity field we consider two situations: a) constant velocity over every element and calculated at its centre as it has been achieved by Frind (1982). In this case the velocity is discontinuous across element interfaces; b) velocity is expressed at every point as a linear combination of the nodal velocities computed following the Yeh's approach (1981), providing the nodal velocities through the solution of a certain linear system of equations. In this case the velocity is continuous across the element interfaces.

In order to verify the efficiency of the proposed model, three well known benchmark problems in the literature have been simulated and the results have been compared:

1. **The Henry's problem.** This test (Henry, 1964) deals with the advance of a salt water front in a uniform isotropic aquifer limited at the top and the bottom by impermeable boundaries recharged at one side by a constant freshwater influx, and faced the sea on the other side with hydrostatic pressure distribution. For the mass fraction conditions, the influx side is at $c = 0$, the top part of the sea side is treated in a manner to permit convective mass transport out of the system (outflow face) and the remained part of the

seaside is at $c=1$. Two steady state runs were performed using constant dispersion coefficient and velocity dependent one, for the two methods of calculating velocity. For the discontinuous method the convergence is achieved in few iterations whereas it fails for the continuous one. However, the convergence is conducted in more iterations when using a constant coefficient relaxation method (Ababou, 1988). The results show good agreement with the analytical ones those of Frind (1982).

2. **The Elder's problem.** This case serves as an example of free convection phenomenon originally used for numerical analysis of thermally driven convection. After adaptation, this test benchmark is used to verify the accuracy of a model in representing fluid flow purely driven by density differences. The large density contrast (1.2 to 1) constitutes a strong test for coupled flow problems. The domain is represented by a rectangular box with a source of solute at the top taken as a specified concentration boundary ($c = 1$), whereas the bottom is maintained at zero concentration ($c = 0$). For the flow conditions, zero value of equivalent freshwater head is attributed to the upper corners. Several authors studied this case, among others, Voss and Souza (1987), Oldenburg and Pruess (1995) and Kolditz *et al.*(1998). We performed a grid resolution study which denoted the importance of the Peclet number on the solution of the Elder problem. Good agreement is found between our results and those of Kolditz *et al.*(1998) obtained from FEFLOW and ROCKFLOW simulators, especially for refined grids.
3. **The salt dome (HYDROCOIN level 1, case 5).** This test is used to model variable density groundwater over a salt dome. The boundary conditions are: the hydraulic head varies linearly on the top of the aquifer whereas the other sides are impervious. The mass fraction ($c = 0$) on the top at the inflow part while the central base of the aquifer is at $c = 1$. For this problem, Herbert *et al.*(1988) presented a steady state solution based on the parameter stepping technique. We used a long term transient simulation to attain a dynamic equilibrium (about 200 years). 2 runs were performed with discontinuous and continuous velocity field. The discontinuous method shows good agreement between our results and those of Kolditz *et al.*(1998) ($\alpha_L = 20$ m, $\alpha_T = 2$ m). Differences are noted with the solution of Oldenburg and Pruess (1994). However, the results obtained with the continuous velocity method seem to be comparable with the latter solution.

References

- Ababou, R. L. Gelhar, & D. Mclaughlin, Three-dimensional flow in random porous media, 2 vol. *Rep.* 318, Ralph M Parsons Lab., Mass. Inst. of Technol., Cambridge, 1988.
- Elder, J. W., Transient convection in a porous medium. *J. Fluid Mech.*, **27** (1967) 609-23
- Frind, E. O., Simulation of long-term transient density-dependent transport in groundwater. *Adv. Water Resour.*, **5**(1982) 73-88
- Henry, H. R., Effects of dispersion on salt encroachment in coastal aquifers, Sea water in Coastal Aquifers, *U.S. Geol. Surv. Water Supply pap.*, 1613-C (1964) 70-84
- Herbert, A. W., Jackson C. P. & Lever, D. A., Coupled groundwater flow and solute transport with fluid density strongly dependent upon concentration. *Water Resour. Res.*, **24**(1988) 1781-95
- Kolditz, O., Rainer, R., Diersh, H-J. G., & Zielke, W., Coupled groundwater flow and transport: 1. Verification of variable density flow and transport models. *Adv. Water Resour.*, **21**(1998) 27-46.
- Oldenburg C. M. & Pruess K., Dispersive transport dynamics in a strongly coupled groundwater-brine flow system. *Water Resour. Res.*, **31**(1995), 289-302.
- Paniconi, C. & Putti, M., A comparison of Picard and Newton iteration in the numerical solution of multi-dimensional variably saturated flow problems. *Water Resour. Res.* **30**(12) (1994), 3357-74.
- Swedish Nuclear Power Inspectorate, HYDROCOIN — an international project for studying groundwater hydrology modeling strategies, Level 1 Final report Stockholm, 1986
- Voss, C. I & Souza W. R., Variable density flow and solute transport simulation of regional aquifers containing a narrow freshwater-saltwater transition zone. *Water Resour. Res.* **23** (1987) 1851-66
- Yeh, G. T., On the computation of Darcian velocity and mass balance in the finite element modeling of groundwater flow, *Water Resour. Res.*, **17** (1981), 1529-1534

Caractérisation en aquifère poreux de zones sources de pollution par DNAPL à l'aide de traceurs bisolubles

M. Bohy, O. Razakarisoa, G. Schäfer, P. Muntzer, L. Dridi

IMFS/IFARE (UMR 7507 ULP-CNRS)
23 rue du Loess – BP 20, 67037 Strasbourg Cedex
bohy@imfs.u-strasbg.fr; olivier@imfs.u-strasbg.fr; schafer@imfs.u-strasbg.fr

Résumé

Les solvants chlorés (DNAPL : Dense Non Aqueous Phase Liquids), peuvent agir comme des sources de contamination à long terme dans un système aquifère. Il est difficile d'identifier des sources de solvants chlorés en raison de leur forte densité, impliquant leur migration sous le toit de la nappe et le long de chemins qui peuvent être différents de ceux qu'emprunte l'eau. Le point faible des méthodes actuelles de repérage des polluants (méthodes géophysiques, analyse des gaz du sol, échantillons de sol, prélèvement d'eau dans des puits...) est qu'elles fournissent des données ponctuelles et que la probabilité de prendre un prélèvement dans une zone source reste très faible. D'autre part, la grande hétérogénéité des sites nécessiterait des coûts trop élevés pour réaliser une cartographie de la pollution à l'aide de ces multiples points de mesure.

Une « nouvelle » méthode de caractérisation des zones sources est le test de traçage PITT (Partitioning Interwell Tracer Test), adaptation et extension de plusieurs méthodes existantes relevant de l'hydrogéologie et de l'ingénierie pétrolière, qui consiste à injecter des traceurs devant permettre de détecter et de caractériser la distribution d'une contamination par DNAPL dans les environnements souterrains (Jin et al, 1995). Son principal avantage est que le volume pris en compte pour déterminer la saturation en DNAPL est beaucoup plus grand que celui qui est considéré dans les échantillons de sol ou les mesures géophysiques.

La technique du PITT de localisation d'une zone source à l'aide d'un traceur bisoluble permet d'estimer le volume de polluant en place dans l'aquifère, de déterminer les procédés à mettre en œuvre pour la décontamination du site ainsi que d'évaluer l'efficacité de celle-ci. Un tel traçage implique en général la mise en place dans le milieu poreux d'un flux entre des puits d'injection et de pompage, la pollution se situant entre les puits. Des traceurs bisolubles (réactifs) et parfaits (idéaux) sont émis simultanément dans le puits d'injection puis leurs concentrations sont mesurées au puits de pompage. Le traceur réactif se partage entre la phase mobile (eau) et le polluant, solvant chloré dans notre cas et est retardé par rapport au traceur idéal qui est un simple marqueur restant dans la phase mobile uniquement.

L'objectif de cette étude est de vérifier l'aptitude de la technique du traceur bisoluble à localiser et quantifier une pollution par TCE à l'aide des traceurs isopropanol (traceur idéal) et 4-méthyl 2-pentanol (traceur réactif) à l'échelle du site réel, sur la base de travaux en laboratoire sur colonne de milieu poreux et sur la plate-forme expérimentale SCERES¹ et d'en définir les limites.

¹ Site Contrôlé Expérimental de recherche pour la Réhabilitation des Eaux et des Sols, bassin enterré en béton armé de dimensions 25x12x3 m, recréant un aquifère alluvial

Les travaux menés en laboratoire et sur SCERES concernant le traceur bisoluble nous ont permis de valider le choix des traceurs isopropanol et 4-méthyl 2-pentanol pour localiser et quantifier des pollutions de nappe par TCE. En effet, ces alcools ne sont pas retenus sur le milieu poreux et ont un coefficient de partage avec le TCE adapté à leur fonction de traceur idéal et réactif respectivement, l'équilibre de partage étant atteint au bout de 15 minutes en batch. Les essais menés sur colonne pour différentes configurations de pollutions indiquent que les résultats du traçage ne sont pas liés à la répartition plus ou moins hétérogène du polluant dans le milieu poreux, à sa saturation résiduelle dans la colonne ou à la durée d'injection des traceurs.

Afin d'améliorer la détection de très faibles saturations en TCE (inférieures à 0.5%, cas fréquemment rencontré sur site réel), nous avons également testé les performances de l'octanol, traceur réactif ayant un coefficient de partage de l'ordre de 200 avec le TCE, obtenu au bout de 2h d'agitation en batch. Malgré une meilleure estimation de faibles volumes de TCE en place, le traceur octanol a présenté plusieurs inconvénients liés à sa solubilité limitée dans l'eau, sa rétention sur le milieu poreux utilisé, sa restitution très lente (longue traînée de fin de courbe) et enfin sa probable dégradation. Les essais avec ce traceur nous ont toutefois permis de mettre en évidence une cinétique de partage entre traceurs et polluants liée à la vitesse d'écoulement des traceurs dans le milieu poreux.

Cette cinétique de partage a pu être étudiée en calculant, sur la base des temps moyens de sortie des traceurs, des coefficients de partage dynamiques. Ces coefficients, mis en relation avec la vitesse d'écoulement, montrent une nette tendance à la décroissance avec l'augmentation de la vitesse. Pour une vitesse de 0.1 m/j, le coefficient de partage dynamique du 4m2p rejoint le coefficient de partage déterminé en batch, tandis que celui de l'octanol reste inférieur au coefficient déterminé en batch.

Divers facteurs pouvant influencer la réponse des traçages ont été mis en évidence : la longue traînée de l'octanol due à une désorption limitée, sa sorption sur le milieu poreux qui pourrait entraîner une augmentation "erronée" du retard mais aussi sa dégradation. Enfin, parmi tous les aspects à prendre en compte pour la réussite d'un traçage, figure l'obtention de l'équilibre local de partage, qui, s'il n'est pas atteint, complique l'analyse des données des traceurs et soumet le résultat du traçage à de larges erreurs et incertitudes.

L'application du traceur bisoluble à la quantification d'une pollution sur site passe donc d'une part par l'obtention de l'équilibre de partage des traceurs et d'autre part par le dimensionnement hydraulique de l'essai. Il est ainsi recommandé de déterminer une éventuelle cinétique de partage des traceurs au cas par cas, en laboratoire, avant de mener les investigations sur le site et d'en tirer ensuite la vitesse d'écoulement à adopter entre les puits d'injection et de pompage.

Référence citée :

Jin M. et al., 1995. *Partitioning Tracer Test for detection, estimation and remediation performance assessment of subsurface nonaqueous phase liquids.* Water Resources Research, 31(5): 1201-1211.

Un pilote pour représenter les prélèvements d'eau en forage de contrôle :

Erwann De Carli, Monika Kedziorek et Alain Bourg

LHGE (Laboratoire HydroGéochimie et Environnement), JE, Département des Sciences de la Terre,
Université de Pau et des Pays de l'Adour, IPRA, BP 1155, 64053 Pau Cedex

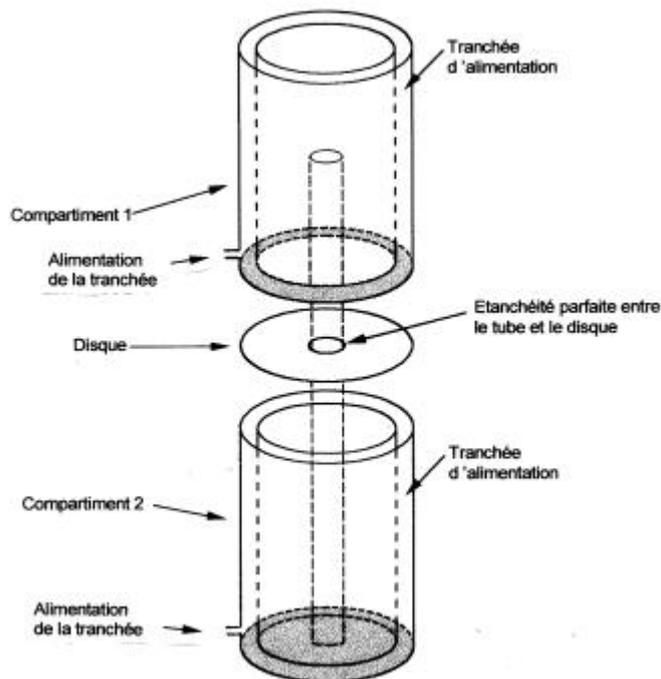
Les eaux souterraines sont les indicateurs de pollution du milieu sol-sous sol. Comment prélever de l'eau dans ce milieu pour obtenir une bonne représentation de la pollution ?

La caractérisation de l'état d'une nappe d'eau souterraine et les études de comportement d'un élément dissous (polluant ou élément nutritif) en aquifère nécessitent des prélèvements appropriés, c'est à dire représentatifs. La difficulté réside en deux problèmes distincts.

(1) La représentativité de l'eau pompée (eau contenue dans le tube du forage) par rapport à celle de l'aquifère. L'eau présente dans un forage est elle bien identique à celle de l'aquifère (en d'autres termes combien d'eau faut il pomper dans un forage avant d'effectuer un prélèvement, pour être sur d'obtenir de l'eau représentative de la nappe et non pas des conditions du voisinage du forage)?

(2) La représentativité en fonction de la profondeur. La qualité d'une eau souterraine n'est pas nécessairement homogène en fonction de la profondeur, ceci étant souvent d'autant plus vrai que l'aquifère n'est pas homogène en termes de perméabilité où, à perméabilité homogène, que le site est pollué et donc qu'il peut présenter une stratification physique (densité) ou chimique.

Nous avons mis en œuvre un pilote qui représente un piézomètre dans un milieu poreux.



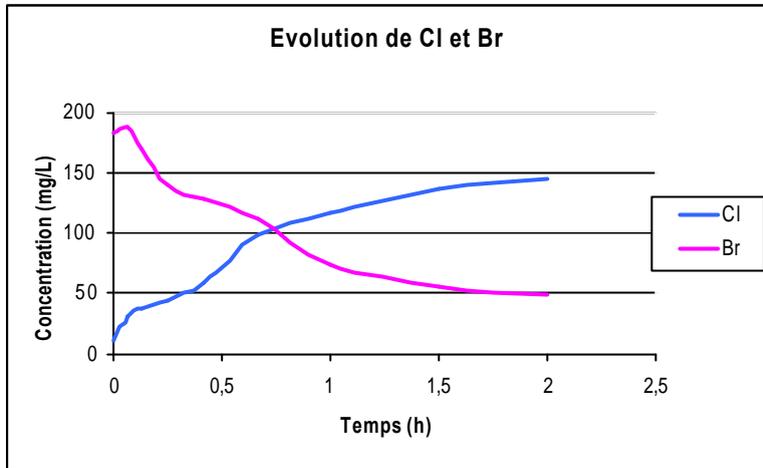
Divers essais ont été mis en œuvre pour simuler les mélanges d'eaux entre le tube du piézomètre et les cuves. Par exemple, nous présentons ici des essais de micro-purge (purge à faible débit).

L'essai consiste en le suivi de mélanges dans le piézomètre : initialement, on a de l'eau salée (NaCl) dans la cuve du bas, de l'eau du réseau dans la cuve du haut et du NaBr dans le piézomètre.

