

UNIVERSITE D'AIX-MARSEILLE – ECOLE DOCTORALE SCIENCES POUR L'INGENIEUR :
MECANIQUE, PHYSIQUE, MICRO ET NANOELECTRONIQUE

n° attribué par la bibliothèque

□□□□□□□□□□

THÈSE

Présentée et soutenue publiquement le

2 Avril 2012

Par Jean-Michel HUGO

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ D'AIX-MARSEILLE

Spécialité Mécanique & Energétique

Transferts dans les milieux cellulaires à forte porosité

Application à l'optimisation structurale des échangeurs à ailettes.

Composition du Jury:

Pr. Gérard VIGNOLES	Professeur de l'Université de Bordeaux I	Rapporteur
Pr. Christophe MARVILLET	Professeur au CNAM - Paris	Rapporteur
Dr. Marc MISCEVIC	Maître de conférences Univ. Paul Sabatier	Examineur
Dr. Eusebio SOLORZANO	Facultad de Ciencias-Univ. de Valladolid	Examineur
Pr. Lounès TADRIST	Professeur Université d'Aix-Marseille	Examineur
M. Joël LALLIER	Ingénieur R&D Thalès - Paris	Invité
M. François ROCHAT	Ingénieur R&D Mota - Aubagne	Invité
Dr. Frédéric TOPIN	Maître de conférences, Univ. Aix-Marseille	Directeur de

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	9
Contexte & motivations	11
Outils existants	13
Objectifs Spécifiques	14
Organisation du mémoire.....	14
CHAPITRE 1 : DIMENSIONNEMENT D’ECHANGEURS.	17
1 Introduction – Position du problème	19
2 Généralités sur les échangeurs de chaleurs	22
2.1 Définitions	22
2.2 Caractérisations des échangeurs de chaleur.....	22
2.2.1 Caractérisation thermique.....	22
2.2.2 Caractérisation des pertes de charge d’une batterie à ailettes.....	25
2.2.3 Critères techniques et commerciaux.....	26
2.2.4 Conclusions.....	26
3 Intensification des échanges.....	27
3.1 Définitions	27
3.2 Méthodes et moyens.....	27
4 Etat de l’art sur les batteries à ailettes.....	31
4.1 Les différents types d’ailettes	31
4.2 Batteries d’ailettes planes et lisses	31
4.3 Batteries d’ailettes planes déformées	33
4.4 Conclusions.....	34
5 Méthodes et moyens d’optimisation.....	35
5.1 Analyse des bases de données des échangeurs Mota	35
5.1.1 Approches	35
5.1.2 Classement.....	35
5.2 Orientation des recherches.....	36
5.3 Les moyens d’optimisation des échangeurs.....	37
5.3.1 Les outils de caractérisation.....	37
5.3.2 Simulation directe d’un échangeur à ailettes	39
5.4 Changements d’échelles	42

5.4.1	Principes : De la simulation directe au milieu poreux équivalent.....	43
5.4.2	Approche nodale	45
5.4.3	Conclusions partielles sur le changement d'échelle.....	45
6	Application aux échangeurs Mota	48
6.1	Canaux représentatifs – Améliorations locales des surfaces d'échanges	48
6.2	Approche milieu poreux équivalent	51
6.3	Résultats et validations	53
6.4	Etat des travaux – réalisations de prototypes et commercialisation.....	54
7	Conclusions	54
	Références bibliographiques	57
	CHAPITRE 2 : ECHANGEURS DE CHALEUR A MOUSSE.	59
1	Introduction	61
2	Etat de l'art	62
2.1	Pourquoi les mousses ?.....	62
2.2	Etat du domaine.....	64
2.3	Où en est l'industrialisation ?	71
2.4	Conclusion	71
3	Dispositif expérimental.....	73
4	Faisabilité d'un échangeur monobloc	74
4.1	L'échangeur Monobloc.....	74
4.2	Simulation numérique	76
4.3	Veine d'essais	78
4.4	Résultats et analyses	79
4.4.1	Echange de chaleur.....	79
4.4.2	Perte de charge	79
4.5	Conclusions partielles sur l'échangeur monobloc.....	81
5	Performances d'une architecture optimisée	82
5.1	Performances thermiques.....	82
5.1.1	Résultats.....	82
5.1.2	Analyse des échanges thermiques	83
5.1.3	Comparatif avec un échangeur de référence air-eau	86
5.2	Performances hydrauliques et aérauliques.....	88

5.3	Comparatif avec un échangeur eau/eau Mota.....	88
6	Conclusions.....	89
	Références Bibliographiques.....	91
CHAPITRE 3 : STRUCTURES ET PROPRIETES THERMOPHYSIQUES EFFECTIVES DES MOUSSES METALLIQUES.....		93
1	Introduction.....	95
2	Géométries des mousses métalliques.....	96
2.1	Définitions.....	96
2.2	Paramètres morphologiques.....	98
2.2.1	Porosité/Compacité/Volume spécifique.....	98
2.2.2	Diamètre de pore et ellipsoïde équivalent.....	98
2.2.3	Diamètre de brin.....	100
2.2.4	Surface spécifique.....	102
2.2.5	Directions principales, notions d'isotropie et d'anisotropie.....	102
2.2.6	Tortuosité géométrique.....	103
2.2.7	Données morphologiques.....	105
2.3	Modèles thermophysiques.....	105
2.3.1	Introduction.....	105
2.3.2	Descriptions géométriques.....	107
2.3.3	Lois d'écoulement.....	111
2.3.4	Conductivité thermique effective.....	117
2.3.5	Dispersion thermique.....	131
2.3.6	Coefficient d'échange.....	137
2.3.7	Conclusions sur les modèles thermophysiques.....	150
2.4	Les mousses étudiées.....	152
2.4.1	Les mousses réelles.....	152
2.4.2	Les cellules unitaires.....	154
3	Méthode de changement d'échelle.....	160
3.1	Introduction.....	160
3.2	Notions de Volume Élémentaire Représentatif (VER) et de Cellule Unitaire Représentative (CUR).....	161
3.2.1	Détermination de VER géométriques ou physique.....	162

3.2.2	Homogénéisation.....	165
3.2.3	Prise de moyenne volumique locale.....	165
4	Techniques de prise de moyenne appliquées aux équations microscopiques : Exemple de la conduction de la chaleur	166
4.1	Equations microscopiques	166
4.2	Exemple de la conduction de la chaleur	167
4.2.1	Intégration volumique des équations de conduction	167
4.2.2	Modèle d'équilibre thermique local	168
4.2.3	Modèle de déséquilibre thermique local.....	169
4.2.4	Equations macroscopiques.....	169
4.2.5	Propriétés de transport étudiées	169
5	Conductivité thermique effective	170
5.1	Simulation numérique à l'échelle du pore	170
5.1.1	Modèle de simulation numérique	170
5.1.2	Résultats.....	171
5.1.3	Détermination des gradients moyens de température.....	178
5.1.4	Détermination du flux de chaleur macroscopique	182
5.2	Détermination du tenseur de conductivité effective.....	183
5.3	Influence de la porosité.....	185
5.4	Influence du rapport de conductivité entre phases.	187
5.5	Influence de la forme des pores	190
5.6	Conclusions partielles sur la conductivité effective	196
6	Lois d'écoulement	197
6.1	Prise de moyenne volumique	197
6.1.1	Equation de Navier-Stokes	197
6.1.2	Simulation numérique	198
6.1.3	Equations macroscopiques.....	199
6.1.4	Détermination du gradient de pression.....	200
6.1.5	Détermination de la vitesse macroscopique.....	200
6.1.6	Détermination des tenseurs de perméabilité et de coefficient inertiel	201
6.2	Resultats.....	202
6.2.1	Approche 1D de la perte de charge	202

6.2.2	Approche tensorielle.....	208
6.3	Conclusion partielle sur les lois d'écoulement.	214
7	Coefficient d'échange.....	216
7.1	Modèles et résultats.....	216
7.1.1	Mesures expérimentale.....	216
7.1.2	Modèle analytiques 0D.....	218
7.1.3	Modèle numérique du milieu homogène équivalent.....	219
7.2	Détermination par simulation numérique directe à l'échelle du pore.....	219
7.3	Conclusion partielle sur les coefficients d'échange.....	228
8	Dispersion.....	230
8.1	Introduction.....	230
8.2	Simulation numérique à l'échelle du pore –Validation.....	230
8.2.1	Les échantillons.....	230
8.2.2	Ecoulement.....	231
8.2.3	Validation numérique.....	232
8.2.4	Configuration échangeur de chaleur.....	234
8.3	Résultats.....	236
8.4	Conclusions partielles sur la dispersion.....	237
9	Conclusion et perspectives.....	238
9.1	Analyse de la littérature.....	238
9.2	Résultats.....	241
9.2.1	Conductivités et dispersion.....	241
9.2.2	Ecoulement.....	242
9.2.3	Lois d'échanges.....	243
9.3	Conclusions et travaux à venir.....	244
	Références bibliographiques.....	245
	CHAPITRE 4 : SYNTHESE GENERALE.....	253
1	Introduction.....	255
2	Choix d'une mousse optimisée.....	256
2.1	Introduction.....	256
2.2	Configuration des transferts.....	256
2.3	Choix d'une cellule de Kelvin déformée.....	257

3	Optimisation multi-échelle : Architecture d'échangeur et topologies de mousse améliorées	260
3.1	Outil de dimensionnement multi-paramètres.....	260
3.2	Performances d'une mousse optimisée	260
4	Etude paramétrique des propriétés effectives.....	261
4.1	Impact de la géométrie	261
4.2	Influence d coefficient d'échange volumique.....	262
4.3	Influence de la conductivité effective.....	263
4.3.1	Conductivité effective de la phase solide	263
4.3.2	Influence de la diffusion apparente de la phase fluide	263
4.4	Conclusions partielles.....	266
5	Conclusions et perspectives	267
	Références Bibliographiques	268
	CONCLUSION GENERALE	269
	ANNEXES	271
1	Mesures Instationnaires (méthodes flash) de conductivités effectives.	271
2	Base de données des mesures de conductivités effectives en fonction des paramètres de cisaillement d'une cellule de Kelvin.	275
3	Base de données des mesures de perméabilité en fonction des paramètres de cisaillement d'une cellule de Kelvin.	276

INTRODUCTION GENERALE

Contexte & motivations

Depuis la première crise pétrolière en 1973, la réduction des dépenses d'énergie est devenue une nécessité à la fois économique et environnementale. Cette tendance a été renforcée depuis le début du millénaire avec l'émergence des demandes d'augmentation des performances énergétique liée à l'évolution des sociétés face au changement climatique et au durcissement des normes dues à l'accroissement du coût de l'énergie. Les échangeurs de chaleur n'ont pas fait exception à la règle, ce qui s'est traduit par des besoins de compacité et de légèreté de ces systèmes, notamment dans les secteurs du transport. Depuis, de nombreuses techniques permettant d'intensifier les transferts de chaleur se sont développées. Celles-ci peuvent être classées en deux catégories : les techniques passives et les techniques actives (Miscevic, 1997).

Les premières utilisent des additifs au fluide (particules solides ou bulles de gaz dans le cas des liquides, particules solides ou bulles de liquides dans le cas des gaz) ou des géométries de surfaces qui permettent d'augmenter soit la surface d'échange, soit le coefficient d'échange convectif, soit les deux en même temps.

Les techniques actives requièrent une puissance externe, comme un champ électrique ou acoustique, ou encore la vibration de la surface d'échange ou du fluide.

Dans cette étude, nous nous limiterons à l'intensification des transferts (de chaleur et/ou de masse) par l'augmentation de la surface d'échange et/ou du coefficient d'échange, en vue de la conception et de la réalisation d'échangeurs compacts. De nombreux types d'échangeurs compacts sont déjà abondamment utilisés dans l'industrie, et notamment dans les secteurs de l'automobile, de l'aérospatiale, des équipements électriques et de l'électronique, ainsi que du conditionnement de l'air et de la réfrigération.

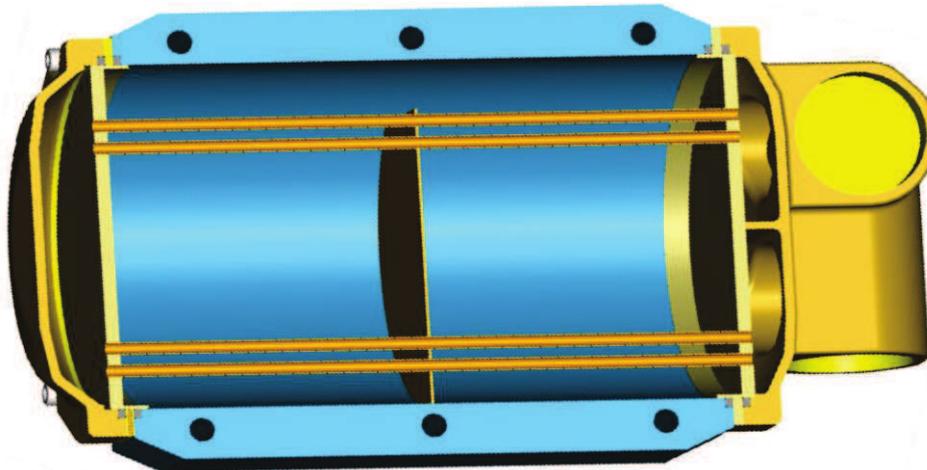


Figure 1. Vue en coupe d'un corps d'échangeur MOTA.

Pour être considéré comme « compact », un échangeur liquide-gaz doit avoir une surface spécifique d'échange du côté du gaz d'au moins $700 \text{ m}^2/\text{m}^3$, et dans le cas d'un fluide à l'état liquide ou diphasique, celle-ci doit être supérieure à $400 \text{ m}^2/\text{m}^3$. Ces ordres de grandeur des surfaces spécifiques d'échange correspondent, par exemple, à des échangeurs à plaques et ailettes, à tubes et ailettes, à plaques soudées, ou encore aux échangeurs de refroidissement de circuits.

Dans le cas d'un radiateur de refroidissement de moteur de véhicule automobile, la compacité (rapport de la surface d'échange au volume) des ailettes atteint des valeurs comprises entre 1000 et 1500 m²/m³.

Un moyen d'augmenter cette surface d'échange est de remplacer les ailettes d'un échangeur classique par une structure poreuse. Dans ces conditions, la surface spécifique d'échange peut atteindre des valeurs nettement supérieures à celles indiquées précédemment. Toutefois cette augmentation se traduit par un accroissement de la perte de charge du fluide circulant dans la matrice poreuse. Il est donc nécessaire de déterminer les paramètres du milieu poreux à utiliser afin d'optimiser les lois de transferts de chaleur en fonction des pertes mécaniques créées par l'écoulement.

Le laboratoire de l'IUSTI travaille depuis de nombreuses années dans le domaine des transferts de chaleur et de masse, et plus particulièrement dans les milieux poreux et possède un savoir-faire certain dans ce domaine. Les études menées sur l'axe « thermique des matériaux » sont orientées vers la compréhension des mécanismes physiques, et s'articulent autour de la maîtrise et de l'intensification des transferts. Les études correspondant à l'axe « matériaux pour la thermique » portent sur l'optimisation de l'organisation topologique et structurale des matériaux cellulaires (mousses métalliques) et ceci à différentes échelles. A l'échelle millimétrique pour les écoulements et les transferts, à l'échelle micrométrique pour les échanges thermiques et à l'échelle nanométrique pour la catalyse. Cette optimisation géométrique a pour but l'intégration de ces matériaux dans des échangeurs multifonctionnels.

Depuis 1968, le groupe Mota conçoit, fabrique et commercialise des échangeurs thermiques multitubulaires. La société se positionne en leader du marché européen dans sa gamme de produits grâce en particulier à sa propre fonderie qui lui permet à la fois d'offrir des systèmes complets et d'être autonome et flexible. Un échangeur thermique multitubulaire correspond à l'assemblage d'un faisceau de tubes et d'un corps formant une cavité fermée. A l'intérieur du faisceau circule le fluide caloporteur et à l'extérieur le fluide à refroidir. Ces échangeurs sont conçus pour des applications de refroidissement de fluides moteurs : eau, huile, air et gasoil.

Les travaux antérieurs, menés au laboratoire sur les milieux poreux et sur l'échangeur de chaleur Mota, ont permis de dégager des axes de recherches complémentaires sur lesquels s'articule le sujet de thèse. Ces axes portent sur l'amélioration des performances des échangeurs à ailettes et/ou à structures tridimensionnelles.

Le travail de recherche proposé s'inscrit dans la thématique scientifique « Matériaux pour la thermique ». Il s'agit d'optimiser la topologie des surfaces d'échange utilisées en vue d'améliorer les performances (efficacité, compacité, temps de réponse, coût de fabrication). La voie retenue est l'analyse de la topologie des surfaces d'échange ainsi que de leur organisation spatiale pour définir des formes d'ailettes ou de matériaux poreux permettant ces gains de performances.

Le sujet s'articulera autour de trois étapes de développement complémentaires, en vue d'une optimisation structurale appliquée aux échangeurs marins :

- Amélioration de la forme de l'ailette. (promoteur de turbulence, persiennes...)
- Modification de la structure de l'échangeur.
- Utilisation et optimisation volumique des structures cellulaires 3D ouvertes.

Les deux premiers axes porteront sur l'amélioration des performances des échangeurs d'air à ailettes en conservant les voies de production existantes au sein de l'entreprise. Cela

consistera, tout d'abord, en une recherche bibliographique sur les formes d'ailettes appropriées aux vitesses d'écoulement d'air dans les échangeurs Mota. Ensuite, seront sélectionnées deux ou trois formes d'ailettes qui présentent a priori le meilleur compromis puissance échangée/perte de charge. Une analyse numérique des transferts de chaleur et des écoulements sera réalisée dans la géométrie 3D réelle de ces structures afin d'optimiser leur agencement dans les échangeurs (notamment en jouant sur l'espacement des ailettes). Enfin, des prototypes seront réalisés pour des tests thermiques et hydrauliques grandeur nature dans les centres d'essais Mota. L'objectif de ce premier axe de travail est d'obtenir un gain de 15% en termes d'efficacité thermique pour une même perte de charge et un même encombrement que les échangeurs existants.

Le deuxième axe porte sur l'optimisation de l'architecture de l'échangeur. L'objectif principal étant de pallier aux éventuelles maldistributions des écoulements dans l'échangeur. Il s'agit d'agir sur le design global du dispositif pour améliorer la distribution des fluides dans le corps de l'appareil. Ce design doit permettre de réduire les pertes de charge et atteindre une efficacité optimale de toutes les surfaces d'échange.

Le troisième et dernier axe porte sur la conception d'un échangeur marin monophasique (air, eau ou huile) à grande efficacité (performant et compact) à base de matière poreuse. Les verrous techniques résident, a priori, dans la liaison de la structure poreuse (mousse métallique) avec le faisceau de tubes, dans les pertes de charges engendrées et dans la fiabilité de ces structures sur la vie complète d'un moteur marin.

Les verrous scientifiques portent sur la définition de la forme optimale des structures 3D poreuses et la réalisation de modules poreux. L'étude porte donc, tout d'abord, sur la caractérisation topologique de la structure présentant le meilleur compromis échange thermique/perte de charge. Une étude de faisabilité de la réalisation d'une telle structure dans l'échangeur sera réalisée in situ. En particulier, l'impact des voies de production des structures d'échanges sur les transferts de chaleur (résistance thermique de contact, surface spécifique) sera évalué sur la base des prototypes réalisés directement par Mota ou à partir d'échantillons de mousses métalliques fournies par des tiers.

Outils existants

Les méthodes et moyens permettant l'optimisation des échangeurs de chaleur sont variés du fait de la pluralité des objectifs souhaités. La méthode NUT a permis l'optimisation des échangeurs en termes de puissance thermique échangée. Cette technique a notamment permis, depuis les années 60, la diminution substantielle du volume des échangeurs pour des puissances échangées supérieures. Notons que cette méthode traite l'échangeur uniquement d'un point de vue thermique et ne prend pas en compte les autres contraintes, dont la perte de charge. La littérature propose de nombreuses corrélations de perte de charge pour les échangeurs qui sont utilisables pour des faisceaux tubes-ailettes classiques, mais difficilement transposables pour de nouvelles technologies.

L'entreprise Mota possède un outil de dimensionnement numérique s'appuyant sur une base de données de résultats de caractérisation thermique et de perte de charge des échangeurs de la gamme Mota. Cet outil permet à l'entreprise de répondre rapidement à un nouveau client en adaptant la technologie déjà existante à de nouvelles configurations similaires. Des prédictions de performances sont alors données et, l'appareil utilisant une technologie existante et éprouvée, peut être certifié en termes de tenue mécanique et de résistance à

l'encrassement. De plus son coût peut être évalué. Cependant, cette technique, dans le cas où il n'existe pas d'appareil répondant aux contraintes demandées, nécessite la conception et la fabrication d'une série de nouveaux prototypes, démarche qui peut être longue et coûteuse sans l'assurance d'atteindre les objectifs.

Objectifs Spécifiques

L'objectif de cette étude est de répondre aux nouvelles demandes de performances de plus en plus exigeantes en termes de puissance échangée, de réduction de perte de charge, de réduction de l'encombrement, de la masse et du coût d'un échangeur. Les outils existants ne permettent pas de répondre à une telle demande de façon rapide, efficace et peu coûteuse.

Le but est donc, dans un premier temps, de proposer une nouvelle structure d'échangeur à ailettes, conservant le procédé de fabrication Mota, qui permettrait d'obtenir un gain de 15% de puissance calorifique à même perte de charge sur un échangeur de référence.

Dans un second temps, l'intégration de mousse métallique, doit permettre d'intensifier encore plus les échanges, tout en réduisant la perte de charge. Les enjeux sont multiples sur ce point-là. En effet, il est nécessaire de mettre en évidence les principaux verrous technologiques existants quant à l'industrialisation, mais également d'unifier les études déjà existantes en vue de proposer une base de données de mousse et un outil de dimensionnement générique.

D'un point de vue scientifique, le principal verrou est de proposer un modèle géométrique de mousse permettant de décrire tous les phénomènes de transferts mis en jeu dans un échangeur. L'objectif est d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes d'écoulement et de transferts corrélés à la texture de la mousse et de proposer une optimisation géométrique de cette dernière.

Organisation du mémoire

Ce manuscrit s'articule donc autour de quatre chapitres. Le premier concerne l'optimisation des échangeurs à ailettes Mota. Il présente des définitions générales sur les échangeurs de chaleur ainsi qu'un état de l'art sur l'intensification des échanges dans les batteries à ailettes. Ce chapitre permet de mettre en place des méthodes de dimensionnement d'échangeurs basées sur une analyse multi-échelle des appareils. Nous présentons également les outils numériques qui sont utilisés dans l'analyse des transferts locaux et qui permettent d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes. Enfin, nous présentons les résultats obtenus en termes de gains de performances apportés aux échangeurs Mota sur une géométrie d'échangeur dimensionnée avec ces techniques et caractérisée sur banc d'essais.

Le second chapitre montre l'intérêt d'utiliser les mousses pour remplacer les ailettes. Nous effectuons un état de l'art sur ces types d'appareils et nous mettons en avant le potentiel qu'ils portent. Nous dégageons également les principaux inconvénients qui limitent leur industrialisation, dont principalement le mauvais contact thermique entre la paroi et la mousse. Nous proposons une solution, en utilisant la technologie de mousses obtenues par fonderie qui permet de pallier à cette limitation. Un échangeur à mousse monobloc est conçu, présenté et est caractérisé expérimentalement. Des simulations numériques sont réalisées sur l'échangeur et nous permettent de proposer une géométrie optimisée de la structure. Un deuxième prototype est réalisé et testé. Ses performances sont comparées à celles d'un

échangeur de référence de la gamme Mota. Nous mettons en évidence qu'une optimisation supplémentaire du dispositif est nécessaire pour atteindre les performances souhaitées.

Le troisième chapitre porte sur l'étude des propriétés thermophysiques et géométriques des mousses métalliques. Nous y détaillons les relations entre les paramètres morphologiques et les propriétés thermophysiques. Nous montrons qu'il n'y a pas d'unicité des travaux proposant des corrélations entre la géométrie des mousses et les paramètres thermophysiques et proposons donc d'étudier toutes les propriétés nécessaires au dimensionnement d'échangeur sur une mousse de référence : la cellule de Kelvin.