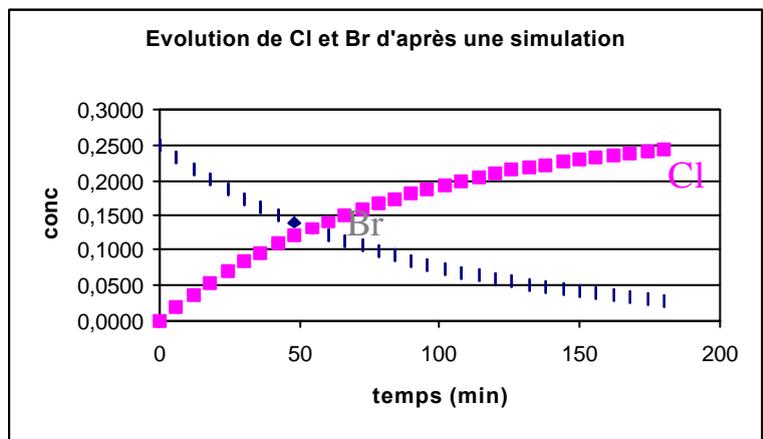
A t_0 , on commence à pomper dans le piézomètre à une hauteur choisie.

Au cours du pompage le bromure du piézomètre disparaît, et on cherche à mettre en évidence le rôle des différentes masses d'eaux (cuves du haut et du bas) par leur concentration dans l'alimentation du piézomètre, mais aussi dans celle du pompage.

En sortie de pompage on collecte des échantillons qui sont analysés par chromatographie ionique afin de déterminer les concentrations en Br^- et Cl^- pour identifier la provenance de l'eau pompée (cuve du haut, cuve du bas, mélange des deux et si oui dans quelles proportions ?...)



Valeurs expérimentales



Valeurs modélisées

Remerciements. Ce travail a été financé par l'ADEME et l'Union Européenne (FEDER).

**ECHANTILLONNAGE REPRESENTATIF D'EAU
EN MILIEU POREUX HETEROGENE SATURE**

FAILLAT Jean Pierre, Professeur, Laboratoire d'hydrogéologie, ISAMOR, Technopôle Brest-
Iroise, 29280 Plouzané, Tel : 02 98 05 61 40, Fax : 02 98 05 61 01, faillat@univ-brest.fr
DUBEARNES Bruno, Ingénieur, HydroInvest, 60 routr d'Agris, 16430 Champniers
SQUARCIONI, Patrice, Directeur technique, HydroInvest

RÉSUMÉ

Les difficultés d'obtention d'échantillons d'eau en vue d'en déterminer les caractéristiques hydrochimiques à diverses fins, de façon à disposer de données réellement représentatives et interprétables, sont généralement sous-estimées, voir ignorées. La connaissance du mode de fonctionnement du point d'échantillonnage, source, puits ou forage, est indispensable, outre les précautions habituelles prises lors du prélèvement et du stockage des échantillons.

En effet, en milieu homogène, dans les zones à faibles gradients de vitesses d'écoulement, les charges hydrauliques sont considérées comme invariantes suivant la verticale. En milieu hétérogène à porosité d'interstices, en l'absence de différenciations lithologiques perceptibles lors de la foration, il est généralement admis qu'il en est à peu près de même. Il est cependant possible de montrer que des forages, en milieu à porosité de fissures hétérogène et discontinu à l'échelle du forage, sont le siège d'écoulements verticaux, qui mettent en relation des fissures présentant des différences de charge hydraulique de quelques centimètres au repos, à plusieurs mètres en régime influencé. Ces différences de charge hydraulique de seulement quelques centimètres, peuvent provoquer des échanges entre fissures de quelques litres à quelques dizaines de l/h, et il suffit de quelques jours pour entraîner le renouvellement de la colonne d'eau d'un forage ainsi que d'une partie de la nappe à proximité, et, éventuellement, un changement complet de chimisme. Des exemples pris dans divers milieux fissurés, où ont été appliquées des méthodes et des techniques appropriées et sélectives, basées sur de longues chroniques et des diagraphies, illustrent ce qui précède. L'ignorance de ce processus peut entraîner de graves erreurs d'interprétation, concernant le fonctionnement et l'organisation hydrochimique des nappes, la cartographie de la distribution d'un élément, l'âge des eaux, la modélisation conceptuelle, la modélisation numérique, etc...

Les phénomènes identifiés sur le terrain ont été reproduits au laboratoire à l'aide d'un modèle physique qui a permis de tester des appareillages existants et d'étudier la mise au point de dispositifs et de méthodes de prélèvement ou d'interprétation bien adaptés à l'étude des hydrogéosystèmes hétérogènes, surtout fissurés.

Page blanche (VERSO)

Méthodologie d'étude du transport des polluants à travers les milieux poreux dans le contexte de l'évaluation de l'éco-compatibilité des déchets.

P. Hlavackova, A. Fernandez, R. Barna

LGPSD UMR 2392 CNRS Ecole des Mines d'Albi-Carmaux, 81013 Albi Cedex 09

Au cours des dernières années, la politique de recherche dans le domaine de la gestion des déchets s'est focalisée sur la valorisation des déchets et leur retour dans l'environnement (travaux publics, stockage). Cette politique oblige à avoir une bonne connaissance des comportements, à moyen et long terme, des déchets ainsi que de leurs impacts sur l'environnement (écocompatibilité).

Un des scénarios possibles est l'utilisation de certains déchets en remblai routier. Ces déchets peuvent voir certaines de leurs propriétés physico-chimiques changer avec le temps, provoquant une déstabilisation des espèces contenues et leur transport vers les sols et le milieu aquatique. Lors de leur percolation à travers les sols, les polluants peuvent soit subir des transformations chimiques, physiques ou biologiques ayant pour effet de les retarder ou de les immobiliser, soit être entraînés par les eaux d'infiltration dans des horizons plus profonds et atteindre la nappe phréatique. Les problèmes liés au transport de la pollution se posent donc à la fois en termes de risque de dégradation des sols et de risque pour les ressources en eaux souterraines.

Notre recherche s'inscrit dans cette thématique et propose d'établir une méthodologie d'évaluation des modifications subies autant par le polluant que par le milieu lors du transport depuis la source jusqu'au récepteur.

Le milieu objet de l'étude est un sol modèle sélectionné à partir des compositions des sols européens type et du sol artificiel ISO 11268-1.¹ Le cuivre et le zinc ont été retenus en tant que polluants inorganiques pour leur réactivité chimique assez bien connue. L'anion de nitrate a été préféré en raison de sa faible capacité à complexer les métaux et la matière organique.

La composition et les principales caractéristiques physico-chimiques du milieu ainsi constitué sont résumées, pour la fraction inférieure à 2 mm, dans le tableau I.

Tableau 1 : Composition et caractéristiques physico-chimiques du milieu

Composition du milieu choisi		Caractéristiques physico-chimiques du milieu	
Sable	65%	pH (H ₂ O)	6,96 ± 0,001
Kaolin	15%	pH (KCl)	6,97 ± 0,001
Tourbe	10%	Humidité résiduelle	0,89 ± 0,01
CaCO ₃	5%	Capacité d'échange cationique	4,44 mmol/100g
Fe ₂ O ₃	5%	Masse volumique sèche	2,60 g.cm ⁻³

¹ Les sols européens sont sélectionnés sur la base de certaines caractéristiques physico-chimiques, de la fréquence de distribution et en fonction climatiques. Le sol artificiel ISO 11268-1 a été normalisé pour les essais ecotoxicologique

La colonne de laboratoire a été choisie comme principal dispositif expérimental. En effet, elle permet de mettre en évidence les principaux processus physico-chimiques ayant eu lieu lors du passage du polluant dans le milieu².

Nous avons sélectionné deux colonnes de laboratoire de taille différente, la première en verre avec un diamètre interne de 2.6 cm et la deuxième, en plexiglas, avec un diamètre interne de 10 cm. Le fluide à l'entrée de la petite colonne est distribué par une grille, alors que pour la grande colonne une couche de billes de verre de faible diamètre permet d'assurer une meilleure distribution de l'écoulement dans la direction radiale.

Le protocole de remplissage de la colonne a été élaboré. Il consiste en une série d'opérations identiques successives : introduction de petites quantités du milieu, mélangées manuellement à l'avance suivie de leur tassement avec un piston sur lequel un poids est posé (pression constante) pour une période de temps déterminée. Une fois le remplissage à sec fini, la colonne est balayée avec un courant de CO₂ gazeux afin de déplacer l'air et de le remplacer par un gaz soluble dans l'eau. Cela évite la formation de poches de gaz dans la colonne et la saturation avec une solution saline est plus facile à atteindre. Les colonnes ont été alimentées avec un flux ascendant de nitrate de calcium, dont la force ionique ($I=0,1 \text{ mol.l}^{-1}$) est fixée afin d'immobiliser les colloïdes.

La validation du protocole de remplissage a été faite par la détermination de la distribution de temps de séjours (DTS) dans la colonne. Cette méthode permet de caractériser l'écoulement à travers un dispositif expérimental sans perturber ou détruire le système, par des grandeurs globales telles que le volume poreux effectivement balayé par le fluide, les zones stagnantes, etc...., ainsi que le temps pendant lequel un élément va rester dans le système. A partir de la caractérisation de la DTS, on peut également mettre au point un modèle mathématique d'écoulement. L'iodure de sodium a été choisi comme traceur, n'interagissant pas avec le milieu et ayant les mêmes propriétés d'écoulement. Pour la réalisation des essais dans les différents dispositifs expérimentaux, la vitesse superficielle (vitesse en fût vide) a été gardée constante.

Les premiers résultats obtenus montrent que le protocole de mise en place du milieu dans la colonne, et sa saturation sont reproductibles. L'unique différence observée dans le comportement hydrodynamique des colonnes de différentes tailles a été la dispersion axiale, ce qui pouvait être attendu de par l'utilisation de différents modes de distribution du flux.

² M.Sardin Méthodologie de la réhabilitation des sites pollués, *Stage de Perfectionnement*, 1997

SIMULATION OF SEAWATER INTRUSION USING SEAWAT CODE IN KHAN-YOUNIS AREA OF THE GAZA STRIP AQUIFER, PALESTINE

Khalid QAHMAN and Abdelkader LARABI

Kqahman@yahoo.com, larabi@emi.ac.ma

LIMEN, Ecole Mohammadia D'Ingenieurs, Université Mohammed V- Agdal (Rabat, Morocco)

B.P.765- Agdal- Rabat- Morocco

EXTENDED ABSTRACT

The Gaza Strip is located on the extreme edge of the shallow coastal aquifer that borders the eastern Mediterranean Sea. There is little rainfall and no reliable riparian flow, hence water supply for Gaza resident (about 1.2 million inhabitants) is limited to that available from the part of the coastal aquifer that underlies its 365 km² of land. Over exploitation of the coastal aquifer has resulted in continuous lowering of regional water levels and worsening of water quality. The greatest threats to existing water supplies are seawater intrusions and up-coning of deep brine fossil water (PWA/CAMP, 2000). The Gaza coastal aquifer is a dynamic groundwater system, with continuously changing inflows and outflows. The equilibrium condition that once may have existed between fresh and saline water has been disturbed by large scale pumping. Over an estimated period of 50 years, this has induced flow of seawater towards the major pumping centers in the Gaza Strip to the north of Gaza City and near Khan-Younis City. (Qahman and Larabi, 2003). This study focuses on seawater intrusion in the Khan-Younis cross section of the Gaza strip aquifer, Palestine. Numerical simulation were carried out with SEAWAT code; a Computer Program for Simulation of Three-Dimensional Variable-Density Ground-Water Flow (Langevin and Guo, 2002). The SEAWAT code was developed to simulate three-dimensional, variable-density, transient ground-water flow in porous media. The source code for SEAWAT was developed by combining MODFLOW and MT3DMS into a single program that solves the coupled flow and solute-transport equations. The conceptual model and groundwater data collected for this study from previous work done in SWIMCA (Salt Water Intrusion Management in Coastal Aquifers) project (AVI-CT95-73, 2000). In the SWIMCA project the same cross section was simulated using SUTRA code (Voss, 1984) . In this paper SEAWAT code was used in order to estimate the extent of solute migration in depth and time in Khan-Younis area and to compare it with SUTRA results, and this preliminary work is being conducted in the framework of the SWIMED (Sustainable Water management In MEDiterranean coastal aquifers) project funded by EU.

The behaviour of chloride ion can be utilized to monitor interface movement its level may be determined accurately at low concentrations and it does not react with the aquifer matrix material (White, 1977; Konikow and Rodriguez, 1993). The numerical model used in this study (SEAWAT) requires concentrations of total dissolved solids (TDS) rather than chloride concentrations. Chloride concentrations were linearly converted to TDS by assuming that seawater has chloride concentration of 20000 mg/l and a TDS value of 35000 mg/l (Langevin, 2001).

A finite difference grid was developed to adequately discretize the model domain. For the Khan-Younis cross section, an irregularly spaced grid was constructed with 178 cells in horizontal direction and 19 cells (layers) in the vertical direction. The total number of cells are 3382. The horizontal size of cells in x direction is 25 m in the 1.5 km zone near the sea, increases to 50 m between 1.5-3 km, and increases to 100 m in the last zone (3-11 km) near the eastern boundary. The aquifer parameters used in the simulations presented as follow:

Parameter	Sand	Sandstone	Clay
Porosity	0.4	0.35	0.45
Hydraulic conductivity (m/day)	30	15	0.01
Longitudinal dispersivity (m)	12.5	25	50
Transversal dispersivity (m)	0.25	0.5	1

A Neumann-type of no-flux boundary conditions was assigned to the bottom of the aquifer (aquiclude); the part of the left boundary corresponding to the lower sub-aquifer (since it is assumed that this sub-aquifer is sealed from the sea). A Dirichlet-type of boundary condition was assigned to the residual parts of the left and right boundaries. For the flow problem, a constant head boundary was prescribed for each layer depending on the vertical coordinate Z value and the water density (1025 and 1000 kg/m³ for left and right boundaries , respectively). For the transport problem, a constant concentration of chloride equal to 20 g/kg (equivalent 35 g/kg salinity) and 1.6 g/kg was assigned below the groundwater level at the left and right boundaries, respectively. A Neumann-influx boundary condition was assigned at the land surface. The

average water flux through the soil surface varied in the range of 13 to 156 mm/year depending on the distance from the sea shore. The chloride concentration was taken as .05 g/kg.

To simulate the effect of pumping stress on the aquifer throughout strip 85, several internal sinks were assigned. The total value of the temporal pumping within strip 85 for each year was extrapolated from the pumping value (3.77 MCM) in 1988/1989. the extrapolation was done under the assumption that pumping rate changes proportionally to 3.8 %,the annual growth of population

The initial water level changes linearly from the sea to the East border of 11 m head. The initial chloride concentration was taken as 0.1 g/kg every where except at the lower sub-aquifer, where the initial concentration was assigned to be 40 g/kg to distance of 1 km away from the sea shore. The computation was started with these conditions to simulate a steady state distribution of heads and concentrations. At this stage the aquifer was not stressed by any pumpage within the domain. The results of the simulations were used as initial conditions for transient simulations. On the basis of the calibrated model and the assumed temporal pumping stress, the transient changes in groundwater levels and of the Cl migration were simulated. Figure 1a compares the simulated and observed groundwater levels along strip 85 for year 1985. Based on this, some predictions of the groundwater levels were made until year 2006. Figure 1b compares the observed and the simulated Cl concentrations for well L/93 very close to the seashore (about 300 m from the sea shore) with about 10 m below sea level of screen bottom. The results of the simulations for the extent of expected inland migration of saltwater with Cl concentration higher than 1 g/l, are presented as follow:

Sub-aquifer	SUTRA 1997 (m)	SUTRA 2006 (m)	SEAWAT 1997 (m)	SEAWAT 2006 (m)
A	450	650	430	650
B1	750	1200	800	1100
B2	1350	1750	1300	1500

It is clear from above mentioned results that the SEAWAT code gave very close result if it is compared with SUTRA code, however there some difference in calculated salinity. This could be due to difference of the abstraction periods; this was not clear in the report where the data was taken.