L'étude de la littérature met en relief le fait que les paramètres morphologiques utilisés pour décrire les phénomènes physiques ne sont pas suffisants. Nous proposons donc de déformer cette cellule de Kelvin de façon contrôlée et d'étudier l'impact de paramètres tels que la porosité ou l'élongation des pores sur les propriétés physiques. Une base de données de ces propriétés en fonction des facteurs de déformations est générée en utilisant une méthode de prise de moyenne volumique sur les champs locaux de température, vitesse, pression obtenus par simulation numérique directe à l'échelle du pore. Nous déterminons ainsi les tenseurs de conductivité thermique effective (ETL), de conductivité effective de chacune des phases (NETL) ainsi que la perméabilité et le coefficient inertiel. En outre, nous montrons que le diamètre de pore moyen et la porosité ne sont pas suffisants pour décrire l'écoulement et les transferts de chaleur. Nous montrons également que la tortuosité géométrique est différente de la tortuosité des lignes de flux de chaleur qui régissent la conductivité effective. Nous étudions numériquement la dépendance de la mesure de la dispersion thermique en fonction des conditions aux limites imposées et de la configuration des flux.

Nous avons également conçu différents bancs expérimentaux pour déterminer les coefficients d'échange volumique et pariétal, et les coefficients de perte de charge. Nous utilisons pour la validation des résultats obtenus avec les simulations numériques à l'échelle du pore. En ce qui concerne les mesures de conductivités effectives, nous nous servons d'études antérieures et de bancs expérimentaux disponibles au laboratoire.

Le chapitre 4 rassemble les travaux effectués dans cette thèse afin de dégager des voies de dimensionnement d'échangeurs à mousse. Nous proposons un domaine d'application - les échangeurs de chaleurs Mota - et définissons un facteur de mérite d'une mousse optimisée pour cette application. Nous proposons une géométrie de mousse à utiliser et nous prédisons les performances thermohydrauliques d'un échangeur à partir de la résolution numérique d'un modèle de milieu poreux équivalent à deux températures. Nous effectuons une étude paramétrique de l'influence de chaque propriété thermophysique sur le comportement global d'un canal à mousse. Finalement, nous dégageons une configuration de canal optimale.

Enfin, le mémoire se termine sur un rappel des principaux résultats et sur les perspectives que suscite cette étude d'un point de vue applicatif et scientifique.

CHAPITRE 1 : DIMENSIONNEMENT D'ÉCHANGEURS.

Formalisme et optimisation des échangeurs à ailettes Mota

Ce chapitre présente l'optimisation d'un échangeur de chaleur à haute efficacité. Nous rappelons des définitions générales sur les échangeurs de chaleur et nous exposons un état de l'art sur les batteries à ailettes et l'intensification des échanges de chaleur. Nous détaillons ensuite les outils et la méthodologie mise en place afin d'obtenir une structure optimisée d'échangeur et les gains apportés à l'entreprise Mota.

Ce chapitre a abouti à la conception et la réalisation de prototypes d'échangeurs à ailettes qui ont été caractérisés sur bancs d'essais. Ainsi, deux gammes d'échangeurs (une eau-huile, l'autre eau-air) dimensionnées sont aujourd'hui industrialisées et commercialisées par Mota.

1 Introduction – Position du problème

L'optimisation des échangeurs de chaleur compacts ou à hautes performances est une des problématiques les plus présentes dans l'industrie du fait de leur forte implication dans de nombreux systèmes énergétiques et se retrouve de façon récurrente dans plusieurs domaines industriels : L'extraction de forte densité de puissance en électronique mais aussi dans la production et la récupération d'énergie, pour le génie chimique etc.

L'augmentation du coût de l'énergie et le durcissement de normes (par ex. RT2010) poussent les manufacturiers à augmenter l'efficacité énergétique des systèmes, par exemple les moteurs de bateau. La récupération d'énergie sur la propulsion marine représente un marché potentiel de plus de dix milliards d'euros par an¹. De plus, l'émergence de normes antipollution dans le domaine maritime va imposer la mise en place de systèmes à hautes efficacités. Les conséquences attendues sont similaires à celles qui ont déjà été observées sur le domaine terrestre. La réduction de la masse des moteurs et l'augmentation du rendement permettent notamment la réduction de la consommation et des rejets de CO₂.

L'exemple d'un « intercooler » montre l'enjeu qui existe en augmentant les performances d'un échangeur en sortie d'un turbo. Le turbo a pour rôle d'augmenter la pression d'admission de l'air dans les cylindres du moteur afin d'augmenter son rendement. Pour cela, il est accouplé à une turbine placée en sortie d'échappement. Cela produit une montée en pression de l'air, mais également une montée en température. Or plus l'air d'admission sera froid, plus le rendement du moteur sera élevé. Le but est donc de refroidir l'air en sortie du turbo sans lui faire perdre sa pression. Il est donc nécessaire d'utiliser un échangeur ayant une efficacité très élevée mais ne générant que très peu de perte de charge, tout en respectant des contraintes d'encombrement, de processus de fabrication et, bien sûr, de coût de production. En outre, l'échangeur doit résister aux conditions de fonctionnement (températures, pression, vibrations, encrassement, corrosion, érosion etc.).

Afin de dimensionner un échangeur de chaleur, il existe un outil classiquement utilisé, la méthode NUT (Nombre d'Unité de Transfert). Cette méthode permet d'évaluer la surface d'échange nécessaire si l'on connaît le coefficient d'échange de l'échangeur et le débit massique du fluide qui nous intéresse pour atteindre une efficacité souhaitée. Le nombre d'unité de transfert est un nombre sans dimension qui compare la capacité d'un échangeur à échanger de la chaleur, au débit de capacité calorifique de fluide (c'est-à-dire la capacité du fluide à emmagasiner de l'énergie thermique et donc à subir une variation de température.). Plus le nombre d'unité de transfert sera grand, plus la puissance échangée sera élevée, et plus la variation de température des fluides sera importante.

$$NUT = KS / (\dot{m}C_p)_{\min} \quad (1)$$

Ainsi, la valeur du NUT sera représentative de l'efficacité d'un échangeur. Cependant, les échanges locaux dépendent de la différence de température locale entre les fluides. La puissance échangée le long d'un écoulement suit généralement une loi exponentielle asymptotique.

¹ Source : commission au parlement européen.

$$\varepsilon = f\left(\text{NUT}, \frac{C_{\min}}{C_{\max}} = C_r\right) \quad (2)$$

La Figure 2 montre l'évolution de l'efficacité d'un échangeur en fonction du nombre d'unité de transferts. Nous voyons le caractère asymptotique de cette évolution qui signifie que pour une augmentation d'efficacité donnée (ex : +2%), plus l'efficacité initiale de l'appareil est grande, plus le saut de performances en termes de NUT doit être important. L'augmentation d'efficacité d'un échangeur déjà très performant nécessite donc un changement significatif de sa structure. Pour cela, l'utilisation de méthodes, d'outils de dimensionnement et d'analyse adaptés pour balayer une gamme large de concept d'échangeur est indispensable.

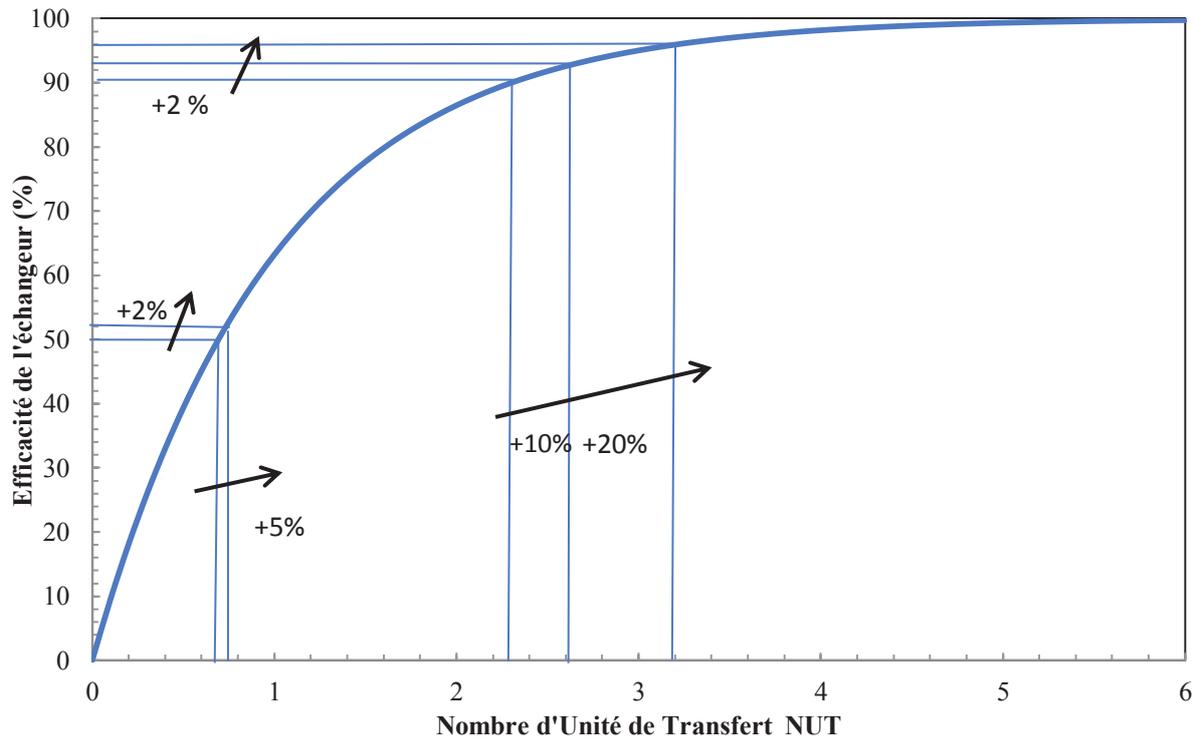


Figure 2. Efficacité d'un échangeur en fonction du Nombre d'Unités de Transfert. Le caractère asymptotique de l'évolution de l'efficacité montre la complexité du problème : Pour passer d'une efficacité de 90% à 92%, il est nécessaire d'augmenter le NUT de 10%.

Dans la plupart des applications industrielles, le débit de fluide étant fixé, l'augmentation du NUT nécessite donc l'augmentation de la surface d'échange et/ou du coefficient d'échange de chaleur dans un volume donné (contrainte d'encombrement). Cependant, l'augmentation du NUT, notamment par l'accroissement de la surface d'échange, implique une augmentation substantielle de la perte de charge. De même la réduction du volume de l'échangeur entraîne une augmentation de la vitesse de l'écoulement et donc de la perte de charge. La problématique est la même dans le cas où la demande nécessite une réduction de la perte de charge. Celle-ci s'accompagne, en général, d'une diminution des performances thermiques. Il est donc assez complexe d'atteindre simultanément les objectifs, qui sont d'augmenter les performances thermiques, réduire la perte de charge et diminuer l'encombrement de l'échangeur. De plus, il est généralement demandé de réduire les coûts de fabrication, ou du moins ne pas augmenter les coûts actuels.

Les technologies développées après les chocs pétroliers des années 70 ont généralisé l'utilisation d'échangeur à très hautes performances. A titre d'exemple, le laboratoire a remplacé un échangeur qui équipait la soufflerie supersonique. Cet appareil, conçu dans les années 50, était peu efficace et volumineux. Il a été remplacé par un échangeur standard Mota ayant les mêmes performances thermohydrauliques, mais qui est cinq fois plus petit, plus léger, moins coûteux... Répéter le même gain de performances à partir de ce nouvel échangeur, en utilisant les méthodes classiques de dimensionnement d'échangeur ne serait possible que par une refonte complète des concepts et des technologies d'échangeurs. Le maintien des procédés actuels de fabrication nécessite donc de développer de nouvelles techniques et méthodologies de dimensionnement alliées à de nouveaux outils tels que la simulation numérique.

Notons qu'il existe d'autres problématiques liées à la production et à la commercialisation. Un échangeur doit tenir à des tests de robustesse, de tenue en fatigue, à l'encrassement ... De plus les aspects psychologiques doivent être pris en compte, en effet, les clients sont réticents à adopter une nouvelle technologie qui n'est pas encore éprouvée.

Dans ce chapitre, nous rappelons les principales définitions et caractéristiques des échangeurs de chaleur. Nous effectuons un état de l'art sur les méthodes et moyens d'intensification des échanges de chaleur pour des écoulements monophasique, et plus particulièrement dans les batteries à ailettes similaires à notre cas d'étude.