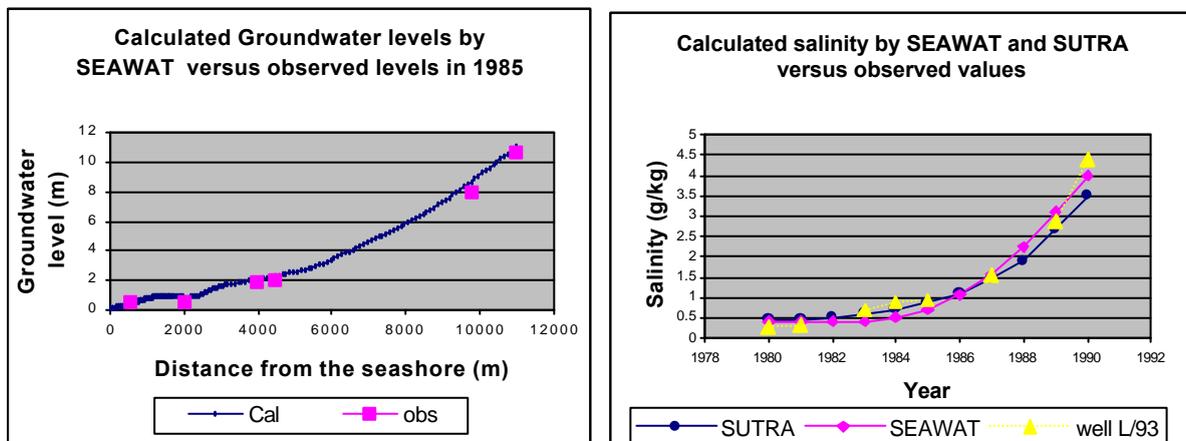


Figure 1: Calculated and observed groundwater levels and salinities.

REFERENCES:

- EC Initiative AVICENNA (AVI-CT95-73), "Salt Water Intrusion Management in Coastal Aquifers", European commission, 2000. Pages 238-254.
- Kinkow LF and Rodriguez AJ, "Advection and diffusion in a variable salinity confining layer", Water resources Research, 29:2747-2761, 1993.
- Langevin C. and Guo W., "User's Guide to SEAWAT, A computer program for simulation of three-dimensional variable density groundwater flow", U.S.G.S, Florida, 2002.
- Langevin C., "Simulation of Groundwater Discharge to Biscayne Bay, Southeastern Florida", USGS, Florida, 2001.
- Melloul AJ and Collin M, "the hydrological malaise of the Gaza strip", Journal of Earth Sciences 4:105-116, 1994
- Palestinian Water Authority (PWA) / USAID, "Coastal Aquifer Management Program (CAMP), Integrated Aquifer Management Plan (Task-3), Gaza, 2000.
- Qahman K. and LARABI A., "Identification and Modeling of Seawater Intrusion of the Gaza Strip Aquifer, Palestine", TIAC03, Alicante- Spain, 2003.
- Voss, C.I. , "SUTRA, Saturated-Unsaturated Transport a Finite Simulation Model", USGS, Virginia, U.S.A, 1984.
- White KE , "Tracer methods for the determination of Groundwater residence-time distributions. ", In Groundwater quality measurement, prediction and protection, Water research Center: 246-273, 1977.

Coefficients d'Influence Inter-Compartiments dans un Système de Nappe Semi-Confinée

M. Saffi¹, A. Cheddadi²

Contact : cheddadi@emi.ac.ma

¹ Ecole Supérieure de Technologie, Sortie des arcs, BP : 227, Salé, Maroc,

² Ecole Mohammadia d'Ingénieurs, Agdal, BP : 765, Rabat, Maroc.

Résumé

Selon l'approche compartimentale, une nappe est découpée en un nombre limité de zones deux à deux disjointes, et assimilées à des réservoirs complètement mélangés. Ces zones sont appelées *compartiments*. Le bilan massique est alors exprimé au niveau de chaque compartiment, ensuite tenant compte de la loi de Darcy et des conditions aux limites on aboutit à un système d'équations algébriques dont la solution représente la réponse de la nappe considérée. L'approche compartimentale est considérée comme une technique faisant partie des méthodes dites *physiques* (Bear) puisqu'elle se limite à l'équation de conservation écrite au niveau du volume de contrôle, sans chercher à tendre les dimensions de ce dernier vers zéro. Par contre, les méthodes numériques standards comme la méthode des éléments finis ou celle des différences finies (Pinder) prennent l'équation aux dérivées partielles régissant l'écoulement comme point de départ, puis suite à un traitement standard et systématique propre à chaque méthode on aboutit à un système d'équations algébriques qui, naturellement, ne représente rien d'autre qu'une version du bilan massique relative à des compartiments centrés sur les nœuds imposés par le maillage. Ces compartiments sont interconnectés et donc la variation du potentiel hydraulique dans l'un ou plusieurs d'entre eux est sentie dans les autres avec plus ou moins d'acuité. Ce travail tente, à travers un modèle simplifié de nappe semi-confinée et unidirectionnelle, d'introduire des coefficients d'influence inter-compartiments, comme des entités macroscopiques qui sont à la fois consistantes avec le modèle mathématique étudié et directement mesurables. Le modèle considéré (Willis et al) est transformé, en utilisant la méthode des différences finies standard (Celia), en un système d'équations linéaires dont la solution h_p attachée au $p^{ième}$ nœud, est donnée par :

$$h_p = A_{pn}h_W + B_{pn}h_E + \sum_{k=2}^{n-1} g_{pk} f_k \Delta x^2 \quad (1)$$

h_W et h_E sont les valeurs respectives du potentiel hydraulique imposées aux extrémités Ouest et Est de la nappe. A_{pn} , B_{pn} et g_{pk} sont des paramètres explicitement connus en fonction des données du problème. L'expression (1) est à considérer par rapport à la forme exacte du potentiel hydraulique $h^e(x)$ donnée par (Roach) :

$$h^e(x) = A(x)h_W + B(x)h_E + \int_0^1 G(x, \xi) f(\xi) d\xi \quad (2)$$

Où $G(x, \xi)$ est le noyau de Green associé à l'opérateur considéré. Une comparaison formelle entre les expressions (1) et (2) suggère que l'entité $(g_{pk} \Delta x)$ dans (1) joue le rôle de $G(x, \xi)$ dans (2). Ensuite, il est montré que $(g_{pk} \Delta x)$ est effectivement un estimateur consistant, au sens des différences finies, de $G(x, \xi)$. Notons par ailleurs qu'à partir de (1), l'entité $(g_{pk} \Delta x)$ est aussi

vue comme la réponse enregistrée au compartiment k lorsqu' une charge unité est appliquée au compartiment p . ($g_{pk} \Delta x$) est alors défini comme le coefficient d'influence (au sens des différences finies) des compartiments p et k . Les figures 1a et 1b montrent respectivement les variations typiques de ($g_{pk} \Delta x$) dans le cas de nappes homogène et hétérogène.

Les entités ($g_{pk} \Delta x$) possèdent trois propriétés qui appuient la nomenclature qui leur est attachée, à savoir : (i) Elles sont toujours positives (ii) Pour p donné, ($g_{pk} \Delta x$) atteint son maximum lorsque $k = p$ puisque le compartiment qui doit être le plus influencé par une charge unité placée en p , c'est le compartiment p lui-même (iii) Finalement, plus on s'éloigne de part et d'autre du compartiment p , plus l'effet de la charge unité appliquée en p s'atténue, ceci se traduit par une décroissance de l'entité ($g_{pk} \Delta x$) de part et d'autre de p . Ces trois observations dictées par l'intuition sont vérifiées en revenant sur les expressions explicitant les ($g_{pk} \Delta x$).

D'un autre côté, nous avons montré que les coefficients ($g_{pk} \Delta x$) *directement* mesurés sur un circuit électrique équivalent au système de nappe étudié concordent avec les prédictions. Par ailleurs, un système thermique équivalent est en cours de réalisation pour le même objectif.

Références

- Bear J., *Hydraulics of Groundwater*, McGraw-Hill, New York, 1978
 Celia M.A. and Gray W.G., *Numerical methods for Differential Equations*, Prentice Hall, New Jersey, 1992.
 Pinder G.F. and William G.G., *Finite Element in Surface and Subsurface Hydrology*, Academic Press, Inc., Florida, 1977.
 Roach G.F., *Green's Functions*, Cambridge University Press, 1982.
 Willis R. And Yeh W. W-G., *Groundwater Systems Planning and Management*, Prentice-Hall, New Jersey, 1987.

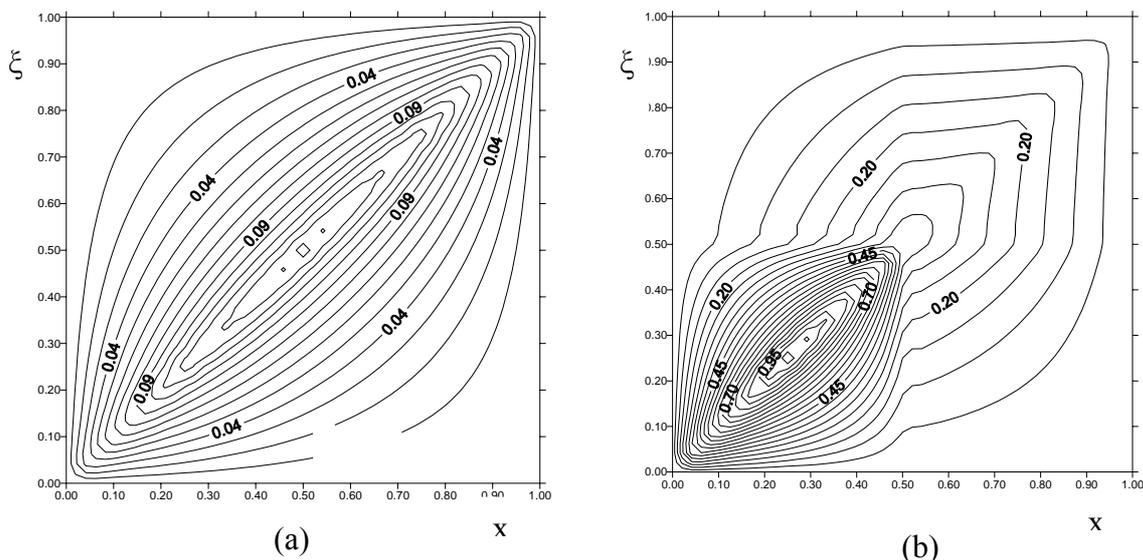


Figure 1 : Variations typiques des coefficients d'influences pour une nappe : (a) homogène (b) hétérogène

Couplage Adsorption/Transport lors de la Filtration d'Eaux Contaminées à l'Arsenic

Marie Zaïter ⁽¹⁾⁽²⁾, Arézou Modaresi ⁽¹⁾, Daniel Gouvenot ⁽¹⁾⁽³⁾, Annette Esnault-Filet ⁽³⁾ et Jean-Baptiste d'Espinose de la Caillerie ⁽²⁾

(1) Laboratoire MSS-MAT, UMR CNRS 8579, Ecole Centrale de Paris, Grande Voie des Vignes, 92295 Châtenay-Malabry Cedex

(2) Systèmes Interfaciaux à l'Echelle Nanométrique, UMR CNRS 7241, Ecole Supérieure de Physique et de Chimie Industrielles de la Ville de Paris, 10 rue Vauquelin, 75231 Paris Cedex 05

(3) Solétanche-Bachy, 6 rue de Watford, 92000 Nanterre
zaiter@mssmat.ecp.fr

L'abaissement probable de la valeur limite de l'arsenic dans l'eau potable de 50 à 10 µg/l suite aux recommandations de l'OMS justifie la recherche et le développement de procédés nouveaux pour la rétention de l'arsenic. Pour les sites industriels aux eaux fortement polluées par l'As(V), une méthode possible de réhabilitation est basée sur la mise en place d'une Barrière Perméable Réactive (BPR). Le procédé consiste à canaliser les écoulements d'une nappe d'eau souterraine à l'aide de parois verticales étanches, vers des zones de traitements in situ. Ces zones réactives sont constituées de matériaux poreux spécifiques, adaptés à la rétention des espèces anioniques.

Parmi les produits rétenteurs d'ions, nous avons retenu, au terme d'essais préliminaires, la pseudo-boehmite pour sa stabilité chimique et mécanique, ses propriétés hydrauliques, sa surface spécifique (230-300 m²/g), et sa capacité d'adsorption (5-20 mg/g) dans une large gamme de pH (PCN ≈ 9.5)

La conception et la prédiction du comportement de ces BPR sur site nécessitent une description précise de l'adsorption et du transport de l'As(V) lors de la percolation des eaux à travers des colonnes chargées en pseudo-boehmite. A cette fin, et compte tenu de la complexité des équilibres d'adsorption des arsénates, nous avons réalisé au préalable des isothermes d'adsorption sur des solutions des synthèses et des eaux prélevées sur site. Nous avons ainsi déterminé les caractéristiques sorptives de la pseudo-boehmite pour une gamme de pH allant de 5 à 10 et sur des solutions à divers degrés de complexité allant de solutions ne contenant que de l'As(V), à des solutions contenant de l'As(V) en présence de plusieurs ions compétiteur (PO₄³⁻, SO₄²⁻, F⁻) et de charge organique (acides humiques).

Les résultats expérimentaux que nous avons obtenus ont été calés sur deux modèles différents d'isothermes d'adsorption : Isotherme de Freundlich et Isotherme de Langmuir. Le

premier modèle nous a permis de comparer le comportement de la pseudo-boehmite en présence d'eaux de compositions variant dans une large gamme. Nous avons validé ainsi le classement des ions compétitifs, et nous avons pu noter aussi l'effet primordial de compétition des charges organiques avec l'As(V). Le modèle de Langmuir des isothermes d'adsorption nous a permis de déterminer les capacités maximales d'adsorption et les différentes énergies de liaisons possibles de la pseudo-boehmite, ainsi que de mettre en évidence la présence de phénomènes hors équilibre.

Les résultats obtenus ont été validés par quelques essais de percolation sur colonnes. La présence de phénomènes hors équilibre attribuable au vieillissement de la pseudo-boehmite en phase aqueuse et augmentant sa capacité d'adsorption a été notamment confirmée.

Il nous a alors été possible de modéliser le transport de l'As(V) dans la colonne de percolation. Les valeurs de capacité maximale d'adsorption et d'énergie de liaison fournies par le modèle de Langmuir des isothermes d'adsorption ont été incorporées dans un modèle numérique reproduisant le couplage adsorption/transport dans une colonne. Il s'agit d'écrire les équations de conservation de masse pour l'arséniate dans la phase liquide et la phase solide (surface de la pseudo-boehmite). Les équations différentielles obtenues sont facilement modifiables de façon à pouvoir traiter les effets des ions compétitifs. La résolution de ces équations est faite à l'aide du logiciel Femlab sous Matlab.

Des résultats préliminaires de ce modèle numérique et des comparaisons avec les résultats expérimentaux seront présentés.

Remerciements :

Le travail présenté est effectué dans le cadre d'un programme financé par Solétanche-Bachy et soutenu par l'Ademe.

Nous tenons à remercier M. Rémi Losno et Mme Elisabeth Bon Nguyen (LISA, Université Paris 12) pour leur aide et leurs conseils durant les analyses ICP, M. Fabien Thomas (LEM, Nancy) durant les mesures de PCN.

AN KNOWLEDGE BASED SPATIAL SYSTEM FOR SEA WATER INTRUSION

Driss. OUAZAR and Ilham. H. SEKKOURI

Hydro Systems Analysis Laboratory.

Department of Civil Engineering.

Ecole Mohammadia d'Ingenieurs. Av. Ibn Sina, BP. 765 RABAT-AGDAL,
MOROCCO.

ABSTRACT

Groundwater models are an integral component of spatial decision support systems (SDSS) for groundwater management problems. Nowadays, significant advances have been made in the development of effective models for dealing with the management and control of water resources issues, especially those tackling water quality degradation caused by seawater intrusion in coastal plain aquifers. Modelling such systems is a complex multi-disciplinary task requiring suitable approaches and techniques to handle the lack of data. In order to determine the parameter distribution, so much expensive field-testing would be required that it is seldom technically feasible or economically viable to do so. This paper details the development of a knowledge based expert system (KBES) utility which interfaces with other useful tools (GIS, DBMS, Parameter estimation tools, Kriging method, Numerical Models ..etc.). The resulting Expert System for Ground Water Modelling (ESGWM) forms a powerful tool to compensate for the scarcity of aquifer system information. Using the ESGWM interfaced with the Sharp model, an application based on the MIAMI coastal aquifer, an actual saltwater-intrusion problem site, is presented for the sake of illustration.

Key Words: KBES, GIS, DSS, groundwater modelling, saltwater intrusion.

Page blanche (VERSO)

Simulation numérique de la contamination par le perchloroéthylène d'un aquifère poreux

Ingrid Pollet¹, Gerhard Schäfer¹, Fadi Merheb² & Paul Muntzer¹

¹ Institut Franco-Allemand de Recherche sur l'Environnement, Institut de Mécanique des Fluides et des Solides de Strasbourg, UMR 7507 CNRS-ULP, 23, rue du Læss BP 20 – 67037 STRASBOURG Cedex
mail : ipollet@imfs.u-strabg.fr

² BURGEAP, 13 rue du parc, Oberhausbergen 67088 cedex 02

La pollution par les solvants chlorés représente l'une des premières causes de contamination des eaux souterraines, due à l'utilisation de ces substances dans de nombreux domaines. Des déversements accidentels lors de leur transport ou des fuites (réservoir, pipeline, etc...) en sont souvent à l'origine. Dans les années 1990, la présence de perchloroéthylène (PCE) est détectée au sud-ouest de Strasbourg. Son origine est probablement une fuite d'un réservoir de stockage. En 2000, un dispositif de décontamination, par pompage et traitement de l'eau, a été mis en place afin de protéger les puits de captage d'eau potable éloignés du site contaminé. Quoique très efficace, ce dispositif est très onéreux. C'est pourquoi, dans le cadre du projet de recherche sur l'étude du comportement des solvants chlorés en milieu souterrain, il nous a été demandé d'établir un diagnostic de l'évolution de la pollution afin d'estimer la durée nécessaire de poursuite du traitement.

La première étape du travail a été la construction d'un modèle multicouche de l'aquifère hétérogène formé de deux sous-domaines aux comportements très différents : l'un est une partie de la plaine alluviale rhénane constituée d'un milieu poreux majoritairement sableux et graveleux, l'autre est une alternance de couches peu perméables. La distribution des paramètres hydrodynamiques a été déterminée par calage du modèle d'écoulement en régime permanent, décrit par l'équation de diffusivité, à l'aide du logiciel MODFLOW. La simulation du transport advectif/dispersif a été réalisée avec le logiciel MT3D. Par la suite, nous avons analysé l'influence des paramètres de simulation sur la forme du panache : champ de perméabilités, dispersion longitudinale, localisation de la source, etc... Il est apparu nécessaire d'affiner la description du milieu poreux au droit de la source. Par ailleurs, l'étendue et les caractéristiques de la masse de PCE en place dans le milieu poreux n'est pas suffisamment connues, de même que son évolution au cours du temps. C'est pourquoi nous

nous sommes intéressés à l'incidence des variations des conditions hydrauliques sur la distributions des concentrations en polluant dans la nappe.

Pour ce faire, nous avons considéré une variation mensuelle des précipitations efficaces réparties de manière hétérogène sur l'ensemble du domaine. En effet, nous avons constaté, conformément aux relevés piézométriques que nous disposons, qu'une même pluie était perçue à des instants différents entre les deux sous-domaines. Par ailleurs, les flux entrant dans le système ont été corrélés aux précipitations efficaces. La variation des conditions hydrauliques conduit à une variation très sensible du panache de PCE d'une période à l'autre. En outre, la fluctuation des concentrations observées en 2000 est raisonnablement bien reproduite. Toutefois, dans cette approche nous avons considéré une source à concentration fixe. Dans la suite de notre travail, nous nous sommes d'avantage concentrés sur la description de cette source. A ce titre, nous avons simulé des variations de sa concentration, d'une part suivant une fonction en escalier en nous appuyant sur le suivi très irrégulier de la teneur en PCE en un point proche de la source, et d'autre part en simulant la dissolution de la masse en place à l'aide du code de calcul polyphasique et multicomposant SIMUSCOPP co-développé par IFP, BURGEAP et ENI . C'est travaux sont en cours de réalisation.

Enfin, nos travaux s'orienteront vers une caractérisation plus approfondie de la source en travaillant sur la masse de PCE encore en place dans le milieu poreux : sa localisation et la distribution des saturations. Notre objectif n'est pas de retracer l'historique de la contamination mais bien de déterminer l'évolution de la pollution et les risques sanitaires pouvant être induits par l'arrêt du traitement. Pour ce faire, nous nous appuierons sur des profils de concentration du PCE et des produits dérivés dissous établis avec deux dispositifs de mesures, des profils de vitesse d'écoulement dans la nappe et la prise en compte de phénomènes de transfert de masse agissant sur le devenir du polluant dans l'aquifère.

Session 11 □

□

PROBLEMES NONLINEAIRES, COUPLES

Page blanche (VERSO)

Interactions entre transport, contraintes et phénomènes électriques dans un milieu poreux déformable

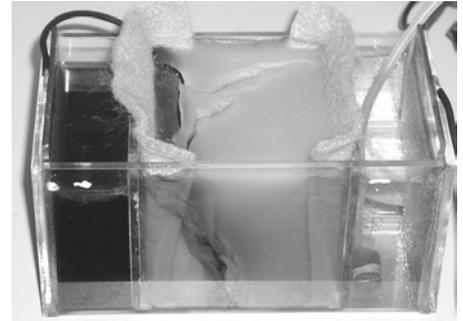
Jérôme Boscus, Fabien Cherblanc, Jean-Claude Béné, Gilles Fras

*Laboratoire de Mécanique et Génie Civil, UMR 5508 CNRS
Université Montpellier 2, CC 048, Place Eugène Bataillon, 34095 Montpellier cedex 5
jboscus@lmgc.univ-montp2.fr*

Résumé : *A l'aide des concepts de la thermodynamique des processus irréversibles linéaire, un modèle phénoménologique des couplages intervenant dans un milieu poreux élastique saturé par une solution ionique est développé. Il met en évidence les interactions entre mécanismes de transport, déformations et phénomènes électriques.*

1. Introduction

L'application d'un champ électrique sur certains milieux poreux, saturés par une solution ionique, provoque des transferts en phase liquide (solvant, ions). Ces transferts s'accompagnent souvent de déformations importantes (voir photo) qui, reliées à des contraintes internes, modifient les propriétés mécaniques. Nous pouvons considérer qu'il y a interactions entre les mécanismes de transport, l'état de contraintes et les phénomènes électriques [Boscus et al., 2003]. De nombreuses disciplines sont concernées par ces couplages et les applications qui en découlent, aussi bien en génie civil (dépollution des sols par électro-rémediation, stabilité des argiles) qu'en biomécanique (modélisation des transferts dans des bio-polymères, cartilages, membranes biologiques, croissance osseuse).



Les couplages entre transport et déformation a déjà été mis en évidence pour un gel d'Agar saturé par de l'eau pure [Mrani, 1995]. Dans la continuité de ce travail, le présent article établit un cadre théorique du transfert électro-osmotique dans un milieu biphasique (solide-liquide) présentant un comportement élastique isotrope. La modélisation est abordée d'un point de vue phénoménologique à l'aide des concepts de la Thermodynamique des Processus Irréversibles (TPI) linéaire appliquée aux milieux polyphasiques.

On considère un milieu di-phasique constitué d'un squelette solide déformable (noté s) saturé par une solution ionique (notée L). Celle-ci est composée d'eau (notée e), de cations (notés $+$) et d'anions (notés $-$). Un champ électrique E^k est appliqué. Les principes de la TPI linéaire et l'écriture de la relation de Gibbs pour chaque phase en suivant son mouvement permettent de relier la vitesse de la phase liquide aux potentiels chimiques (μ_i) et électrochimiques ($\tilde{\mu}_i$) :

$$v_L^k - v_s^k = -\frac{L}{T} (\rho_e \mu_{e,k} + \rho_+ \tilde{\mu}_{+,k} + \rho_- \tilde{\mu}_{-,k} + \rho_L g z_{,k}) \quad (1)$$

où v_L^k et v_s^k sont les vitesses des phases liquide et solide, L est un coefficient phénoménologique et ρ_i est la masse volumique apparente de la phase ou du constituant i . A partir de cette relation de transport, deux démarches sont possibles. La première relie la vitesse à des paramètres microscopiques internes à la phase liquide ; la seconde l'exprime en fonction de variables globales dépendant de l'état du système multiphasique.

2. Transferts électro-osmotiques

Nous utilisons l'expression classique des potentiels chimiques [Guggenheim, 1965], par exemple pour l'eau :

$$\mu_e = \mu_e^0 + \frac{P_L^*}{\rho_e^*} - \frac{\Pi}{\rho_e^*} \quad (2)$$

avec P_L^* la pression à l'échelle des pores de la phase liquide, ρ_e^* la masse volumique réelle de l'eau et Π la pression osmotique. Ainsi, les relations décrivant le mouvement de la phase liquide (3) et du constituant eau (4) peuvent se mettre sous la forme [Béné et al., 2003] :

$$v_L^k - v_s^k = -\frac{\rho_L L}{T} \left(\frac{P_{L,k}^*}{\rho_w} + g z_{,k} + Z_L \phi_{,k} + (1-\varphi) \frac{RTC_L}{\rho_L} (X_{+,k} + X_{-,k}) \right) \quad (3)$$

$$v_e^k - v_s^k = -A_e \left(\frac{P_{L,k}^*}{\rho_w} - \sigma_e \frac{\Pi_{,k}}{\rho_w} + G_e \left(g z_{,k} + Z_L \phi_{,k} + (1-\varphi) \frac{RTC_L}{\rho_L} (X_{+,k} + X_{-,k}) \right) \right) \quad (4)$$

où v_e^k est la vitesse du constituant eau, Z_L est la charge électrique massique de la phase liquide, ϕ est le potentiel électrique, φ est le coefficient osmotique rendant compte de la non-idéalité de la solution, C_L est la molarité apparente de la phase liquide et X_i est la fraction molaire du constituant i en phase liquide. A_e , σ_e et G_e sont des coefficients phénoménologiques, σ_e étant à rapprocher du coefficient de réflexion introduit par Staverman. Ces relations ne font pas intervenir les mêmes phénomènes : l'effet osmotique n'est présent que dans la relation de transport du constituant eau. Elles font cependant apparaître explicitement les différentes interactions entre les mouvements et les actions hydraulique, osmotique, gravitaire et électrique.

Le couplage entre les phénomènes de transfert et l'état mécanique du squelette solide ne peut pas être explicité de manière simple à partir des relations (3) et (4). Il faut résoudre le problème mécanique microscopique liant la pression en phase liquide P_L^* à la contrainte en phase solide σ_s . Une alternative est proposée dans le paragraphe suivant.

3. Mécanique du milieu poreux

La méthode utilisée ici est basée sur la « mécanique des milieux poreux » [Biot, 1972 ; Coussy, 1991]. Elle consiste à supposer l'existence d'une fonction énergie libre Φ dépendant des variables d'état macroscopiques du milieu : la teneur en eau w_e , la déformation du squelette ε^{km} , les nombres de moles de cations et d'anions par unité de masse du solide n_+ et n_- . En développant au second ordre le potentiel énergie libre au voisinage d'un état de référence (noté 0), il est possible d'exprimer les incréments de potentiel chimique des constituants μ_i et du tenseur des contraintes σ^{km} en fonction des variations infinitésimales des variables d'état w_e , ε^{km} , n_+ et n_- , et donc de mettre en évidence les couplages entre les phénomènes de transport et l'état de contrainte. Par exemple :

$$\mu_e = \mu_e^0 + \frac{1}{\rho_s} \left(d^e \Delta w_e - 3K \beta_e \delta^{km} \Delta \varepsilon^{km} - d_+^e \Delta n_+ - d_-^e \Delta n_- \right) \quad (5)$$

$$\sigma^{km} = \sigma^{km0} + \lambda \Delta \varepsilon^{ij} \delta^{km} + 2\mu \Delta \varepsilon^{km} - 3K \beta_e \Delta w_e \delta^{km} + (d_\varepsilon^+)^{km} \Delta n_+ + (d_\varepsilon^-)^{km} \Delta n_- \quad (6)$$

avec ρ_s la masse volumique apparente de la phase solide, K le coefficient de compressibilité de l'ensemble du milieu, β_e le coefficient d'expansion hydrique, ε^{ij} la trace du tenseur des déformations, δ^{km} le symbole de Kronecker, λ et μ les coefficients de Lamé. Il est alors possible d'écrire la relation de transport de la phase liquide (1) sous la forme :

$$v_L^k - v_s^k = -D_w^* w_{,k} - D_\varepsilon^* \varepsilon_{,k} - D_+^* n_{+,k} - D_-^* n_{-,k} - K_w z_{,k} - K_w \frac{Z_L}{g} \phi_{,k} \quad (7)$$

où les coefficients D_w^* , D_ε^* , D_+^* , D_-^* et K_w , intrinsèques au matériau, doivent être déterminés expérimentalement [Mrani, 1995] ou déduits théoriquement [Richefeu, 2002]. Outre le premier terme classique, on voit apparaître explicitement tous les couplages.

4. Conclusion

Les relations de transport peuvent être développées suivant des démarches différentes conduisant à deux expressions, la première en fonction de variables microscopiques (internes à la phase), la seconde en fonction de variables macroscopiques (globales pour le système multiphasique). Dans le cas d'un milieu déformable, la deuxième méthode est la plus adaptée car elle exprime plus simplement le couplage entre transport et déformation du milieu. Cependant, dans les deux cas, la difficulté principale consiste à déterminer les coefficients.

Références

- Bénet, J.-C., Boscus, J., Richefeu, V. (2003). Interaction between aqueous solution transport and stress/strain in a deformable porous medium. *IUTAM 2003: Symposium on the mechanics of physicochemical and electromechanical interactions in porous media, Kerkrade, Pays-Bas*.
- Biot, M. A. (1972). Theory of finite deformations of porous solids. *Indiana University Mathematics Journal*, 21(7), pages 597-620.
- Boscus, J., Richefeu, V., Cherblanc, F., Fras, G., Bénet, J.-C. (2003). Couplages phénomènes électriques / déformations / transports en milieux poreux. *16^{ème} Congrès Français de Mécanique, Nice*.
- Coussy, O. (1991). Mécanique des milieux poreux. *Technip Edition, Paris*.
- Guggenheim, E. A. (1965). Thermodynamique. *Dunod, Paris*.
- Mrani, I., Bénet, J.-C., Fras, G. (1995). Transport of water in a biconstituent elastic medium. *Appl. Mech. Rev.*, 48(10), pages 717-721.
- Richefeu, V., El Youssoufi, M. S., Bénet, J.-C. (2002). Saturated porous medium strain under osmotic actions. *Poromechanics II, Auriault et al. (ed.), Balkema, Rotterdam*, pages 533-537.

Détermination expérimentale et prédiction théorique de la teneur en eau liquide dans un milieu poreux gelé

Teddy FEN-CHONG, Antonin FABBRI, Jean-Pierre GUILBAUD, Olivier COUSSY

Laboratoire des Matériaux et des Structures du Génie Civil

LMSGC UMR 113 LCPC / ENPC / CNRS - Institut Navier

2 allée Kepler – F-77420 Champs-sur-Marne

Le gel est un facteur important dont il faut tenir compte pour la pérennité de certaines constructions en génie-civil.

Lors du gel, l'augmentation de volume due au changement de phase de l'eau contenue dans un matériau poreux peut occasionner la destruction de ce dernier. De plus, en raison de l'interaction entre la surface des pores et l'eau, celle-ci ne gèle pas totalement lorsque la température devient négative. À ces températures, le matériau contient donc de l'eau liquide, de la glace, et de l'air dans le cas d'un milieu initialement non saturé. Or pour ces matériaux, des détériorations considérables et localisées peuvent être induites par des mouvements d'eau vers les parties les plus froides engendrées par le processus de gel (cas d'une surface exposée à une température plus froide qu'au cœur): ce phénomène est appelé cryosuccion. Outre le risque de destruction complète pour les matériaux consolidés, peuvent apparaître des gonflements et/ou des modifications de microstructures importantes pour les matériaux déformables comme les sols : au dégel, ces matériaux désorganisés et sursaturés perdent toute résistance mécanique et sont donc inutilisables pour certaines applications.