Nous présentons les méthodes et moyens d'optimisation que nous avons développés pour l'optimisation structurale des échangeurs à ailettes Mota. Notre méthodologie repose, tout d'abord, sur une analyse de l'état de l'art et de la gamme d'échangeur disponible. Cette première analyse nous permet d'orienter nos recherches. Ensuite, nous exposons une approche multi-échelle développée pour une optimisation à plusieurs niveaux des échangeurs. Nous détaillons ensuite deux exemples d'optimisation, à l'échelle millimétrique par l'amélioration des surfaces d'échanges et à l'échelle de l'appareil par une optimisation de l'architecture. Notons que pour des raisons de confidentialité, nous ne dévoilerons par les détails des géométries dans ce manuscrit.

Enfin, nous montrons le gain d'efficacité énergétique apporté par les travaux effectués durant cette thèse et qui ont menés à l'industrialisation et la commercialisation de deux gammes d'échangeur.

2 Généralités sur les échangeurs de chaleurs

2.1 Définitions

Un échangeur de chaleur est une unité permettant un transfert thermique entre deux fluides à températures différentes, généralement séparés par une paroi solide. Ces appareils se retrouvent dans de nombreux processus industriels tels que les transports en général, l'électronique ou encore le conditionnement d'air. En bref dans tous les systèmes nécessitant, soit le refroidissement, soit le chauffage ou le maintien à température d'une autre unité (Holman 2002).

Les échangeurs de chaleur sont classés par leurs types de construction et par leur arrangement de la distribution des écoulements selon le nombre de fois où un fluide échange avec l'autre, dans quelle direction ils se croisent etc., un échangeur peut être dit à co-courant, contre-courant, courant croisé etc.

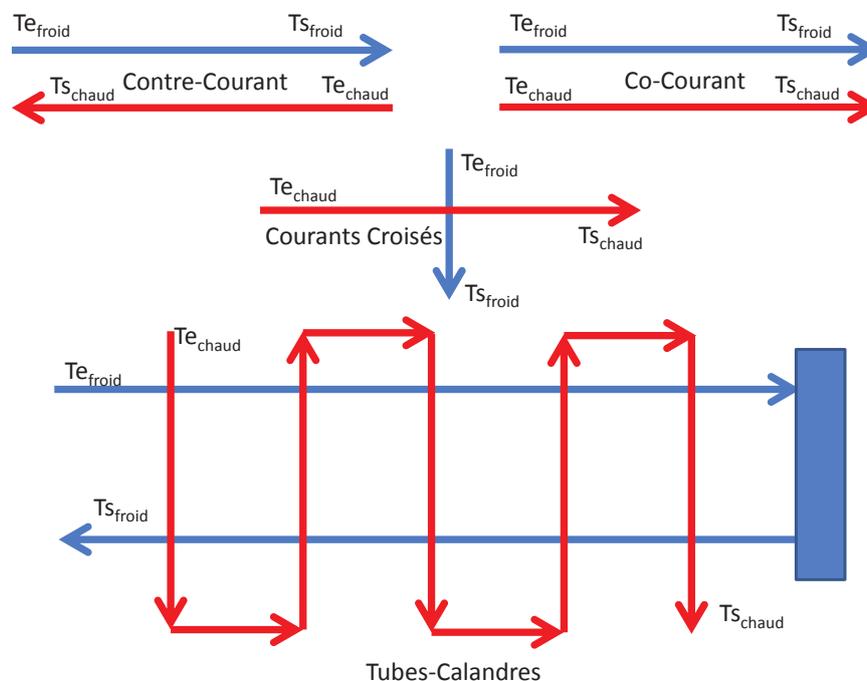


Figure 3. Les principales catégories d'échangeurs classés par l'orientation d'écoulement des fluides chaud et froid.

Il existe plusieurs catégories d'échangeurs : les échangeurs à plaques, à tubes coaxiaux, les échangeurs à ailettes etc. Nous n'exposons ici que le refroidissement par eau, air ou huile circulant dans un faisceau tubes-ailettes. Les ailettes étant des surfaces étendues permettant d'augmenter l'échange de chaleur entre les deux fluides.

2.2 Caractérisations des échangeurs de chaleur

2.2.1 Caractérisation thermique

Les échangeurs de chaleur ont été caractérisés, tout d'abord, d'un point de vue expérimental (les moyens numériques puissants n'étant disponibles que depuis quelques décennies, voire quelques années) en régime permanent établi. Le coefficient d'échange de chaleur entre l'air

(généralement le fluide ayant la plus faible conductivité thermique et/ou le plus petit débit de capacité calorifique) et l'eau, qui est le plus souvent utilisé pour caractériser les performances thermiques d'un échangeur. Ce coefficient d'échange relie la puissance thermique échangée à la différence de température entre les deux fluides et à la surface où a lieu l'échange (surface tubes-ailettes) (Bontemps, Garrigue et al. 1995; Holman 2002; Berrada and Marvillet 2007).

$$P = K.S.DTLM \quad (3)$$

Où S (m^2) est la surface totale d'échange, K (W/m^2K) le coefficient d'échange de chaleur et $DTLM$ (K) la différence de température logarithmique entre les deux fluides.

$$DTLM = \frac{\theta_a - \theta_b}{\ln\left(\frac{\theta_a}{\theta_b}\right)} \quad (4)$$

Avec θ_a la différence de température entre le fluide chaud et le fluide froid du côté « a » de l'échangeur et θ_b la différence du côté « b ».

Le terme P (W) correspond à la puissance échangée entre les deux fluides. Cette puissance se détermine de façon expérimentale en effectuant des bilans enthalpiques sur chaque fluide.

$$P = \dot{m}_a C_{pa} \theta_a = \dot{m}_b C_{pb} \theta_b \quad (5)$$

En théorie, la puissance perdue par l'un des fluides est forcément récupérée par l'autre. En réalité, il y a des pertes de chaleur vers l'extérieur.

Le coefficient d'échange global de l'échangeur se décompose en plusieurs termes comprenant le coefficient d'échange entre l'air et la surface du faisceau tubes-ailettes pondéré par l'efficacité d'ailette (ailette non isotherme), la résistance à la conduction thermique dans l'ailette, la résistance de contact tube-ailette (que nous supposons négligeable d'après une étude précédente entre l'IUSTI et Mota (Sobac and Topin 2008)) et un coefficient d'échange entre l'eau et la face interne des tubes.

$$\frac{1}{KS} = \frac{1}{\eta_0 h S} + R_{conduction} + R_{contact} + \frac{1}{U_{eau} A_{eau}} \quad (6)$$

L'efficacité de la surface d'ailette traduit le fait que l'ailette n'est pas isotherme. Dans le cas où les tubes sont parcourus par le fluide froid, l'ailette se réchauffe depuis sa base (proche du tube) vers le cœur de l'écoulement d'air chaud. Cette efficacité de surface d'ailette dépend donc de l'efficacité de l'ailette elle-même, c'est-à-dire sa capacité à conduire la chaleur, et du rapport de la surface de l'ailette A_f à la surface totale S d'échange. Elle s'exprime en fonction de la température de l'écoulement d'air T_a à « l'infini » et des températures de l'ailette à sa base T_{bf} et à sa surface T_{sf} ainsi que de η_f l'efficacité de l'ailette.

$$\eta_0 = 1 - \frac{A_f}{S} (1 - \eta_f) \quad (7)$$

$$\eta_f = \frac{T_a - T_{sf}}{T_a - T_{bf}} \quad (8)$$

L'efficacité d'un échangeur est usuellement définie comme étant le rapport de la puissance échangée par la puissance maximale qui pourrait être échangée. Cette dernière étant la

puissance échangée par le fluide ayant le plus petit débit de capacité calorifique si en sortie il atteignait la température d'entrée de l'autre fluide :

$$\varepsilon = \frac{P}{P_{\max}} = \frac{P}{(\dot{m}C_p)_{\min}(T_{a_{in}} - T_{b_{in}})} \quad (9)$$

Il existe dans la littérature de nombreuses corrélations (Bontemps, Garrigue et al. 1995; Holman 2002) donnant l'efficacité d'un échangeur en fonction du NUT et de la configuration de l'unité, comme par exemple en contre courant :

$$\varepsilon = \frac{1 - \exp(-NUT(1 - C_r))}{1 - C_r \exp(-NUT(1 - C_r))} \text{ si } C_r < 1 \quad (10)$$

$$\varepsilon = \frac{NTU}{1 + NTU} \text{ si } C_r = 1 \text{ (même fluide, même débit par exemple)} \quad (11)$$

Dans le cas où la densité de capacité calorifique d'un des deux fluides devient très petite devant l'autre ($C_r \rightarrow 0$), il existe une relation simple donnant l'efficacité en fonction du nombre d'unité de transfert. Dans le cas des échangeurs d'air Mota, le rapport des débits de capacité calorifique tend vers zéro ($C_r = C_{\min}/C_{\max}$). La relation suivante utilisable pour notre étude :

$$\varepsilon = 1 - \exp(-NUT) \quad (12)$$

Cette relation nous permet également d'avoir le profil de température moyen le long d'un écoulement dans le cas où le coefficient d'échange est en moyenne constant, et où la géométrie est homogène (aire de la surface d'échange vue par le fluide depuis l'entrée variant linéairement avec l'abscisse curviligne de l'écoulement).

La méthode NUT est efficace lorsque l'on connaît toutes les caractéristiques de l'échangeur et que l'on veut dimensionner un appareil ou un système énergétique. Cependant, dans les cas d'optimisation d'échangeurs, le débit et la nature du fluide sont quasiment toujours imposés, la surface d'échange est limitée par l'encombrement, la perte de charge et le coût de rajout. Il est donc nécessaire de travailler avec le coefficient d'échange.

Pour les échangeurs classiques, ils existent de nombreux abaques donnant des corrélations avec les régimes d'écoulement et les géométries étudiées. Cependant, dans le cas d'échangeurs innovants, ces abaques n'existent pas ou ne sont pas divulgués par les industriels. Il est donc nécessaire de déterminer pour chaque nouvelle configuration l'évolution du coefficient d'échange en fonction des conditions d'écoulement. Ces dernières sont usuellement données en facteur de Colburn « j » en fonction du nombre de Reynolds.

$$j = S_t \cdot Pr^{2/3} \quad (13)$$

S_t étant le nombre de Stanton, et Pr le nombre de Prandtl de l'air. U étant la vitesse débitante dans la plus petite section de l'échangeur (en général entre deux tubes).

$$Pr = C_{p-air} \cdot \frac{\mu}{\lambda} \quad (14)$$

$$S_t = \frac{h}{\rho \cdot C_p \cdot U} \quad (15)$$

Pour les faisceaux tubes-ailettes à tubes circulaires, les corrélations sont généralement de la forme :

$$j = \alpha \cdot Re_e^a \cdot \left(\frac{P_t}{P_l}\right)^b \cdot \left(\frac{s}{Dt}\right)^c \quad (16)$$

Avec :

$$Re_e = \rho \cdot U \cdot \frac{Dt}{\mu} \quad (17)$$

P_t , P_l : pas transverse et longitudinal de la maille de tube, Dt : Diamètre externe des tubes, s : pas d'ailette, a , b , c étant des coefficients d'ajustement.

2.2.2 Caractérisation des pertes de charge d'une batterie à ailettes.

Conformément aux usages du domaine des échangeurs, nous définissons également plusieurs termes tels que le rapport σ entre la plus petite section de passage du fluide sur la section frontale du faisceau, ρ_m la densité moyenne de l'écoulement considéré, ρ_{in} la densité de l'air en entrée de la batterie, ρ_{out} la densité de l'air en sortie.

La perte de pression d'un écoulement au travers d'un faisceau tube ailette peut se décomposer en deux termes. Un premier terme « singulier » dû aux rétrécissements et aux élargissements dans le faisceau qui imposent des accélérations et décélérations du fluide. Le second terme est dit « régulier », il est proportionnel à la surface d'échange des ailettes. L'expression suivante permet de caractériser la perte de pression, ou perte de charge, au passage de deux rangées de tubes en quinconce :

$$\Delta P = 0.5\rho U^2[(1 + \sigma)^2 \left(\frac{\rho_{in}}{\rho_{out}} - 1\right) + \frac{\lambda S}{A_f} \frac{\rho_{in}}{\rho_m}] \quad (18)$$

λ est le coefficient de perte de charge régulière.

Usuellement, nous travaillerons avec un coefficient de perte de charge du faisceau entier défini par la relation :

$$f = \frac{\frac{\Delta P}{l} Dh}{\left(\frac{1}{2}\right)\rho U^2} \quad (19)$$

Où $\Delta P/l$ (Pa/m) est la perte de charge linéique du faisceau de l'échangeur, Dh (m) le diamètre hydraulique, ρ (kg/m^3) la densité du fluide et U (m/s) la vitesse débitante du fluide dans la plus petite section de l'échangeur, c'est-à-dire au col entre deux tubes d'une batterie tubes-ailettes.