Que ce soit l'augmentation de volume par changement de phase ou la cryosuccion, ces deux mécanismes dépendent principalement de la fraction d'eau liquide qui se transforme en glace, respectivement par l'expansion volumique associée à la transformation de phase et par la facilité avec laquelle de l'eau liquide peut s'écouler à travers le réseau poreux encore connecté puisque la glace qui s'est formée diminue l'espace poreux initial. Dès lors, la teneur en eau liquide dans un milieu poreux soumis au froid est une variable d'état thermodynamique importante. Son évaluation fait l'objet de cette communication.

C'est pourquoi, un dispositif de mesure de la teneur en eau liquide d'un milieu poreux soumis au froid a été développé. Ce système est basé sur la méthode dite capacitive dans laquelle la capacité constituée par le matériau (milieu poreux diélectrique) entre deux électrodes est mise en parallèle avec une self-inductance, le tout formant un circuit oscillant. Il est possible alors de mesurer la variation de la fréquence du signal de réponse, fréquence liée à la variation de la capacité d'un milieu poreux saturé en eau au cours du changement de phase puisque la constante diélectrique réelle de l'eau (environ 80) est très différente de celle de la glace (environ 4).

Une première campagne d'essais a été menée sur une pierre de Caen de porosité ouverte macroscopique de 20% et caractérisée par 3 modes poreux principaux à 15 μm , 4 μm , et 0,3 μm (données obtenues par porosité au mercure). La figure 1 reproduit les résultats obtenus sur la variation de la teneur en eau massique avec la température à partir d'un échantillon initialement saturé en eau distillée. On constate que cette pierre gèle pour des températures négatives proches de 0°C, ce qui s'explique par ses caractéristiques porales. Afin d'étudier le comportement de milieux poreux de distribution de tailles de pores plus fines, on projette également de conduire des essais sur du verre poreux et des pâtes cimentaires.

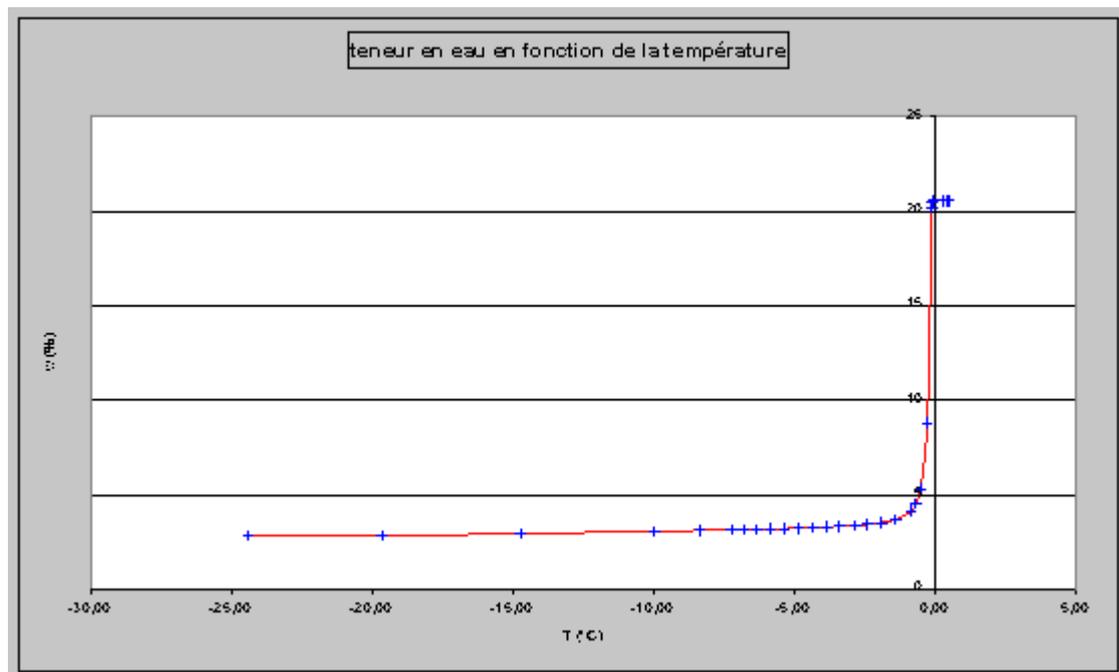


Figure 1 : teneur en eau massique dans une pierre de Caen à température négative.

Milieux Poreux - Cellule Hele-Shaw : Analogie en terme de Transport ?

Constantin OLTEAN, Christophe FELDER, Michel PANFILOV & Michel BUÈS

Laboratoire Environnement, Géomécanique & Ouvrages - ENS de Géologie - INPL
Rue du Doyen Marcel Roubault, BP 40
F – 54501 Vandœuvre-lès-Nancy
Prénom.Nom@ensg.inpl-nancy.fr

Résumé

Développé, initialement pour des problèmes ayant trait aux transports de polluant à propriétés physiques variables en milieux poreux, un code numérique a été modifié afin qu'il puisse être appliqué en cellule Hele-Shaw. Pour déterminer les conditions d'analogie entre la cellule et le milieu poreux, il est nécessaire d'évaluer la forme du tenseur de dispersion. Ce dernier a été obtenu par homogénéisation des équations de Navier-Stokes, de continuité et de transport. Les simulations numériques sont en bon accord avec les résultats expérimentaux.

1. Problématique

L'analogie entre une cellule Hele-Shaw et un milieu poreux est basée sur la possibilité d'exprimer le débit moyen, qui transite à travers l'épaisseur (b) de la cellule, par la loi de Darcy. La perméabilité équivalente de ce système est alors proportionnelle à b^2 . En outre, le transport moyen d'un soluté inerte type traceur peut être décrit à l'aide d'un tenseur de dispersion ayant une structure similaire à celle que l'on peut trouver en milieu poreux (dispersion de Taylor). Cependant, dans le cas d'un déplacement de fluides miscibles hétérogènes (*e.g.* : contrastes de masse volumique ou de viscosité), la condition d'équivalence ne semble pas être, actuellement, connue. Cette contribution est consacrée à ce problème. Dans un premier temps, les conditions d'analogie sont obtenues par l'homogénéisation d'un écoulement de Navier-Stokes d'un mélange bi-composant avec variation spatio-temporelle de la masse volumique. Une nouvelle structure du tenseur de dispersion, dépendant de la concentration, est obtenue. Similaire à celle utilisée dans un milieu poreux, cette structure a pu être facilement intégrée dans un modèle numérique basé sur les mêmes techniques amplement décrites dans [1] et testées avec succès aussi bien sur des benchmarks [1, 2] que sur des données expérimentales et théoriques [3]. En utilisant cet outil, nous tenterons, dans un second temps, de répondre à la question initiale, à savoir : peut-on valider, en termes de transport, l'analogie entre la dispersion en milieu poreux et la dispersion en cellule Hele-Shaw dans le cas d'un contraste de masse volumique ?

2. Techniques expérimentales

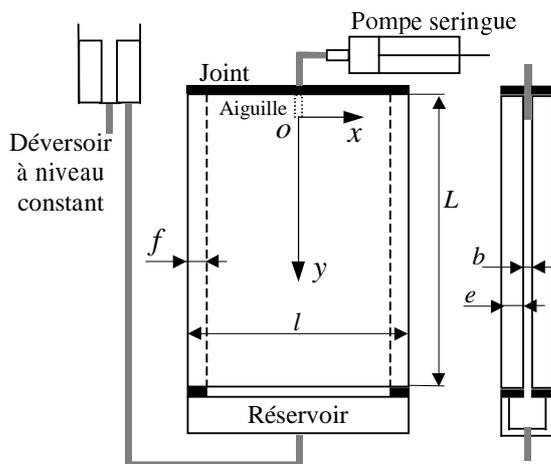


Figure 1 : Dispositif expérimental (Hele-Shaw)

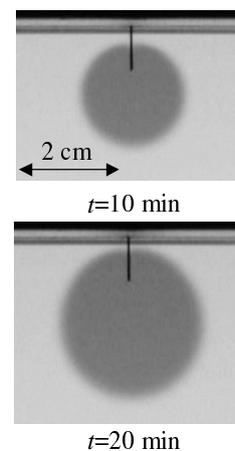


Figure 2 : Images de l'injection de la solution colorée

Le dispositif expérimental est schématisé sur la figure 1. L'utilisation d'une solution colorée, assimilable à un traceur dont l'évolution spatio-temporelle est présentée sur la figure 2, a permis la

mise au point de deux techniques optiques de mesure - appareil photo numérique haute définition et son système d'exploitation ou système PIV (Vélocimétrie par Imagerie de Particules).

3. Résultats et interprétations

De l'approche théorique, nous avons établi une forme du tenseur de dispersion qui :

- (i) généralise l'approche de Taylor et où le terme courant dépend du contraste de masse volumique.
- (ii) donne, exprimée sous la formulation classique, une dispersivité transversale α_T nulle et une dispersivité longitudinale α_L égale à

$$\alpha_L = \frac{b^2 \langle V \rangle}{210 D_m} \left(1 + \frac{\langle \rho - \rho_a \rangle}{\langle \rho \rangle} \right)$$

- (iii) fournit explicitement les composantes du tenseur de dispersion

$$D_{ij} = [D_m + \alpha_T \langle V \rangle] \delta_{ij} + \frac{(\alpha_L - \alpha_T) \langle V_i \rangle \langle V_j \rangle}{\langle V \rangle}$$

avec $\langle V_i \rangle$ et $\langle V_j \rangle$ les composantes de la vitesse moyenne $\langle V \rangle$, D_m la diffusion moléculaire, δ_{ij} le symbole de Kronecker, ρ la masse volumique dans la zone de mélange et ρ_a la masse volumique du fluide ambiant.

L'analyse numérique qualitative des expériences menées avec différentes conditions aux limites, *i.e.* : variation des débits et concentrations injectés, a montré que (figure 3) :

- (i) l'on pouvait transférer aux milieux poreux, les résultats obtenus pour une cellule Hele-Shaw,
- (ii) le transport à travers la cellule est macroscopiquement équivalent au transport en milieu poreux sur une plage de variation du nombre de Péclet moléculaire située au voisinage de 1.

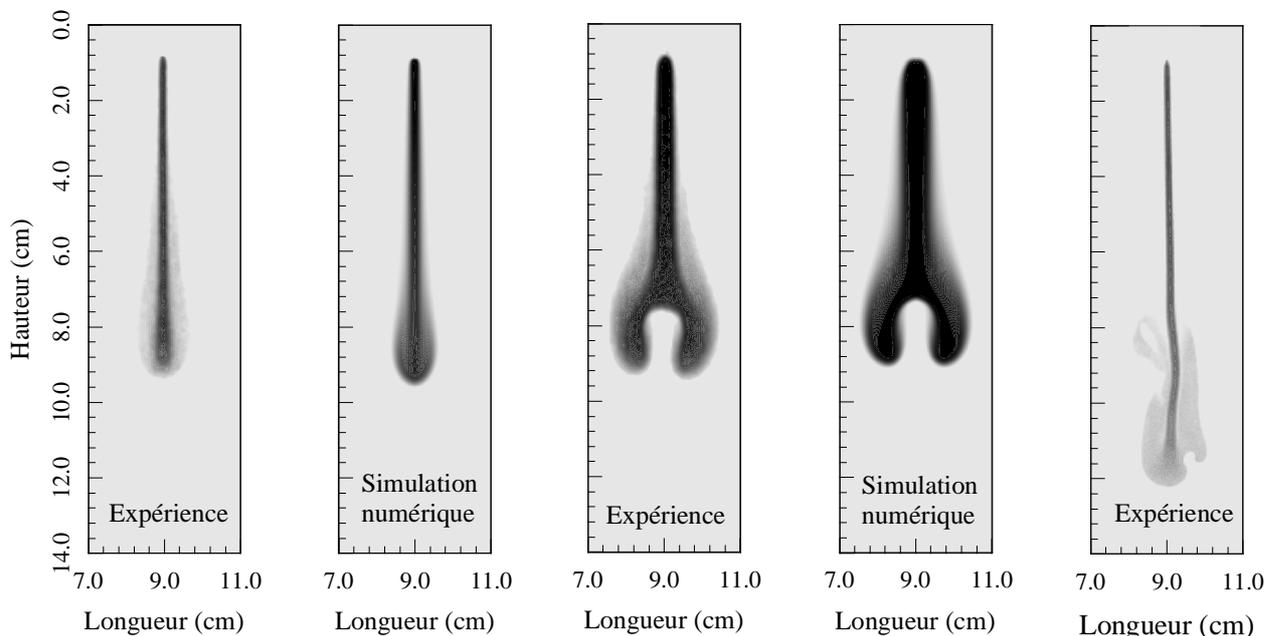


Figure 3 : Distribution spatiale de la concentration dans la zone de mélange

4. Références

- [1] **M.A. Buès and C. Oltean**, Numerical simulations for saltwater intrusion by the mixed hybrid element method and discontinuous finite element method. *Transport in Porous Media*, **40** (2), 171-200 (2000).
- [2] **C. Oltean and M.A. Buès**, Coupled groundwater flow and transport in porous media. A conservative or non-conservative form ? *Transport in Porous Media*, **44** (2), 219-246, (2001).
- [3] **C. Oltean and M.A. Buès**, Infiltration of salt solute in homogeneous and saturated porous media – An analytical solution evaluated by numerical simulations. *Transport in Porous Media*, **48** (2), 61-78, (2002).

ÉCOULEMENT DE FLUIDES VISQUEUX EN LOI PUISSANCE EN MILIEUX FIBREUX

L. ORGEAS^(a), C. GEINDREAU^(a), J.-F. BLOCH^(b), Z. IDRIS^(a), J.-L. AURIAULT^(a), D. FAVIER^(a)

^(a)Laboratoire Sols – Solides – Structures (3S)

CNRS – INPG – UJF, BP 53, 38 041 Grenoble Cedex 9

^(b)Laboratoire de Génie des Procédés Papetiers (LGP2)

CNRS – EFG – INPG, BP 65, 38402 St-Martin d'Hères Cedex

L'écoulement de fluides en loi puissance au sein de milieux fibreux est encore mal maîtrisé et pose de nombreux problèmes dans divers secteurs de l'industrie, tels que celui de la mise en forme des composites à matrice organique (procédés RTM (Resin Transfer Molding), de compression des SMC (Sheet Modling Compounds) ou des GMT (Glass Mat Thermoplastics),...) ou bien encore celui de l'industrie papetière. Dans ce contexte, ce travail propose une méthodologie pour déterminer la loi de filtration d'un fluide non-newtonien en milieu fibreux.

1 DESCRIPTION DE L'ÉCOULEMENT A L'ÉCHELLE MICROSCOPIQUE

Le fluide considéré est purement visqueux incompressible, et sa viscosité μ est une fonction puissance du taux de cisaillement généralisé $\dot{\gamma}_{eq}$, invariant du tenseur des vitesses de déformation $\underline{\underline{D}}$:

$$\mu = \mu_0 (\dot{\gamma}_{eq} / \dot{\gamma}_{eqc})^{n-1}, \quad \dot{\gamma}_{eq} = \sqrt{2 \underline{\underline{D}} : \underline{\underline{D}}} \quad \text{avec} \quad \underline{\underline{D}} = \frac{1}{2} (\underline{\text{grad}} \underline{\mathbf{v}} + {}^T \underline{\text{grad}} \underline{\mathbf{v}}) \quad (1)$$

où $\underline{\mathbf{v}}$ est la vitesse du fluide, μ_0 la viscosité du fluide à une vitesse de déformation caractéristique $\dot{\gamma}_{eqc}$ et n caractérise la sensibilité du fluide à la vitesse de déformation.