Remarque : Cette définition n'a de sens que dans le cas d'une batterie contenue dans un canal de section constante. En pratique, pour les échangeurs multi-passes, les vitesses les plus élevées sont souvent obtenues dans les chicanes et non dans la batterie à proprement parler. Utiliser des corrélations définies de telle manière, nécessite des coefficients de corrections tenant compte de la relation entre le débit fluide et la forme du corps contenant la batterie. Ces ajustements, qui peuvent être grands ne sont généralement pas communiqués par les fabricants.

2.2.3 *Critères techniques et commerciaux.*

Outre les critères techniques usuels tels que les performances thermiques, la perte de charge et l'encombrement, la conception de nouveaux échangeurs doit prendre en compte l'aspect financier, commercial et psychologique.

Tout d'abord, il est difficile pour une entreprise de changer radicalement son processus de fabrication. Le coût engendré tant pour la formation des personnes, le changement d'outil, voire l'acquisition de nouvelle machine demande un risque à prendre très important pour effectuer le saut technologique. Le dimensionnement d'un nouvel échangeur doit donc pouvoir s'intégrer à moindre coût dans le processus de fabrication déjà utilisé par l'industrie.

Ensuite la nouvelle technologie utilisée doit être éprouvée en conditions de fonctionnement réelles. En effet, certains secteurs d'applications demandent une sécurité absolue sur le bon fonctionnement des composants. Les échangeurs marins ne peuvent pas défaillir et provoquer l'arrêt du moteur, ce qui mettrait en péril la vie de l'équipage du bateau. Cet exemple est généralisable à d'autres domaines, surtout dans l'aéronautique et le nucléaire.

Enfin, il existe une certaine frilosité vis-à-vis des clients sur l'apparition d'une nouvelle technologie due aux raisons évoquées précédemment, à un manque de certification des performances et de résistance aux essais en fonctionnement (fatigue, choc thermique, encrassement ...).

2.2.4 *Conclusions*

Les méthodes classiques, brièvement présentées ici, ont été utilisées depuis de nombreuses années avec un réel succès. L'exemple de la soufflerie supersonique de l'IUSTI étant un exemple parmi beaucoup d'autres. L'objectif premier de ces méthodes était d'atteindre en priorité les performances thermiques souhaitées.

Diverses techniques ont été développées dans le contexte industriel afin de prendre en compte les autres contraintes comme la perte de charge, l'encombrement etc. Ces méthodes sont propres à chaque manufacturier et sont peu accessibles dans la littérature. Elles sont généralement basées sur un ensemble de données expérimentales caractérisant les performances thermohydrauliques des échangeurs de chaque industriel. Ces méthodes sont limitées pour la conception et le développement de nouvelles technologies car elles nécessitent de tester des séries de nouveaux prototypes.

Il apparaît, depuis quelques années, des outils informatiques de plus en plus puissants permettant de simuler les transferts. La simulation numérique des écoulements et transferts de chaleur (CFD : Computational Fluid Dynamics) permet d'obtenir une meilleure description/compréhension des écoulements et transferts locaux et permet in fine d'orienter les recherches et développements liés à la définition de formes optimales d'échangeurs.

En conclusion, il semble nécessaire de développer de nouvelles méthodologies de dimensionnement intégrant les anciens outils les nouvelles techniques. Ces nouvelles techniques, prenant en compte la simulation numérique, permettent d'intégrer plusieurs contraintes comme les puissances à échanger, la topologie des écoulements, la perte de charge, les dimensions des échangeurs etc.

3 Intensification des échanges

3.1 Définitions

Nous pouvons aborder le problème de l'intensification des échanges sous plusieurs angles selon les objectifs liés aux procédés industriels. L'objectif final peut être une puissance ou une densité surfacique de puissance, mais peut aussi être une température (de paroi ou d'un fluide) souhaitée (efficacité) ou bien la diminution du débit d'air ou du volume de l'échangeur, ou encore une diminution de l'écart de température entre les deux fluides (pincement) (Bontemps, Garrigue et al. 1995).

En général, les contraintes d'utilisation font que le principal moyen d'augmenter les échanges de chaleur est l'augmentation du coefficient d'échange K . Dans les différents cas que nous venons de citer, c'est le nombre d'unité de transfert qui quantifie le mieux les échanges. En effet, celui-ci augmente avec le coefficient d'échange et la surface d'échange, il diminue avec le débit de capacité calorifique du fluide. Nous avons vu précédemment qu'une augmentation du NUT entraîne une amélioration de l'efficacité de l'échangeur.

Dans notre cas d'étude de l'Echangeur de Référence Mota (ERM), les débits et températures des fluides nous sont imposés par le client et l'objectif principal est l'augmentation de l'efficacité de l'appareil. L'intensification des échanges se traduit donc par une augmentation du NUT de l'échangeur.

Cependant, l'amélioration d'un échangeur de chaleur doit également tenir compte de la perte de charge engendrée par celui-ci, mais aussi du coût de fabrication. Ainsi l'ajout de surface d'échange augmentera à la fois la perte de charge et le prix de l'unité. Nous ne pouvons donc pas jouer uniquement sur l'augmentation de la surface pour augmenter le NUT, il faut également augmenter le coefficient d'échange de chaleur global.

3.2 Méthodes et moyens

Des techniques d'intensification des échanges de chaleur ont été développées dans la plupart des procédés industriels nécessitant des améliorations d'efficacité thermique. Les échangeurs sont équipés de surface d'échange importante (tubes, plaque) et d'extension de surface, (ailettes) et de déformations de ces surfaces (par corrugation, ondulation etc.), spécialement conçues pour augmenter le coefficient d'échange par rapport à une surface lisse.

L'industrie utilise des techniques d'intensification qui permettent d'augmenter le terme KS de façon significative, soit par l'augmentation de la surface d'échange S , soit par l'augmentation du coefficient d'échange K .

La modification de la géométrie d'un échangeur ou de la surface d'échange peut également engendrer une augmentation substantielle du coefficient de frottement. Il est donc indispensable pour un échangeur à haute performance de connaître les deux lois qui le caractérisent :

- La loi d'échange : Elle relie le coefficient d'échange K (ou le nombre de Nusselt associé) aux différents paramètres influençant les échanges de chaleur comme la vitesse d'écoulement, les propriétés physiques du fluide et les caractéristiques géométriques de l'échangeur comme le diamètre hydraulique (Nombre de Reynolds, de Prandtl associés par exemple).

- la loi de frottement / perte de charge : Elle relie le coefficient de frottement f à des paramètres similaires à ceux utilisés pour la loi d'échange.

L'amélioration, par rapport à des surfaces lisses, dépend fortement du mode d'échange. On peut distinguer trois régimes principaux :

- Echange monophasique,
- Echange diphasique avec condensation de vapeur,
- Echange diphasique avec vaporation de liquide.

Dans le cas des échangeurs monophasiques on distingue deux sous catégories :

- Les écoulements turbulents et laminaires.

Les différentes techniques d'intensification peuvent être classées en plusieurs catégories :

- la modification de la nature de la surface des parois d'échanges par des revêtements spéciaux (ajout d'un agent hydrophobe par exemple).
- La modification de l'état de surface de la paroi (rugosité)
- L'extension de surface (ajout d'ailettes lisses, ondulées ou encore persiennées) pour les fluides caloporteurs (gaz : air notamment).
- Ajout d'inserts créant un écoulement rotatif ou secondaire.
- Ajout de mélangeur fluide (notamment utilisé dans les écoulements laminaires en simple phase).
- Modification de la géométrie de la paroi (effet capillaire pour les évaporateurs par exemple)

Pour les échangeurs simples phases, les dispositifs suivants sont couramment utilisés :

- Les plaques corruguées pour les écoulements de liquide laminaires et turbulents.
- Les tubes à rugosité continue pour les écoulements turbulents.
- Les tubes à rugosité discontinue :
 - de faible amplitude pour les écoulements turbulents.
 - de forte amplitude pour les écoulements laminaires.
- Les plaques à ailettes, essentiellement pour les écoulements de gaz laminaires et turbulents.
- Les ailettes internes pour les liquides.
- Les ailettes externes (basses pour les liquides, hautes pour les gaz) dans les deux régimes d'écoulement.

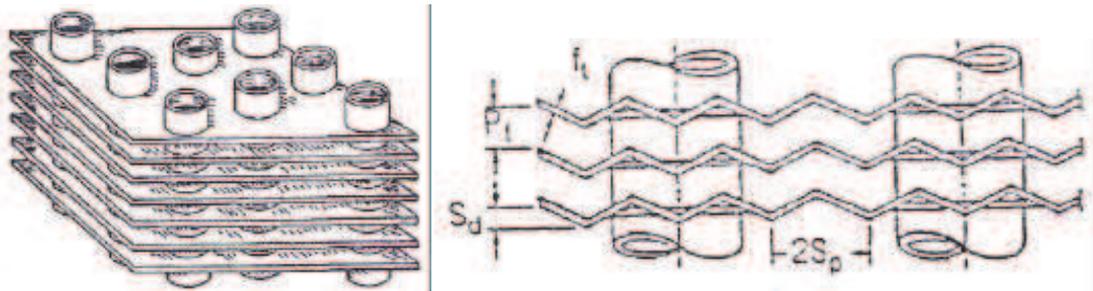


Figure 4: A gauche : batterie d'ailettes planes. A droite : batterie d'ailettes corruguées.

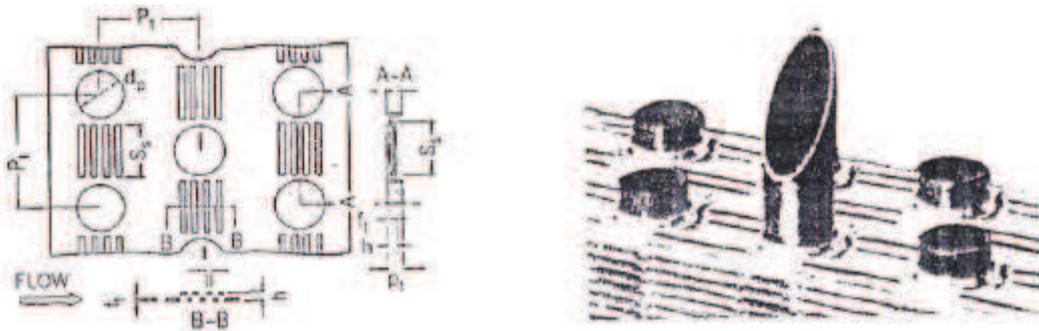


Figure 5: Détail d'une ailette persiennée (Bontemps, Garrigue et al. 1995).

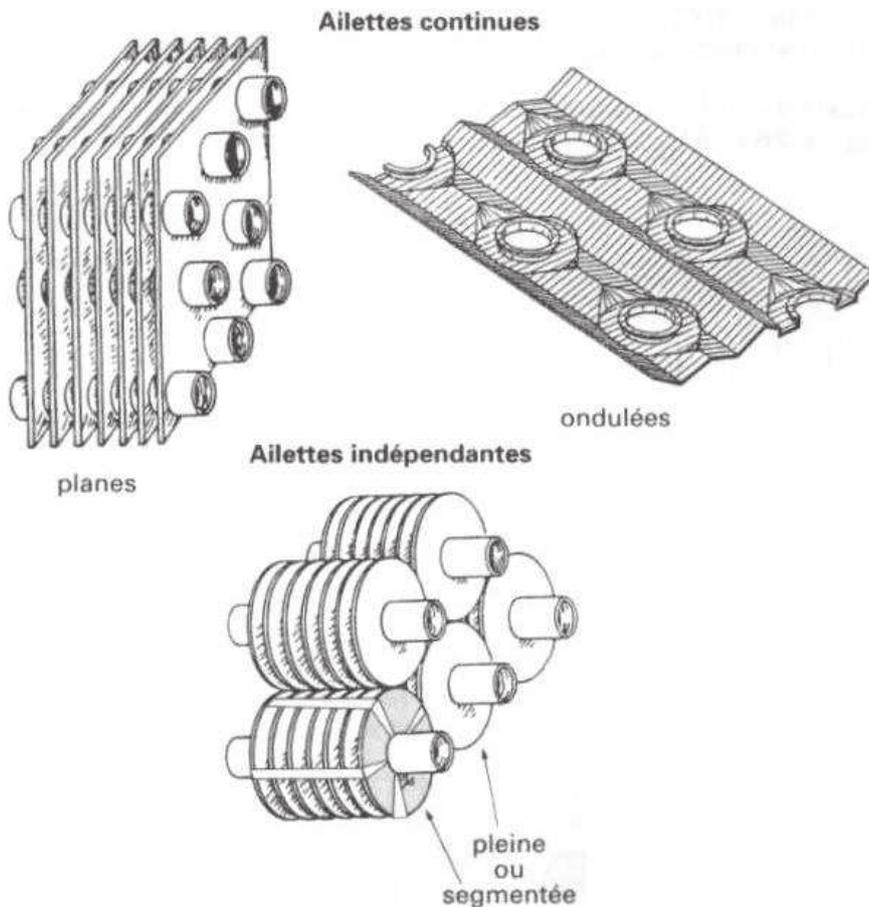


Figure 6: Résumé des types d'ailettes existantes (Bontemps, Garrigue et al. 1995).

Il existe de nombreuses techniques d'intensification d'échange de chaleur en simple phase liquide ou gazeuse. De nombreux travaux expérimentaux donnent, dans des conditions de validité précises, les lois d'échanges et de frottement (Jeong, Nyung Kim et al. 2004; Junqi, Jiangping et al. 2007; Şahin, Dal et al. 2007; Tao, He et al. 2007; Tang, Zeng et al. 2009; Xie, Wang et al. 2009).

En écoulement laminaire, il est avantageux de favoriser les transferts de matière de la paroi d'échange vers le cœur de l'écoulement et inversement. Le mélange du fluide permet une augmentation des transferts thermiques. Ce mélange peut être obtenu par des canaux favorisant les changements de direction du fluide comme des ailettes ondulées, ou déformées, ou des plaques corruguées.

En écoulement turbulent, la résistance thermique est concentrée dans la couche limite laminaire qui est très mince et située à proximité directe de la paroi. L'intensification des échanges peut se faire par l'ajout d'accidents de faibles hauteur (persiennes, plaques corruguées, rugosité), en générant des écoulements secondaires (ailettes ondulées), en limitant le développement des couches limites avec des parois discontinues par exemple (ailettes discontinues) ou encore en réduisant le diamètre hydraulique.

Le coefficient d'échange de chaleur dans le cas d'un gaz peut être 10 à 50 fois inférieur à celui d'un liquide. Afin d'augmenter les puissances échangées, il est avantageux d'ajouter des surfaces d'échanges à l'aide d'ailettes lisses. On augmente le KS. On peut rendre un échangeur encore plus performant en augmentant le coefficient d'échange K de l'ailette en améliorant le coefficient d'échange côté air « h ». Pour les ailettes lisses, les lois d'échange et de frottement sont des lois classiques d'un canal lisse. Il existe aussi des corrélations pour les ailettes à persiennes, perforées, discontinues, ou ondulées qui donnent des performances thermo-aérauliques équivalentes, voire meilleures, que des ailettes lisses.

Tableau 1. Récapitulatif des technologies utilisées en fonction des fluides et des régimes d'écoulement (Berrada and Marvillet 2007).

Technologies		Liquide		Gaz	
		Bas Reynolds	Haut Reynolds	Bas Reynolds	Haut Reynolds
Rugosité et porosité	Echangeurs à plaques corruguées	x	x		
	Tubes à rugosité de faible amplitude		x		x
	Tubes à rugosité de forte amplitude	x		x	
Extension de surface	Plaques à ailettes			x	x
	Tubes à ailettes internes	x	x		
	Tubes à ailettes externes			x	x

4 Etat de l'art sur les batteries à ailettes

Dans cette partie nous faisons une synthèse bibliographique des travaux les plus pertinents par rapport aux cas étudiés : les batteries tubes-aillettes d'échangeurs de refroidissement ou de chauffage d'air. Le but est de positionner les échangeurs Mota par rapport à la littérature.

Nous diviserons l'état de l'art en deux parties, une concernant les batteries d'aillettes planes, l'autre sur la modification des surfaces d'aillettes.

4.1 Les différents types d'aillettes

Nous nous intéresserons aux ailettes continues. C'est-à-dire aux ailettes les plus courantes et que l'on retrouve dans les échangeurs Mota. Les trois principaux types d'aillettes sont les ailettes planes et lisses, les ailettes corruguées (ondulées) et les ailettes persiennées (Berrada and Marvillet 2007).

Les **aillettes planes et lisses** constituent les géométries les plus couramment utilisées grâce à leur simplicité. Leur pas d'ailette est généralement compris entre 1 et 8.7 mm, les tubes qui les traversent ont des diamètres variant entre 6 et 13 mm. Les vitesses d'écoulement d'air sont comprises, pour la majeure partie des échangeurs, entre 0 et 16.3 m/s. Dans le paragraphe suivant, nous exposons quelques unes des corrélations liant les coefficients de Colburn et de frottement aux vitesses d'écoulement, aux caractéristiques du fluide et aux divers paramètres géométriques du faisceau.

Les **aillettes corruguées** sont caractérisées par des ondulations régulières qui permettent une augmentation significative du coefficient d'échange de chaleur. Ces ailettes sont, de nos jours, couramment utilisées et font l'objet de nombreuses publications sur l'évaluation expérimentale de leurs performances thermo-aérauliques. Cependant, elles accroissent les pertes de charge (Bontemps, Garrigue et al. 1995; Berrada and Marvillet 2007).

Les **aillettes persiennées** ont des géométries très complexes mais permettent un gain bien plus significatif sur le coefficient d'échange. Elles sont cependant pénalisantes en termes de perte de charge et sont sujettes à l'encrassement. Il n'existe que très peu de travaux publiés sur les ailettes persiennées malgré leur large utilisation, notamment dans les radiateurs automobiles du fait de leur complexité, du nombre important de paramètres géométriques et du contexte industriels desdits travaux. Elles sont, en général, caractérisées expérimentalement et, de plus en plus souvent, pré-dimensionnées sur la base d'études CFD.

4.2 Batteries d'aillettes planes et lisses

(McQuiston 1978) est le premier à proposer une corrélation du coefficient de Colburn basée sur ses propres travaux et sur l'étude expérimentale de (Rich 1973; Rich 1975). Cette corrélation est basée sur le nombre de Reynolds, calculé à partir des diamètres externes des tubes et du rapport r de la surface totale d'échange des tubes en absence d'ailette. Cette corrélation est valable pour des nombres de Reynolds compris entre 100 et 4000, c'est-à-dire pour des vitesses débitantes maximales (dans la plus petite section) d'air comprises entre 0.5 et 5.9 m/s pour les expériences de McQuiston, et des vitesses comprises entre 0.95 et 21 m/s pour Rich. Les essais ont généralement été effectués sur 4 rangées de tubes de diamètre compris entre 9.96 mm et 13.3 mm. Les pas longitudinaux et transversaux des tubes étaient compris entre 23.3 et 31.8 mm, le pas d'ailette entre 1.78 et 6.35 mm.

$$j = 0.0014 + 0.2618Re_{De}^{-0.4}r^{-0.15} \quad (20)$$

(ElMahdy and Briggs 1979) ont montré que le coefficient d'échange de chaleur diminue avec le pas d'ailettes, pour des pas d'ailettes compris entre 1.75 et 3.81 mm et des vitesses comprises entre 0.8 et 4.5 m/s. Ils établissent la corrélation suivante déterminant le coefficient de Colburn en fonction du nombre de Reynolds calculé par rapport au diamètre hydraulique (tenant compte du pas d'ailette).

$$j = 0.11Re_{Dh}^{-0.39} \quad (21)$$

(Canton and Fornasieri 1983) ont montré que le coefficient d'échange de chaleur ne dépend que de deux paramètres géométriques, le nombre de N de rangée de tubes et le pas longitudinal.

(Gray and Webb 1986) proposent une corrélation tenant compte de divers paramètres géométriques tels que le diamètre externe des tubes, les pas transverse et longitudinal, le pas d'ailette et les dimensions du collet serrant l'ailette sur le tube. Ces travaux ont été menés pour des caractéristiques géométriques proches des échangeurs Mota et pour des vitesses d'air comprises entre 0 et 10 m/s. Ils donnent les expressions suivantes pour 4 rangées de tubes et pour plus de 4 rangées respectivement :

$$j_4 = 0.14Re_{De}^{-0.328} (P_t/P_l)^{-0.502} (S/D_c)^{0.0312} \quad (22)$$

$$\frac{j_4}{j_N} = 0.991[2.24Re_{Dc}^{-0.092} (N/4)^{-0.031}]^{0.607(4-N)} \quad (23)$$

Enfin, (Wang 1997) propose une correction à la corrélation de Webb & Gray pour les petits diamètres de tubes :

$$j_4 = 0.357Re_{De}^{-0.328} (P_t/P_l)^{-0.502} (S/D_c)^{0.0312} (P_l/D_c)^{-1.28} \quad (24)$$

Wang (2000) propose une corrélation du coefficient de frottement λ et de Colburn à partir des données expérimentales et des différents modèles exprimés par McQuiston (1978), Gray & Webb (1986), Seshimo&Fuji (1991) avec un écart de moins de 34%:

$$\lambda = 0.0267Re_{Dc}^{F1} (P_t/P_l)^{F2} (S/D_c)^{F3} \quad (25)$$

F1, F2, F3 étant des fonctions des différents paramètres géométriques.

$$F_1 = -0.764 + 0.739 \left(\frac{P_t}{P_l} \right) + 0.177 \left(\frac{S}{D_c} \right) - \frac{0.00758}{N} \quad (26)$$

$$F_2 = -15.689 + \frac{64.021}{\ln(Re_{Dc})} \quad (27)$$

$$F_3 = 1.696 - \frac{15.695}{\ln(Re_{Dc})} \quad (28)$$

Pour le coefficient de Colburn, il propose la relation suivante valable $N > 1$:

$$j = 0.086Re_{Dc}^{P1} N^{P2} (S/D_c)^{P3} (S/D_h)^{P4} (S/P_t)^{-0.93} \quad (29)$$

P₁, P₂, P₃ et P₄ étant des fonctions de paramètres géométriques :

$$P_1 = -0.361 - \frac{0.042N}{\ln(\text{Re}_{Dc})} + 0.158 \ln\left(N \left(\frac{s}{D_c}\right)^{0.41}\right) \quad (30)$$

$$P_2 = -1.224 - \frac{0.076 \left(\frac{P_1}{D_h}\right)^{1.42}}{\ln(\text{Re}_{Dc})} \quad (31)$$

$$P_3 = -0.083 + \frac{0.058N}{\ln(\text{Re}_{Dc})} \quad (32)$$

$$P_4 = -5.735 + 1.21 \ln\left(\frac{\text{Re}_{Dc}}{N}\right) \quad (33)$$

Avec e l'épaisseur de l'ailette, D_e le diamètre externe des tubes, D_c le diamètre des collets tels que $D_c = D_e + 2e$ et D_h le diamètre hydraulique défini par :

$$D_h = \frac{4A_c L}{s} \quad (34)$$

Ces corrélations permettent de prédire le coefficient de Colburn et le coefficient de frottement λ avec une précision de moins de 10% sur plus de 70% des cas traités, et avec une précision de moins de 20% sur 95% des cas étudiés par Wang.

Ces principales corrélations du coefficient de Colburn en fonction de paramètres géométriques. Tout d'abord, le coefficient d'échange croît de moins en moins avec l'augmentation de la vitesse de l'écoulement. Ensuite il augmente avec le rapport du pas longitudinal au pas transverse. D'un point de vue plus pratique, le coefficient d'échange augmentera avec la diminution du pas transverse. En revanche, il diminue avec l'augmentation du pas longitudinal. Enfin, le coefficient d'échange croît avec le pas d'ailettes. Cela veut dire que si l'on augmente la surface d'échange en diminuant le pas d'ailettes, le produit KS n'en sera pas augmenté d'autant. Enfin, le coefficient d'échange est plus important avec des tubes de plus grand diamètre. Cependant plus les tubes sont petits, plus la surface d'échange est importante pour une même section de passage de l'eau. Il y a, comme pour le pas d'ailettes, un compromis à trouver.