Le volume élémentaire représentatif (VER) du problème est une microstructure fibreuse de volume total Ω , l'ensemble des fibres occupant un volume Ω_f . Ce milieu est saturé par le fluide qui occupe un volume Ω_p . Ce dernier circule au travers du réseau de fibres sous des conditions isothermes, stationnaires, les effets inertiels étant négligés et le fluide collant à l'interface Γ entre Ω_f et Ω_p . Cela se traduit par le jeu d'équations de conservation (masse et quantité de mouvement) et de conditions aux limites suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \forall M \in \Omega_f \\ \forall M' \in \Gamma \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{div } \underline{\mathbf{v}} = 0 \\ 2\mu_0 \underline{\text{div}} \dot{\gamma}_{eq}^{n-1} \underline{\underline{D}} = \underline{\text{grad}} p \\ \underline{\mathbf{v}} = \underline{\mathbf{0}} \end{array} \right. \quad (2)$$

2 PASSAGE MICRO-MACRO

En supposant d'une part que le réseau fibreux est un assemblage périodique de VER et que la taille de ces derniers est très petite devant celle du milieu poreux, les propriétés ainsi que la structure générale de la loi de filtration ont été obtenues théoriquement par méthode d'homogénéisation à échelles multiples¹. Très brièvement, ces travaux ont montré qu'au premier ordre, le gradient de pression macroscopique $\underline{\text{grad}} p^0$ est une fonction homogène de degré n de la vitesse moyenne du fluide $\underline{\mathbf{u}}^0$ définie selon :

$$\underline{\mathbf{u}}^0 = \frac{1}{|\Omega_p|} \int_{\Omega_p} \underline{\mathbf{v}}^0 \, d\Omega \quad \text{avec} \quad \text{div } \underline{\mathbf{u}}^0 = 0 \quad (3)$$

où $\underline{\mathbf{v}}^0$ est l'approximation au premier ordre du champ de vitesse $\underline{\mathbf{v}}$. Dans le cas particulier de fluide newtonien ($n = 1$), $\underline{\text{grad}} p^0$ est une fonction linéaire de la vitesse moyenne du fluide $\underline{\mathbf{u}}^0$.

3 ÉTUDE QUANTITATIVE DU COMPORTEMENT MACROSCOPIQUE

Afin de préciser d'avantage la loi de filtration, la méthodologie décrite ci-après a été utilisée :

a) Résoudre pour un VER donné le problème aux limites suivant, déduit du passage micro-macro :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{div } \underline{\mathbf{v}}^0 = 0 \\ 2\mu_0 \underline{\text{div}} (\dot{\gamma}_{eq}^{0, n-1} \underline{\underline{D}}^0) = \underline{\text{grad}} p^1 + \underline{\text{grad}} p^0 \\ \underline{\mathbf{v}}^0 = \underline{\mathbf{0}} \end{array} \right\} \quad \begin{array}{l} \text{in } \Omega_f, \\ \text{on } \Gamma \end{array} \quad (4)$$

où $\underline{\text{grad}} p^0$ est une donnée du problème qui apparaît comme un terme source, et où les champs de vitesse $\underline{\mathbf{v}}^0$ et de pression p^1 (fluctuation de la pression autour de p^0) sont les inconnues, fonctions périodiques de la variable d'espace $\underline{\mathbf{x}}$. Dans ce travail, le système précédent, muni de conditions de périodicité sur les bords du VER, est résolu par le biais d'une formulation mixte vitesse-pression de la méthode des éléments finis que nous avons implantée dans le logiciel de calculs éléments finis FEMLAB[®].

b) Calculer le champ de vitesse $\underline{\mathbf{u}}^0$ correspondant.

c) Répéter les points a) et b) pour d'autres gradients de pression $\underline{\text{grad}} p^0$ de façon à constituer une base de données « d'expériences numériques ».

¹ J.-L. Auriault, P. Royer and C. Geindreau, « Filtration law for power-law fluids in anisotropic porous media », *Int. J. of Eng. Sci.*, **40**, (2002), pp.1151-1163

d) Proposer une forme macroscopique de loi de filtration capable de reproduire au mieux cette base de données.

La méthodologie décrite précédemment est illustrée dans le cas élémentaire de la filtration d'un fluide en loi puissance au travers d'un milieu fibreux dont les fibres à section droite elliptique (grand axe a_1 , petit axe a_2 , rapport de forme $r = a_1/a_2$) sont infinies, toutes parallèles à \underline{e}_3 et organisées en réseau carré. Seul l'écoulement transverse est étudié, si bien que le problème à résoudre est bidimensionnel et les VER bidimensionnels générés dans $(\underline{e}_1, \underline{e}_2)$ présentent une ellipse au centre d'un rectangle de dimensions l_1 et $l_2 = r l_1$, leur compacité c étant égale à $\pi a_1^2/l_1^2$.

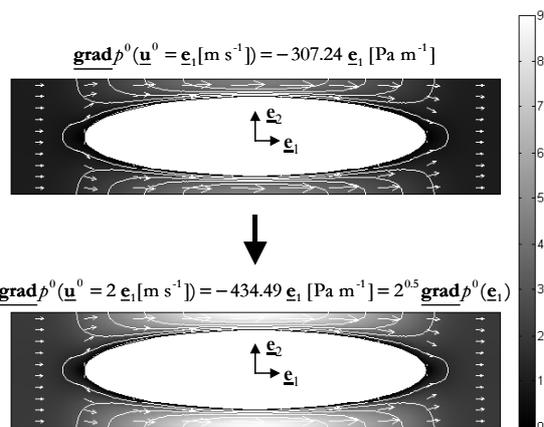


Figure 1 – Homogénéité de degré n de $\underline{\text{grad}}p^0$ vis à vis de \underline{u}^0 ; $n = 0.5$, $l_x = 1$ m, $r = 1/5$, $c = 0.385$, $\mu_0 = 1$ Pa s; Isovaleurs et flèches [m s⁻¹]: direction et amplitude de \underline{v}^0 .

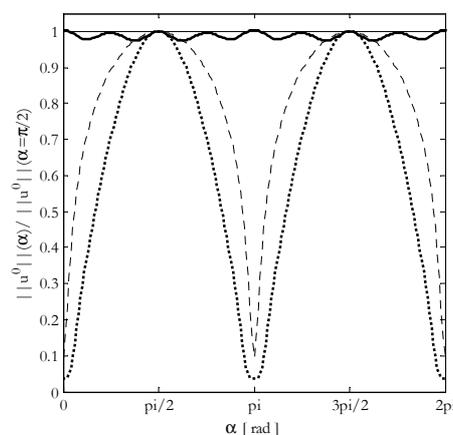


Figure 2 – Anisotropie de la loi de filtration; $l_x = 1$ m, $c = 0.197$, $\mu_0 = 1$ Pa s; traits continus : $r = 1$, traits pointillés : $r = 1/10$; traits fins : $n = 1$, traits gras : $n = 0.3$.

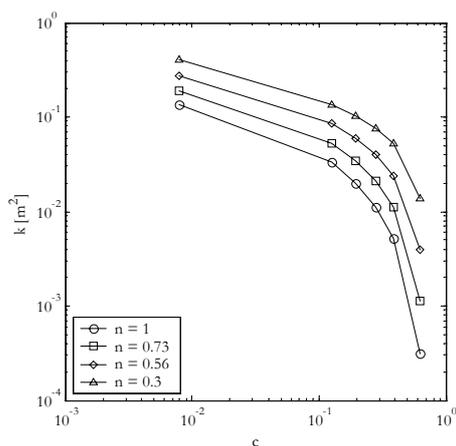


Figure 3 – Evolution de la perméabilité k en fonction de c ; $l_x = 1$ m, $r = 1$, $c = 0.197$, $\mu_0 = 1$ Pa s, $u_{1c}^0 = 1$ m s⁻¹.

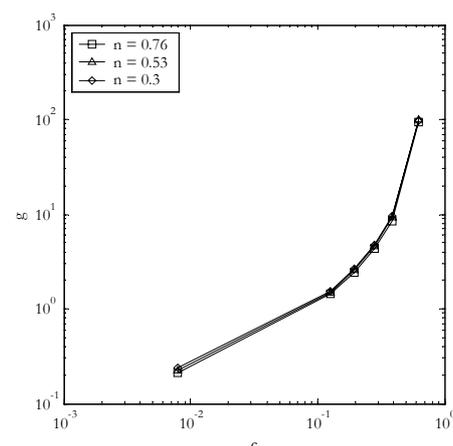


Figure 4 – Evolution de g en fonction de c pour différentes valeurs de n ; $r = 1$, $c = 0.197$, $\mu_0 = 1$ Pa s.

Quelques résultats :

- L'homogénéité de degré n de $\underline{\text{grad}}p^0$ vis à vis de \underline{u}^0 est mise en évidence sur la Figure 1.
- L'anisotropie de la loi de filtration est révélée sur la Figure 2, qui représente l'évolution de la norme adimensionalisée de \underline{u}^0 lorsque que le VER est soumis à un gradient de pression $\underline{\text{grad}}p^0$ unitaire, dont l'inclinaison par rapport à \underline{e}_1 est de α ($0 \leq \alpha \leq 2\pi$). Cette figure montre clairement que la loi filtration est toujours anisotrope (orthotrope), à l'exception du cas où $n = 1$ et où $r = 1$, où la loi est isotrope. Elle montre également qu'une diminution de n et/ou une diminution de r (lorsque $r < 1$) augmente le caractère anisotrope.
- Dans le cas de sections droites circulaires ($a_1 = a_2 = a$) et lorsque $\underline{\text{grad}}p^0$ est porté par \underline{e}_1 , il vient :

$$\frac{\partial p^0}{\partial x_1} = -\frac{\mu_0}{k} \left(\frac{u_1^0}{u_{1c}^0} \right)^n \quad (5)$$

où $k(c, n)$ est la perméabilité du milieu à une vitesse macroscopique caractéristique de u_{1c}^0 : son évolution est illustrée sur la Figure 3. La Figure 4 montre qu'à compacité donnée et sur une large plage de compacité, il est raisonnable d'envisager la relation^{2,3} :

$$\left(k(c, n)/a^{n+1} \right) / \left(k(c, 1)/a^2 \right) = g(c)^{1-n} \quad (6)$$

Ainsi, connaissant $k(c, 1)$ et $g(c)$, on peut immédiatement estimer $k(c, n)$.

² M.V. Brusckhe, S.G. Advani, « Flow of generalized Newtonian fluids across a periodic array of cylinders », *J. Rheol.*, **37**, 3, (1993), pp.479-498.

³ J.K. Woods, P.D.M. Spelt, P.D. Lee, T. Selerland, C.J. Lawrence, « Creeping flow of power law fluids through periodic arrays of elliptical cylinders », *J. Non-Newtonian Fluid Mech.*, **111**, (2003), pp.211-228.

Non-Darcy Regime Flow in Confined Flows

A. A. Mohamad

Dept. of Mechanical and Manufacturing Engineering
The University of Calgary, Calgary, AB, T2N 1N4, CANADA

Flow and heat transfer in a saturated porous medium is usually governed by Darcy's law for low local Reynolds and Rayleigh numbers. This statement may be true for low permeable media. For high permeable medium, the correlation developed for Darcy flow may not be valid. The effect of momentum diffusion becomes important, especially for confined flows. The present work examines the range where the flow is solely governed by the Darcy regime to the flow without any porous material. The examinations were performed for fully developed flow in conduits (circular pipes and rectangular channels), forced flow, and flow in a differentially heated cavity, buoyancy driven flow, natural convection.

Numerical results obtained for Darcy-Brinkman model, where inertia term is not important. The results of forced convection in a pipe and duct with isothermal boundary conditions are shown in Fig1. The figure clearly indicates that for $Da > 10^{-4}$, the rate of heat transfer is less than 5.76 and 9.86 for pipe and duct flows, respectively. The Nusselt number decreases and approaches flow in a conduit without porous medium for $Da > 1.0$. The Nusselt numbers are 3.658 and 7.541 for flow in a pipe and a duct without porous medium, respectively. Hence, for laminar flow and for Da greater than 10^{-4} , the plug flow is not valid and momentum diffusion has significant effect on the flow and on the rate of heat transfer.

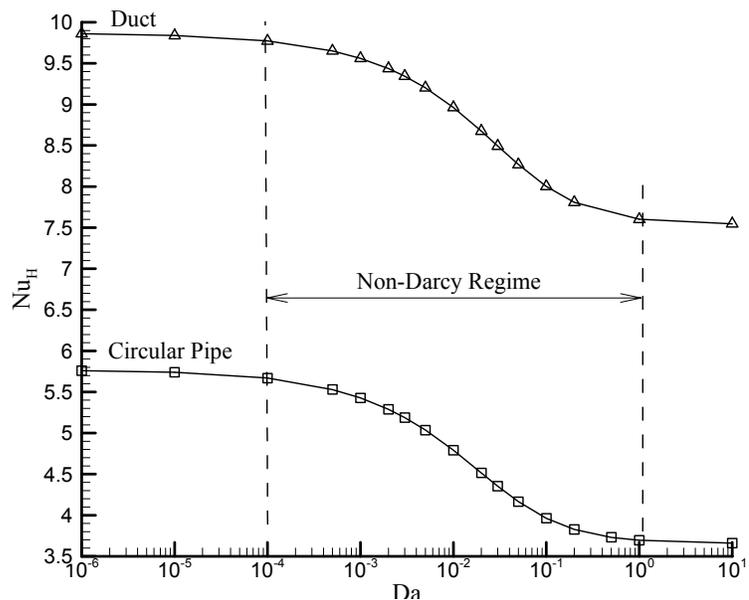


Fig. 1 Nusselt number as a function of Darcy number for isothermal boundary condition.

The following correlation may be useful to calculate Nu for range of Da between 0.1 to 10^{-4} , $Nu = c Da^n$, where c equal to 3.73 and 7.65 for pipe and duct flows, respectively. The exponent, n , equal to -0.054 and -0.033 for pipe and duct flows, respectively. Note that the Nusselt number is based on hydraulic diameter.

For constant heat flux boundary conditions similar results are obtained as shown in Fig. 2. For $Da < 10^{-4}$, Darcy flow assumption is valid. The Nusselt number for Darcy flows are 7.81 and 11.90 for pipe and duct flows, respectively. For $Da > 10^{-4}$, the Nusselt number asymptotically decreases and approaches value of 4.36 and 8.39 for pipe and duct flow without porous media, respectively.

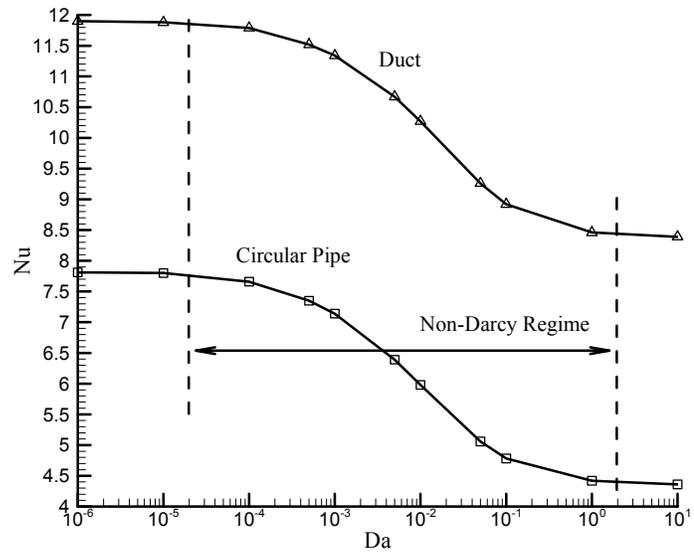


Fig. 2 Nusselt number as a function of Darcy number for constant heat flux boundary condition.

Reference

Mohamad, A. A., 2003, Heat Transfer Enhancements in Heat Exchangers Fitted with Porous Media, Part I: Constant Wall Temperature, *Int. J. Thermal Sciences*, 42, 385-395.

AN ASPECT OF OPERATIONAL AND MAINTENANCE COST OF FLOWING
CONDENSERS OPTIMIZATION:
PROBLEM OF WATER STONE LAYER FORMATION

T. Morosuk, L. Morosuk, V. Sokolovskaya, A. Klimenko
Refrigeration Machines Department, Institute of Low Temperature
Odessa State Academy of Refrigeration
Dvorianskaya St., 1/3, Odessa, 65026, Ukraine

One of the major problems in power industry is the fouling in heat exchangers, especially water cooling condensers, which need to be solved. Any effort in optimizing and/or minimizing the fouling effect saves industry million of dollars. Exergy analysis, second thermodynamics law, is usually used to optimize thermal systems, where the heat transfer and pressure drop are important factors.