4.3 Batteries d'ailettes planes déformées

Il y a deux études principales publiées sur les ailettes corruguées à partir de bases de données expérimentales. Contrairement aux batteries d'ailettes lisses, les ailettes déformées ont des points de fonctionnement très différents des échangeurs Mota. En effet, les essais ont été menés sur des batteries d'ailettes qui ont des paramètres géométriques très différents mis à part le pas d'ailettes qui varie généralement entre 1 et 4 mm. Le nombre de tubes n'excède pas plus de quatre rangées (à cause de la perte de charge), les diamètres de tubes et les pas transverses et longitudinaux des études présentées ne correspondent pas aux gammes d'échangeurs Mota. Le dernier paramètre qui diffère totalement de notre cas, et qui est l'un des plus importants, est la vitesse d'écoulement, ou le nombre de Reynolds. En effet, les différents auteurs ont mené des travaux pour des Reynolds inférieurs à 10000. Le fonctionnement de l'ERM impose un Reynolds nominal de 35000.

Les ailettes planes déformées ne semblent donc pas, d'après la littérature, adaptées aux échangeurs Mota. Nous nous bornerons à citer l'étude la plus récente de (Wang and Horne

2000) pour, par la suite, comparer le gain thermique apporté par rapport à la perte de charge engendrée.

Ces auteurs proposent des corrélations qui lient les coefficients de Colburn et de frottement aux différents paramètres géométriques, notamment l'angle de corrugation, et à la vitesse de l'écoulement. Ces corrélations sont valides pour des nombres de Reynolds inférieurs à 1000, soit des gammes de vitesses où les effets visqueux sont prédominants.

Notons que dans ce chapitre nous n'introduisons pas les formes d'ailettes tridimensionnelles (mousses métalliques). Nous nous contentons d'étudier les ailettes planes et leurs déformations du fait de leur réalisation conformément au procédé de fabrication Mota. L'étude de structure 3D est effectuée aux chapitres 2 et 3.

4.4 Conclusions

Il existe des méthodes performantes de dimensionnement d'échangeurs depuis les années 60 mais elles sont basées essentiellement sur des approches expérimentales. De plus, une grande quantité des travaux effectués au cours des trente dernières années concernent la production de corrélations plus ou moins spécifiques et de ce fait sont difficilement transposables.

La méthode NUT est ancienne et n'a pas intégré les méthodologies récentes d'optimisation (outils numériques et théoriques). Il existe des méthodes et analyses d'intensification pour des surfaces élémentaires (ex : une ailette) mais très peu de publications discutent ou analysent l'intégration de ces éléments dans un échangeur complet (maldistribution, zones mortes ...).

Compte tenu du contexte industriel de la thématique de recherche sur les échangeurs et sur leur optimisation, les données intégrant le couplage surface améliorée et distribution globale des fluides ou le couplage contraintes d'industrialisation - choix d'éléments optimisés sont très rares.

L'état de l'art sur les échangeurs à batteries d'ailettes donne, tout d'abord, un ensemble de corrélations entre les performances thermiques et les différents paramètres géométriques ou d'écoulement. Cet état de l'art nous montre ensuite que l'utilisation d'ailettes déformées au régime d'écoulement des échangeurs Mota n'est pas adéquate.

De plus, toutes ces corrélations ne tiennent pas compte :

- de la distribution des fluides propres aux topologies des échangeurs étudiés ici.
- de la gamme de débits/vitesses d'écoulement
- des conditions températures/pressions des écoulements rencontrés dans nos travaux.

Il est donc nécessaire de mettre en place une analyse de la gamme d'échangeurs, d'en extraire les voies/directions d'améliorations possibles (structure globale, surface locale...). Ensuite, il s'agit de définir des méthodes qui intègrent les contraintes thermohydrauliques et de réalisation du manufacturier, puis de générer les outils adéquats. Enfin, ces outils seront testés et validés sur des cas représentatifs de la gamme de produits visée.

5 Méthodes et moyens d'optimisation

5.1 Analyse des bases de données des échangeurs Mota

5.1.1 *Approches*

Afin d'orienter nos recherches, nous avons souhaité classer les échangeurs Mota existants. Ceux-ci se divisent en deux gammes distinctes aux comportements différents, les échangeurs eau-air et les échangeurs eau-huile. Nous étudions les différents modes de transfert et d'écoulement dans ces deux gammes d'échangeurs afin de comprendre en quoi la nature des fluides les distingue. Les géométries des échangeurs sont toutes similaires et symétriques, nous savons que les transferts radiatifs sont négligeables et que la conduction dans les structures solides sont similaires dans les deux catégories. Il nous reste donc à étudier les phénomènes convectifs qui sont à l'origine à la fois de la qualité des échanges et des gradients de pression (Bejan 1995; Holman 2002).

Nous disposons d'une base de données des gammes Mota composée des natures des fluides, des vitesses d'écoulement, des puissances échangées et des pertes de charge. En évaluant la part des effets visqueux et des effets inertiels dans la perte de charge en fonction du nombre de Reynolds, nous dégagons simplement des voies d'optimisation des échangeurs.

Nous considérons un faisceau tubes-ailettes dont nous déterminons la perte de charge de façon analytique. Pour cela, nous utiliserons le modèle milieux poreux et la loi de Forchheimer qui nous permet de déterminer la perte de charge linéique en fonction des propriétés du milieu traversé (K , β), de celles du fluide (μ , ρ) et de la vitesse d'écoulement U (Forchheimer 1901):

$$\frac{\Delta P}{l} = \frac{\mu}{K} U + \beta \rho U^2 \quad (35)$$

Cette loi se décompose en deux termes, l'un dit visqueux, dépendant de la vitesse d'écoulement, et l'autre dit inertiel, évoluant avec le carré de la vitesse.

Nous montrons que le rapport du terme visqueux sur la perte de charge totale peut s'écrire :

$$\frac{\frac{\mu}{K} U}{\frac{\Delta P}{l}} = \frac{1}{1 + \alpha Re} \quad (36)$$

5.1.2 *Classement*

Nous prendrons pour la perméabilité, une valeur moyenne de K -déterminée à partir des calculs et des corrélations pour un faisceau de tubes-ailettes- égale à $0.5 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2$ et un coefficient inertiel β égal à 100 m^{-1} . Ces valeurs sont choisies de façon à représenter globalement l'ensemble des appareils testés et leur utilisation se justifie du fait des écarts types relativement faibles obtenus pour les différentes batteries à ailettes étudiées.

La gamme est scindée en deux groupes d'échangeurs situés aux deux extrémités du spectre. Pour les échangeurs eau-huile, nous sommes à faible nombre de Reynolds et les effets visqueux sont prépondérants. En ce qui concerne les échangeurs eau-air, nous sommes à très grand Reynolds et les écoulements sont inertiels.

Du point de vue de l'intensification, dans le cas à haut Reynolds, la résistance thermique se concentre principalement en proche paroi, et toute perturbation de l'écoulement est très coûteuse en perte de charge. A contrario, dans le cas bas Reynolds, la limite aux transferts est

principalement due à l'absence de mélange, et l'ajout d'inserts est modérément pénalisant en termes de perte de charge.

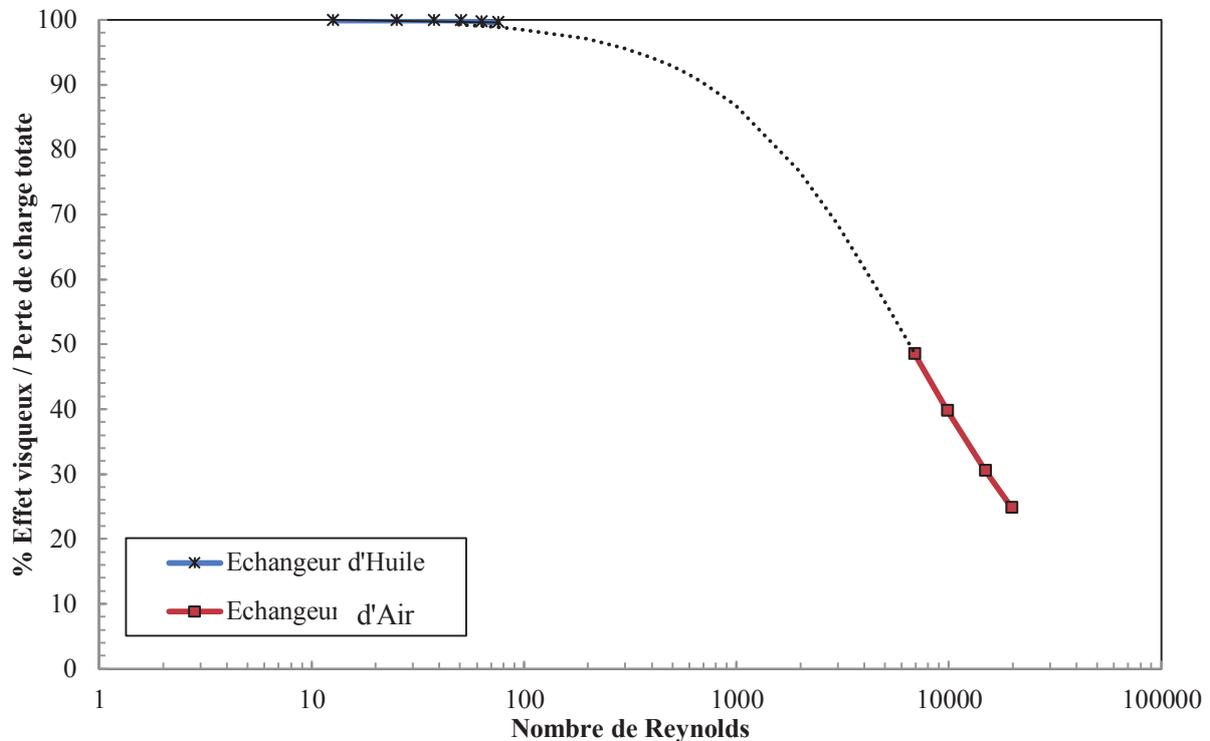


Figure 7: Part des effets visqueux par rapport à la perte de charge totale. On différencie clairement les échangeurs eau-air et eau-huile.

5.2 Orientation des recherches

Les travaux que nous menons, après analyse de la base de données, sont axés sur deux directions : une optimisation globale de la structure de l'échangeur et/ou une amélioration locale des surfaces d'échange.

Premièrement, la recherche d'une architecture d'échangeur améliorée passe par une meilleure distribution (plus homogène) de l'écoulement. Cette répartition se traduit par des vitesses locales moins élevées, et donc une diminution de la perte de charge, et par une meilleure répartition des flux de chaleur sur toute la surface d'échange (Thonon 1991). Nous nous focaliserons sur l'architecture des corps d'échangeurs, de l'enveloppe du faisceau et l'agencement des passes (série, parallèles ...) des deux fluides.

Deuxièmement, l'optimisation locale des surfaces d'échange conduit à une augmentation des flux de chaleur ou à une diminution des pertes de pression. Cet axe se subdivise lui-même en deux catégories, les écoulements d'huile à faible Reynolds et les écoulements d'air à haut Reynolds. Pour les écoulements visqueux nous utilisons des formes d'ailettes améliorées issues de la littérature (Hugonnot 1989; Bontemps, Garrigue et al. 1995) et nous les adaptions à la technologie Mota. Pour les écoulements inertiels, en l'absence de données de la littérature pour des vitesses d'écoulement comparables à celles présentes dans les échangeurs Mota, nous travaillerons sur l'architecture de l'échangeur et sur l'extension aux grands nombres de Reynolds, des corrélations existantes à bas nombre de Reynolds.