The present work discusses utilizing exergy and exergoeconomics analysis for flow through condensers as a means for optimization. The fouling layer forms in the inner layer of condenser tubes can be modeled as a porous layer.

The basis of exergoeconomic analysis and optimization is to couple solution of two equations:

- exergy efficiency $\varepsilon = \frac{E_P}{E_F}$;
- exergoeconomic factor $f = \frac{Z}{Z + c_F(E_D + E_L)}$, where $Z = Z^{CI} + Z^{O\&M}$.

Hence, it is necessary to determine the following parameters: exergy efficiency (ε), exergy destruction (E_D), exergy losses (E_L), capital investment cost (Z^{CI}) and operational and maintenance cost ($Z^{O\&M}$). It is necessary also to identify the “product” (subscript “P”) and “fuel” (subscript “F”) for condenser and determine the specific cost of “fuel” (c_F).

The exergy destructions and losses for flow in a condenser are as follow:

- exergy destruction due to temperature difference (E_D^T). The temperature difference determines capital investment cost and operational and maintenance cost as function $Z=f(U,A,\Delta T)$ on the basis of heat exchange theory;
- exergy destruction due to pressure drop along the condenser (E_D^M), which determines operational and maintenance cost;
- exergy losses due to heat losses to the environment (E_L). Traditionally, E_L is insignificant for analysis of condensers.

The fouling layer, porous layer, reduce flow passage diameter, which adds extra pressure drop to the system. Also, the layer increases the total thermal resistance, increases temperature gradient. Therefore, the entropy generation increases, in other word, it influences the value of E_D (by Guy-Stodola Theorem) $E_D = E_D^T + E_D^M = T_O \cdot S_{gen} = T_O (S_{gen}^T + E_{gen}^M)$.

The entropy generation due to heat transfer ($STE = \frac{S_{gen}^T}{\Delta Q/T_w}$) and mechanical entropy generation

due to pressure drop ($SME = \frac{S_{gen}^M}{\Delta Q/T_w}$) are adopted in the present analysis (Bejan et al., 1996).

For one pass flow through the condenser, the total entropy generation can be written as,

$$SOE = STE + SME = \frac{\Delta Q}{\Delta A} \cdot \frac{l}{T_f h_{f \rightarrow w}} + \frac{\Delta A}{\Delta Q} \cdot \frac{T_w}{T_f} \cdot \frac{\mu^3}{\rho^2 D_h^3} \cdot Re^3 \cdot \frac{f}{2}$$

where

Q is the rate heat transfer from (to) fluid to wall, ΔA is the element of heat exchange surface, $h_{f \rightarrow w}$ is the heat transfer coefficient from (to) fluid to wall, T_w is the temperature of wall, T_f is the temperature of flow, D_h is the hydraulic diameter, μ is the dynamic viscosity, ρ is the mass density, Re is the Reynolds number and f is the friction factor.

For account of porous layer, fouling layer, it is necessary to replace $h_{f \rightarrow w}$ by $h_{f \rightarrow w}^*$ which accounts for the thermal resistance of porous layer.

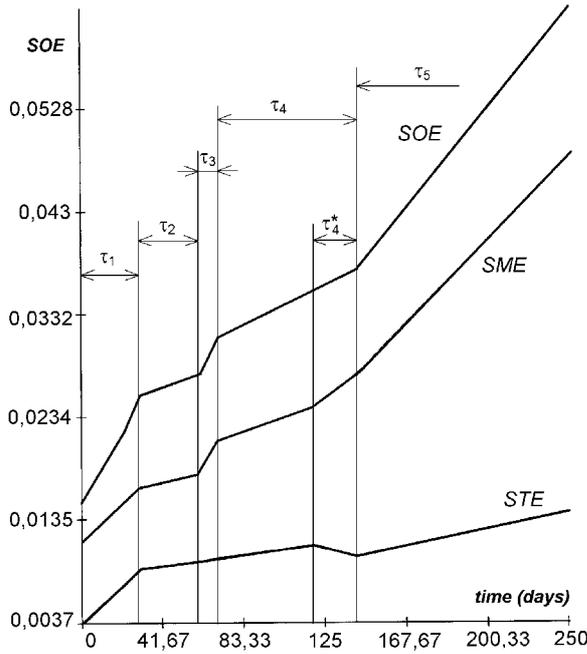


Figure 1: Diagram of SOE for water flow in condenser (with account of fouling factor, formation of a porous layer) of a compression refrigeration machine of small capacity with diameter of water pipe not more then one inch.

The following suggestions can be drawn from analysis:

- Increasing the water flow speed through condenser promotes for lengthening of time between each porous layer delete process, e.g. promotes for decreasing of value of maintenance cost as part of $Z^{M\&O}$;
- Increasing the water flow speed through condenser promotes increasing value of friction factor (f), which increases value of operational cost (by increasing the water pump power) as part of $Z^{M\&O}$.

Reference

Bejan A., Tsatsaronis G., Moran M., 1996, Thermal Design and Optimization, John Wiley & Sons, New York.

Morosuk T.V. Porous media theory for fouling problems in heat exchangers of refrigeration machines and heat pumps, 2003, in D.B. Ingham, editor, Proceedings of NATO ASI on Porous Media "Current Issues on Heat and Mass Transfer in Porous Media", Ovidius University Press, pp.406-416.

Since, the fouling layer thickness and composition may change with time and period of operation, therefore the model should be dynamic and should be examined with time (Figure 1):

- τ_1 is time for first layer formation;
- τ_2 is time for partially destruction of the top part of the layer;
- τ_3 is time for second layer formation;
- τ_4 is time for partially destruction of top part of the second layer;
- τ_4^* is time for main destruction of porous layers;
- τ_5 is quasi-stationary regime.

It is clear that operational and maintenance costs of the flow in condensers is function of the total time $\Sigma\tau$ ($\Sigma\tau = \tau_1 + \tau_2 + \tau_3 + \tau_4 + \tau_4^* + \tau_5$) and lengthening one will be possible by change of movement regime of water through condenser (Re). Value ΔQ must to conserve constant ($\Delta Q = const$) for analysis and modeling because heat exchanger surface of condenser is constant ($A = const$) and capital investment cost is constant ($Z^{CI} = const$).

EXERGY-TOPOLOGICAL APPROACH IN THERMODYNAMIC ANALYSIS AND THERMOECONOMICAL OPTIMIZATION OF ENERGY INTENSIVE SYSTEMS

V. Nikulshin¹, C. Wu², V. Nikulshina³

¹ Professor and Head of Theoretical General and Nonconventional Power Engineering Department, Odessa National Polytechnic Univ., 65044, Odessa, Ave. Shevchenko 1; Tel: +38 0482 288 416; Fax: +38 0482 250 104; e-mail: vnikul@paco.odessa.ua

² Professor of Mechanical Engineering Department, U.S. Naval Academy, Annapolis, MD 21402-5000; Tel: 410-293-6512; Fax: 410-293-2591; e-mail: wu@gwmail.usna.edu

³ M.Sc. Student of Energy Technology Department, Royal Institute of Technology, SE-1004, Stockholm, Sweden, Tel.:+46 737888540; Fax:+46(0)8203007; e-mail: viknik98@m.kth.se

In the design and operation of energy intensive systems, the possibility of improving the system's efficiency is very important to explore. The main way of improving efficiency is through optimization. This paper describes a general approach for thermodynamic analysis and thermoeconomical optimization of energy intensive systems.

The processes taking place in complex energy intensive systems are characterized by mutual transformation of quantitatively different power resources. The thermodynamic analysis of such systems requires the combined application of both laws of thermodynamics and demands the exergy approach (Bejan et al., [1], Sciubba [2]). Exergetic methods are universal and make it possible to estimate the fluxes and balances of all energy for every element of the system using a common criterion of efficiency. Therefore, the exergetic methods are meaningful in analysis and calculations.

Despite its usefulness, the benefits of the exergetic approach were not fully realized until recent years. One reason for this situation is its underestimation of exergetic functions for mathematical modeling, syntheses, and optimization of flow sheets. Another reason is its mathematical difficulty in thermodynamic analyses. Meanwhile, the increasing complexity of optimization problems requires more effective and powerful mathematical methods. Hence, during the last few years, many papers with different applications of exergetic methods have been published (see for example Sciubba [3], Erlach et al., [4], Casarosa and Franco [5], Cornelissen et al., [7]).

The above referenced papers as well as the authors past investigations (Nikulshin et al., [7-12]) show that one of the most effective mathematical methods used for exergetic analysis is the method of graph theory (Harary [13]). The usefulness of graph models can also be demonstrated by its flexibility and its wide varieties of possible applications.

Exergy topological method include the sole use or combination of exergy flow graphs Nikulshin et al., [7-9], and thermoeconomical graphs (Nikulshin et al., [10-12]).

This paper contains two main parts- one describes the application of exergy-topological models for general thermodynamic analysis of different energy intensive systems, other describes methods of thermoeconomical optimization.

The questions of thermodynamic analysis are illustrated on example of gas-turbine and nuclear power plants.

The problem of optimization is solved separately for systems with linear structure, systems with pair interplay of flows and systems with arbitrary structure.

Numerical examples of this approach as well as industrial application are also given.

References

1. Bejan, A., Tsatsaronis, G., Moran, M., *Thermal Design and Optimization*, John Wiley & Sons Inc., New York, 1996.
2. E. Sciubba, R. Melli, *Artificial Intelligence in Thermal Systems Design: Concept and Applications*, Nova Science Pub., 1998
3. E Sciubba, "Beyond thermoeconomics? The concept of Extended Exergy Accounting and its application to the analysis and design of thermal systems", *Exergy-an International Journal*, 2001, Vol.1, pp. 68-85.
4. Erlach B., Tsatsaronis G., Czieszla F., "A new approach for assigning cost and fuels to cogeneration products", *Proc. of International Conference ECOS-01, Istanbul, Turkey, 2001*, pp.107-115.
5. Casarosa C., Franco A., "Thermodynamic optimization of the operative parameters for the heat recovery in combined power plants", *Int. Journal of Applied Thermodynamics* Vol.4, N1, 2001, pp.43-52.
6. Cornelissen, R.L., van Nimwegen, P.A., Hirs, G.G., " Exergetic life cycle analysis", *Proc. of International Conference ECOS-2000, Twente, Netherlands, 2000*, pp.1131-1143.
7. Nikulshin, V., Wu, C., "Thermodynamic analysis of energy intensive systems on exergy topological models", *Proc. of 12-Th. International Symposium on transport phenomena, ISTP-12, Istanbul, Turkey, 2000*, pp. 341-349.
8. Nikulshin, V., Wu, C., "Thermodynamic analysis of energy intensive systems based on exergy-topological models", *Exergy-an International Journal*, 2001, Vol.1, pp. 173-180.
9. Nukulshin V., Wu C., Nikulshina V., "Exergy efficiency calculation of energy intensive systems by graphs", *Proc. of International Conference ECOS-01, Istanbul, Turkey, 2001*, pp.107-115.
10. Nikulshin, V., Wu, C., " Method of thermodynamic analysis and optimization of energy intensive systems on exergy flow graphs", *Proc. of International Conference on Power and Energy Systems, Las Vegas, Nevada, USA, 1999*, pp.489-491.
11. Wu, C., Nikulshin, V., " Method of thermoeconomical optimization of energy intensive systems with linear structure on graphs", *International Journal of Energy Research*, 24, 2000, pp.615-623.
12. Nikulshin V., Wu C., Bailey M., Nikulshina V., " Method of thermoeconomical optimization on graphs of energy intensive systems with pair interplay of flows", *Proc. of International Conference ECOS-02, Berlin, Germany, 2002*, pp.1477-1484.
13. Harary F., *Graph Theory*. Narosa Publishing House, New Deli, 1995.

Expérience modèle visant à discriminer les chemins de propagation acoustique dans un empilement périodique de billes d'acier.

Julien Anfosso¹, Vincent Gibiat².

¹Laboratoire Ondes et Acoustique, E.S.P.C.I., Université Paris VII, 10 rue Vauquelin, 75005 Paris

²Laboratoire d'Acoustique de Métrologie et Instrumentation, Université Paul Sabatier, 10 rue de Narbonne, 31000 Toulouse.

La caractérisation de milieux granulaires est un sujet motivant la communauté des physiciens depuis de nombreuses années. Ainsi différentes méthodes de détermination des propriétés du granulaire ont vu le jour. Des techniques acoustiques sont, par exemple, utilisées en vue de sonder de manière non destructrice ces milieux particuliers. Nous traitons dans cette communication d'une des principales hypothèses permettant d'examiner la pertinence des outils acoustiques pour la caractérisation des granulaires.

Des études sur les milieux granulaires par des méthodes acoustiques nous ont permis de voir que les réponses du milieu sont très sensibles à son histoire. Certaines d'entre elles (Liu et al, 1993) et (Jia et al., 1999) mettent en cause la distribution des contacts, et plus précisément la distribution des forces, pour expliquer la sensibilité des réponses à des impulsions acoustiques. Nous prenons en compte l'hypothèse selon laquelle les ondes acoustiques empruntent les chemins de plus fortes contraintes dans ce milieu poreux particulier. Nous avons mis en place une expérience nous permettant de valider ou d'infirmer cette hypothèse. Notre étude porte sur un empilement périodique hexagonal compact ABAB de billes d'acier de diamètre 10 mm, qui présente un réseau de contact désordonné à l'échelle microscopique. Il constitue donc un bon candidat à l'apparition de chemin de forces. Cet empilement présente une épaisseur de 7 couches, la septième couche est constituée d'une seule bille logée dans un matériau absorbant de même épaisseur que la bille. Elle est en contact avec un transducteur acoustique large-bande (Panametrics v101) de fréquence centrale 500 kHz. La bille est soumise à une impulsion acoustique de fréquence centrale 20 kHz. Ce dispositif nous permet d'exciter le réseau de billes de manière statique et acoustique uniquement par l'intermédiaire de cette bille. La figure (1, gauche) donne la représentation du dispositif expérimental. Enfin, nous pouvons obtenir des informations statiques et dynamiques pour chaque bille de la première couche. Les données statiques sont obtenues à l'aide de la taille de l'empreinte laissée par chaque bille reposant sur une feuille de papier carbone. Cette technique a déjà été utilisée dans les études de (Mueth et al., 1998) pour caractériser la distribution des contraintes au niveau des parois d'un granulaire. La figure (1, droite) nous donne une image de la distribution des contraintes pour une force appliquée extérieure de 180 N. Nous remarquons l'inhomogénéité des contraintes. Les données dynamiques sont obtenues à l'aide d'un interféromètre acousto-optique. Cela nous permet d'avoir la réponse individuelle de chaque bille.

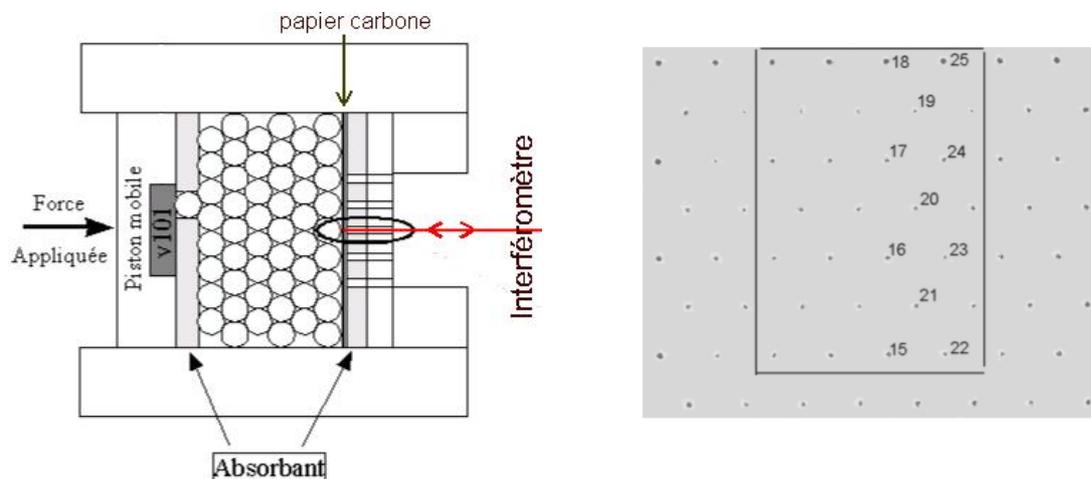


Figure 1. A gauche : montage expérimental / A droite : Image de la distribution de contrainte en fond de cuve obtenue pour une force appliquée sur le piston de 180 N.

Nous pouvons comparer les informations statiques et dynamiques uniquement dans le cadre schématisé sur la figure (1, droite). Pour les données dynamiques, nous avons décidé de travailler sur l'énergie acoustique obtenue en chaque point. Dans la mesure où cela nous permet d'avoir une information du couplage intégrée sur le temps, cette quantité nous paraît pertinente.

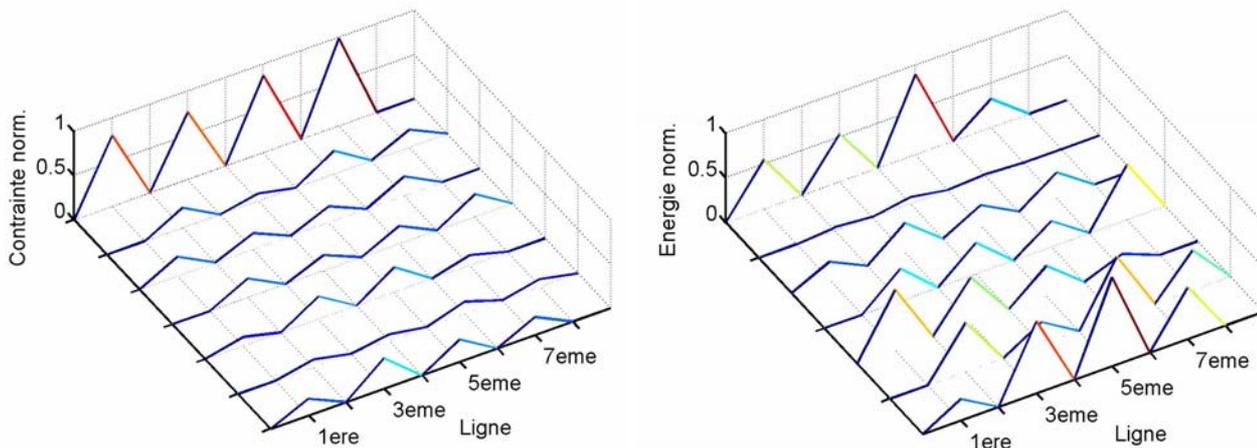


Figure 2 : Distribution de la contrainte et de l'énergie acoustique (toutes deux normalisées) pour 28 positions en fond de cuve.

Nous donnons la répartition des contraintes appliquées par chacune des 28 billes sur la paroi du fond de la cuve, ainsi que la répartition de l'énergie acoustique pour les mêmes points. Nous constatons qu'il est difficile de penser que les ondes acoustiques puissent emprunter les chemins de plus forte contrainte. Notre étude va dans le sens des simulations numériques de (Somfai et al., 2001) Dans ces travaux, des empilements 2D et 3D de billes poly-disperses (atteignant 10 % du rayon) sont étudiées. Il est montré que ce ne sont pas les chemins de force qui guident les ondes acoustiques. Selon eux, le réseau des raideurs (qui est proportionnel à la racine cubique du réseau des forces) gouvernent la propagation. Il présente donc une distribution homogène et ne peut être rapproché de celle des forces.

D'autres études sur des milieux désordonnés sont en cours en vue de caractériser plus finement les corrélations entre les chemins acoustiques et les chemins de force. Si nous ne pouvons pas montrer de corrélations fortes, les caractérisations de milieux seront plus délicates et nous devons alors nous orienter vers des mesures moyennes issues d'un grand nombre de réalisations en vue d'obtenir des informations globales sur le milieu.

C.H. Liu et S.R. Nagel, "Sound in granular material: Disorder and nonlinearity", Phys. Rev. B, 1993, 48, p.15646-15650.

X. Jia, C. Caroli et B. Velicky, "Ultrasound propagation in externally stressed granular media", Phys. Rev. Lett., 1999, 82, p.1863-1866.

D.M. Mueth, H.M. Jaeger et S.R. Nagel, "Force Distribution in a Granular Medium", Phys. Rev. E, 1998, 57, p.3164-3169.

E. Somfai, W. Van Saarloos et J.N. Roux, Wave propagation in force chains, 2001, Y. Kishino (ed.), Powders and grains 2001, Rotterdam, Balkema, p. 117-119.

AEROGELS DE SILICE EN GRAINS POUR L'ABSORPTION ACOUSTIQUE

Vincent Gibiat, Paola Ricciardi

Laboratoire Acoustique, Métrologie et Instrumentation, Université P. Sabatier, Toulouse III, 118 route de Narbonne, 31 000 Toulouse, France

ABSTRACT

Des études précédentes [1, 2] ont décrit l'efficacité d'un absorbeur passif à deux-couches composé d'aérogel granulaire de silice. La théorie de Biot a été appliquée et ces résultats comparés aux mesures expérimentales. Le but de cette étude était d'optimiser les caractéristiques acoustiques de cet absorbeur où les deux premières couches agissent comme adaptation d'impédance et le troisième comme absorbeur de l'énergie acoustique. Les propriétés acoustiques des aérogels granulaires de diamètres de 1 millimètre, de 3 millimètres, de 5 millimètres, et de 80 micromètres, disposés dans différents ordres et épaisseurs ont été étudiées expérimentalement. Un absorbeur multicouche qui devrait avoir des applications potentielles dans des haut-parleurs numériques pour l'absorption arrière de rayonnement avec de meilleurs résultats que les laines de verre, particulièrement à de basses fréquences, a été réalisé.

1. INTRODUCTION

Cette recherche a été initiée [3] afin de développer un absorbeur de l'onde sonore pour la radiation arrière de haut parleurs digitaux avec des résultats meilleurs que les matériaux classiques comme la laine de verre, particulièrement à basses fréquences.

Pour cela, des aérogels de silice ont été utilisés comme milieu absorbant. Ces matériaux ultra poreux sont obtenus par séchage hypercritique d'un gel alcoolique.

Les aérogels de silice existent sous forme monolithique, caractérisée par des vitesses du son très basses, (jusqu'à moins de 40 m/s), et sous forme granulaire, avec une granulométrie comprise entre quelques millimètres et quelques dizaines de micromètres. Les granulaires sont alors des matériaux poreux présentant à la fois une macro porosité liée à l'empilement différente de celle de la forme monolithique et une porosité microscopique intrinsèque du matériau. Leurs densités et vitesses de propagations du son se sont révélées également très faibles.

2. APPLICATION DE LA THEORIE DE BIOT

Afin de déterminer avec précision comment les propriétés physiques des granules d'aérogels influencent la propagation acoustique dans la gamme de fréquence audible, une application de la théorie de Biot [4] pour la propagation acoustique dans les milieux poreux a été choisie.

La vitesse de son par rapport à la fréquence et l'atténuation ont été déterminées expérimentalement en étudiant la propagation d'une impulsion dans un tube de 1m de longueur rempli avec l'échantillon de matériau.

L'accord théorie de Biot et expérience n'est pas parfait, si on ne tient pas compte d'une dépendance avec la fréquence de la tortuosité et de la perméabilité. En considérant cette dépendance nous obtenons un meilleur accord et les résultats suivants (figure 1)

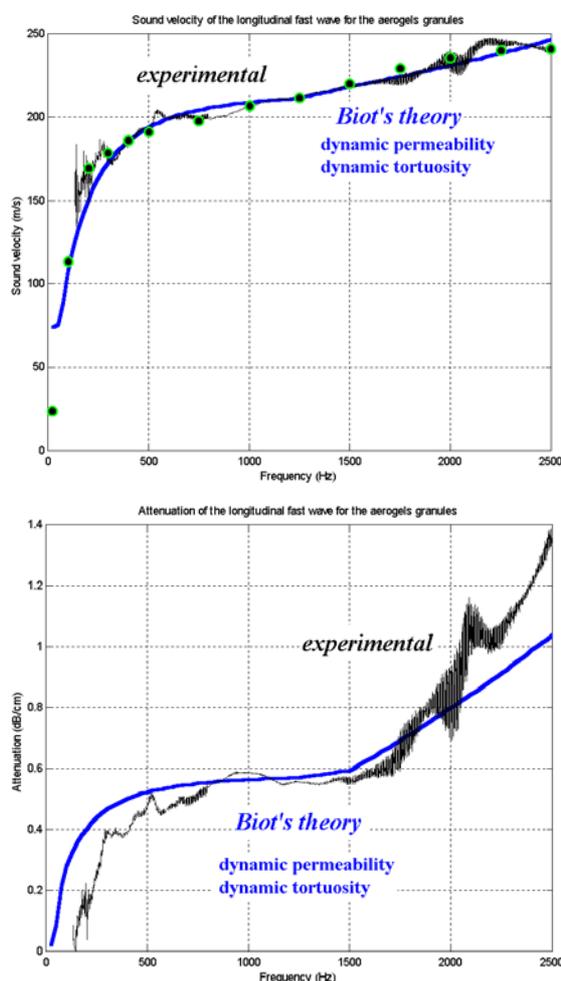


Figure 1 : Comparaison entre expérience et théorie de Biot de la vitesse du son (en haut) et l'atténuation (en bas)

Ces résultats ne peuvent malheureusement pas être transposés aux très petits diamètres où une détermination expérimentale est indispensable.

2. ADAPTATION D'IMPEDANCE ET ABSORPTION

Le coefficient d'atténuation et de réflexion ont été obtenus au moyen d'une installation expérimentale

établie autour d'un système précédemment utilisé pour les mesures d'impédance de TMTC [5]

Les résultats précédents et ces derniers étendus aux différentes tailles de grains permettent d'envisager une utilisation particulière de chaque type de matériau poreux. Celui constitué de grains de moyennes et gros diamètres présente un faible coefficient de réflexion et une atténuation faible. Les petits granulés en revanche présentent un fort coefficient de réflexion. Il semble donc raisonnable d'utiliser les premiers matériaux pour adapter l'impédance, les grains de faibles taille, dont l'absorption est en revanche élevée, pour absorber l'énergie.

Un système à deux couches avait précédemment été réalisé [6]. Une meilleure efficacité peut être obtenue en sélectionnant les matériaux et en constituant des couches élémentaires permettant une adaptation de l'impédance continue avant d'absorber l'énergie dans la dernière couche (l'idéal serait d'en avoir un nombre infini). L'optimisation peut se réaliser à l'aide d'un modèle simple de type produit de matrices élémentaires classique en acoustique et dont les paramètres peuvent être déterminés expérimentalement ou par la théorie de Biot. Un modèle efficace est déjà constitué par trois couches. Leurs épaisseurs ont été déterminées et un prototype réalisé.

3. CARACTÉRISATION ACOUSTIQUE DU SYSTÈME MULTI COUCHE

Pour un absorbeur à deux couches, une atténuation 15 dB dans la gamme de fréquence 300-1700 hertz avait été obtenue. Cependant le système possédait un coefficient de réflexion semblable à celui des laines de verre, donc trop haut pour notre application. Pour le système à trois couches, les deux premières couches agissent adaptent l'impédance et la troisième couche en tant qu'amortisseur.

Sur la figure 2 les résultats expérimentaux de diverses configurations des trois couches comportant différentes tailles de grains pour des couches d'épaisseurs 2 cm ou 3 cm sont comparés pour l'absorption mesurée en transmission.

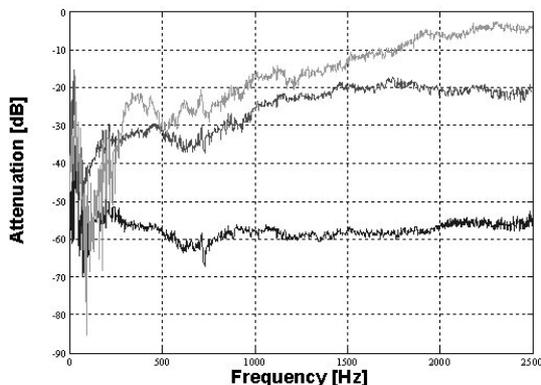


Figure 2: Atténuation en fonction de la fréquence: grise (1ère couche = 2 cm d'épaisseur et diamètre de 3 mm, 2ème couche = 2 cm d'épaisseur et diamètre de 3 mm, 3ème couche = 3 cm d'épaisseur et diamètre de 80 μm), grise foncée (1ère couche = 2 cm d'épaisseur et diamètre de 1 mm, 2ème couche = 2 cm d'épaisseur et diamètre de 3 mm, 3ème couche = 3 cm d'épaisseur et diamètre de 80 μm), noir (1ère couche = 2 cm d'épaisseur et diamètre de 3 mm, 2ème couche = 2 cm d'épaisseur et diamètre de 1 mm, 3ème couche = 3 cm d'épaisseur et diamètre de 80 μm).

2ème couche = 2 cm d'épaisseur et diamètre de 1 mm, 3ème couche = 3 cm d'épaisseur et diamètre de 80 μm).

Les résultats obtenus pour le coefficient de réflexion sont concomittants avec l'absorption, à savoir que la meilleure configuration absorbante présente également un coefficient de réflexion inférieur à 0.2 en énergie pour l'ensemble du spectre audible.

CONCLUSION

En utilisant comme données d'entrée une perméabilité dynamique et une tortuosité dynamique, selon la fréquence, une bonne concordance entre la théorie de Biot et les résultats expérimentaux a été obtenue pour les granules de diamètre de l'ordre du millimètre. Des mesures expérimentales nous ont donné les informations de vitesse et d'absorption acoustique dans les matériaux de très faible granulométrie. Des couches composées de granules de différents diamètres, ayant différentes épaisseurs et disposées dans divers ordres ont été examinées afin d'identifier la configuration optimale pour l'absorbeur à trois couches. La première couche est composée de granules de diamètre de 3 millimètres et a une épaisseur de 2 centimètres; la deuxième couche est composée de granules de diamètre de 3 millimètres avec une épaisseur de 2 centimètres; la troisième couche s'est composée de granules de diamètre de 80 millimètres avec une épaisseur de 3 centimètres. Le système retenu présente une atténuation entre 200 Hz et 2500 Hz meilleure que 60 dB avec un coefficient de réflexion inférieur à 0.2 sur la même gamme ouvrant ainsi des perspectives nouvelles à l'utilisation de ces matériaux poreux particuliers.

RÉFÉRENCES

1. V. Gibiat, O. Lefeuvre, T. Woignier, J. Pelous, J. Phalippou, "Acoustic properties and potential application of silica aerogels", J. of Non. Cryst. Sol., 186, pp. 244-255, (1995).
2. L. Forest, V. Gibiat, T. Woignier "Biot's theory of propagation in porous media applied to aerogels and aerogels", J. of Non. Cryst. Sol., 225, pp. 287-292, (1998).
3. PADS (Piezoelectric Array Device Systems – Contract N. G1RD-CT-1999-00121) Project within the European Union's Fifth Framework programme.
4. Biot M. A, "Theory of propagation of elastic waves in a fluid-saturated porous solid – I. Low-frequency range", Journal of the Acoustical Society of America 28(2), pp. 168-178, (1956).
5. V. Gibiat Et F. Laloe, "Acoustical impedance measurements by the two microphone three calibration (TMTC) method", J. Acoust. Soc. Am., 88, pp. 2533, (1990).
6. Hooley A., Pearce D.H., Forest L., Patent GB Application 98/193048.
7. Nouailhas B., Michard F., Gohier R., Zarembovitch A., Proc. 11th Int. Congr. On Acoustics, Paris, Vol. 2, 179, (1983).
8. Allard J. F., Champoux Y. & Depollier C., "Modelization of layered sound absorbing materials with transfer matrices", Journal of the Acoustical Society of America 82, pp. 1792-1796 (1987)
9. Allard J. F., "Propagation of sound in porous media - Modelling sound absorbing materials", Elsevier Applied Science, London, p 284, (1993)
10. Allard J. F., Castagnède, B., Henry M. & Lauriks W., "Evaluation of tortuosity in acoustic porous materials saturated by air", Review of Scientific Instrumentum, 65(3), pp. 754-755, (1994).
11. Ricciardi P., Hooley T., Gibiat V., "Multilayer absorbers of silica aerogel", 17th International Conference on Acoustics, Seville, Spain, 16-20 September, (2002).

Dernière page (blanche)