5.3 Les moyens d'optimisation des échangeurs

5.3.1 Les outils de caractérisation

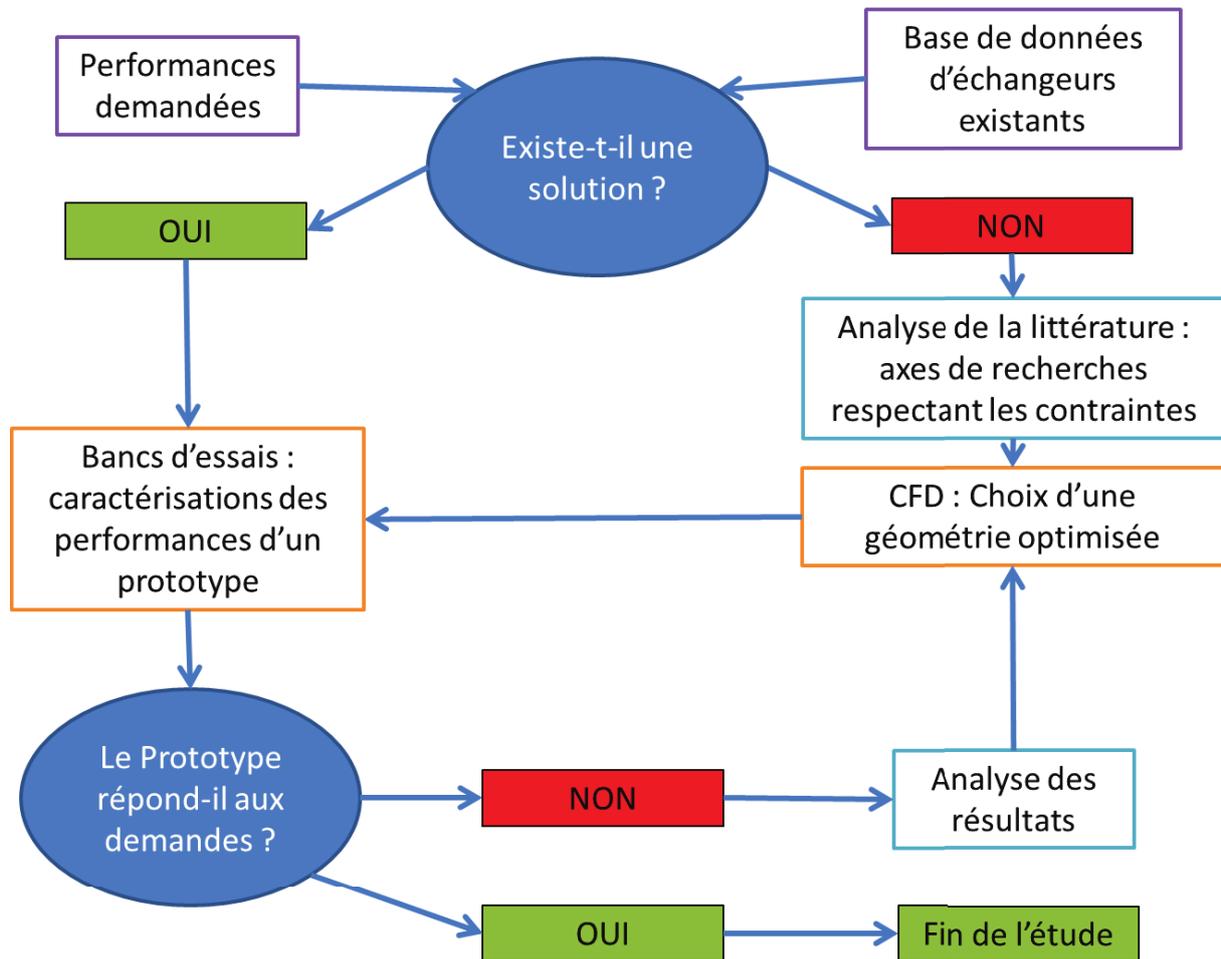


Figure 8. Schéma de principe de l'utilisation des différents outils d'optimisation d'un échangeur de chaleur. Les travaux détaillés ici portent essentiellement sur l'analyse de la littérature et le développement d'outils numériques, la partie expérimentale étant réalisée dans l'entreprise.

Pour déterminer les performances d'un échangeur de chaleur dont les caractéristiques d'une ailette sont connues, les manufacturiers utilisent couramment des codes de calcul « maison » fondés sur une base de données des échangeurs testés sur leurs bancs d'essais. Cette méthode permet de dimensionner de façons empiriques un nouvel échangeur en utilisant les faisceaux et corps d'échangeurs déjà existants. Elle est généralement efficace tant que la géométrie des échangeurs varie peu.

Cependant, les performances demandées par les utilisateurs d'échangeurs sont de plus en plus élevées et nécessitent de tester des géométries différentes -ailettes, faisceaux, voire nouveau corps d'échangeurs- et dans ces cas, l'extrapolation des données recueillies sur les gammes existantes n'apporte pas de solution satisfaisante.

A partir de l'analyse de l'état de l'art, plusieurs possibilités d'orientation des travaux se dégagent. Soit l'analyse de la littérature donne accès à des informations permettant de concevoir de nouvelle forme d'ailette, soit, il est nécessaire de créer de nouvelle topologie d'ailette. Pour connaître les performances d'une nouvelle ailette, une série de prototypes doit

être réalisée et caractérisée expérimentalement. L'inconvénient majeur de cette technique est la réalisation de plusieurs appareils. La fabrication d'un prototype, qui est évidemment longue et coûteuse, n'aboutit pas toujours aux résultats escomptés.

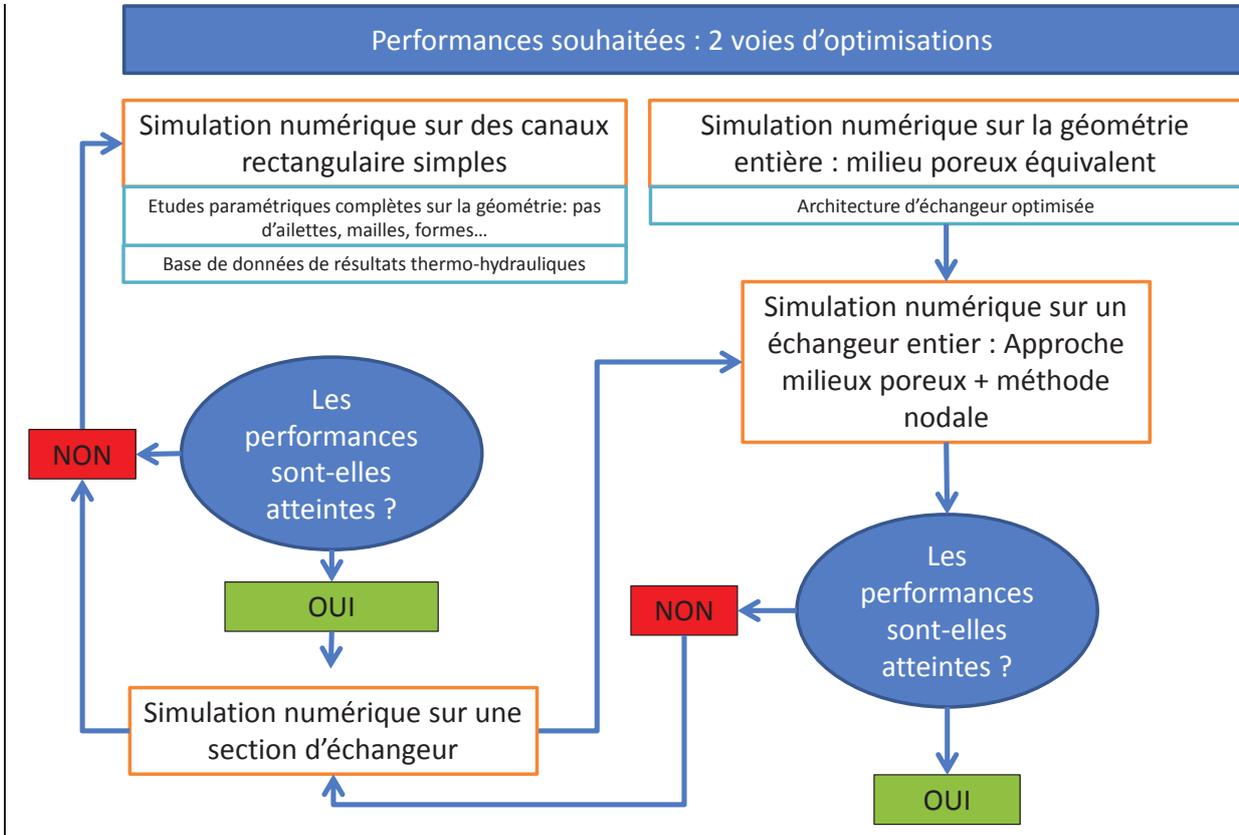


Figure 9. Schéma d'utilisation des moyens de simulation numérique que nous avons développé pour dimensionner de nouveaux échangeurs compacts à hautes performances. L'architecture d'échangeur et les formes d'ailettes conçues sont ensuite réalisées par la société Mota et testées sur leur banc de caractérisation expérimentale.

La simulation numérique permet de palier à la réalisation de série de prototype. En effet, la géométrie simulée peut être modifiée à souhait et permet la réalisation d'études paramétriques sur un échangeur. La réalisation d'une ou plusieurs simulations n'engendre que peu de coûts supplémentaires et permet donc d'explorer une gamme plus large de géométries, contrairement aux essais sur prototypes qui demande un temps de conception et de réalisation important et identique pour chaque essai. En simulation, c'est en général uniquement le premier test qui est coûteux. La CFD, a un deuxième avantage majeur qui est l'obtention des champs de température, d'écoulement et de flux en tout point de l'appareil. Ces champs permettent une compréhension des phénomènes locaux tant sur le point de vue qualitatif que quantitatif.

Ces champs de données permettent d'identifier les défauts en termes de flux transférés, sur vitesse, zones mortes... La localisation de ces défauts au sein de la géométrie de l'échangeur permet de dégager des stratégies de design efficaces liées à la possibilité de rétroaction directe des résultats de calcul sur le dessin des pièces et ainsi des avancées rapides vers leur correction.

Nous pouvons par exemple quantifier la répartition de l'écoulement (maldistribution), la répartition des transferts et localiser des zones critiques en termes de pertes de charge. La simulation numérique permet dans la plupart des cas d'être prédictive, ou du moins comparative, des performances d'une ailette.

La CFD permet aussi d'étudier l'impact de modifications de la géométrie sur ces défauts. Elle permet de corréliser les phénomènes physiques bien décrits (Ex : écoulement laminaire monophasique) au design de l'échangeur et à ses variations. Les limites actuelles résident essentiellement dans les données nécessaires à la modélisation des problèmes (ex : modèles de turbulence, viscosité variable...). L'utilisation des outils de CFD nécessite une bonne connaissance des méthodes numériques par le bon choix de maillage, des modèles physiques etc. Dans le cas des échangeurs, la justification des choix de modèles de turbulence et des paramètres ajustables associés ne peut, dans la plupart des cas, être obtenue que par comparaison à des expériences de référence.

En outre, les outils actuellement utilisables dans le domaine industriel, ne permettent pas l'analyse des couplages fluides-structures (vibration, fatigue), la conception et la modélisation mécanique des pièces sont usuellement séparées du dimensionnement thermohydraulique.

Enfin, il existe des limites « psychologiques » et commerciales quant au développement d'échangeur sur la base seule de simulations numériques. Les manufacturiers et leurs clients exigent fréquemment la réalisation de tests ou de démonstrateurs, pour obtenir une preuve factuelle des performances de l'appareil.

Pour conclure, la CFD est un outil puissant, efficace, qui permet une boucle de rétroaction entre la CAO et l'analyse thermohydraulique au niveau local et global. Cependant, son utilisation n'est pas simple et les validations quantitatives finales restent indispensables pour l'industrialisation.

5.3.2 *Simulation directe d'un échangeur à ailettes*

Les outils de simulations numériques, présents au laboratoire, nous permettent de modéliser un échangeur entier, c'est à dire de simuler l'écoulement et les transferts de chaleur dans les fluides couplés à la conduction thermique dans les solides (tubes et ailettes). Et ce, dans la géométrie réelle et complète de l'appareil. Nous avons modélisé un échangeur tubes/calandre eau-air à deux passes comprenant une centaine de tubes, et autant d'ailettes.

Cette approche, « force brute », nous a permis :

- de valider le code commercial de CFD par rapport aux données expérimentales disponibles.
- de disposer de champs de températures, vitesses, pressions et de flux de chaleur.
- de constituer un cas de référence pour les autres approches simplifiées que nous développons.

Les simulations sont réalisées avec un code commercial : StarCCM+ de CD-Adapco. Ce dernier est basé sur une méthode à volumes finis pour la résolution des équations de bilans de masse, d'énergie, de quantité de mouvement... Comme tous les outils de CFD actuels, il intègre un mailleur 3D permettant de générer des maillages non-structurés (polyédrique, trimmer etc.) et permet l'utilisation de modèles RANS classiques de turbulence (k-epsilon, k-oméga...). Enfin, cet outil permet la prise en compte de propriétés variables (thermo dépendance de la viscosité, densité, gaz parfait...) et gère des conditions aux limites de

différents types simples (flux, vitesse, débit, température, pression imposés) ou plus complexes et évolutives. Compte tenu des capacités de cet outil, nous avons pu utiliser les propriétés réelles des fluides et matériaux composant l'échangeur et approcher au plus près les conditions de fonctionnement des essais sur bancs. Les échangeurs sont testés en conditions stationnaires ; températures et débits d'entrée sont fixés ainsi que la pression.

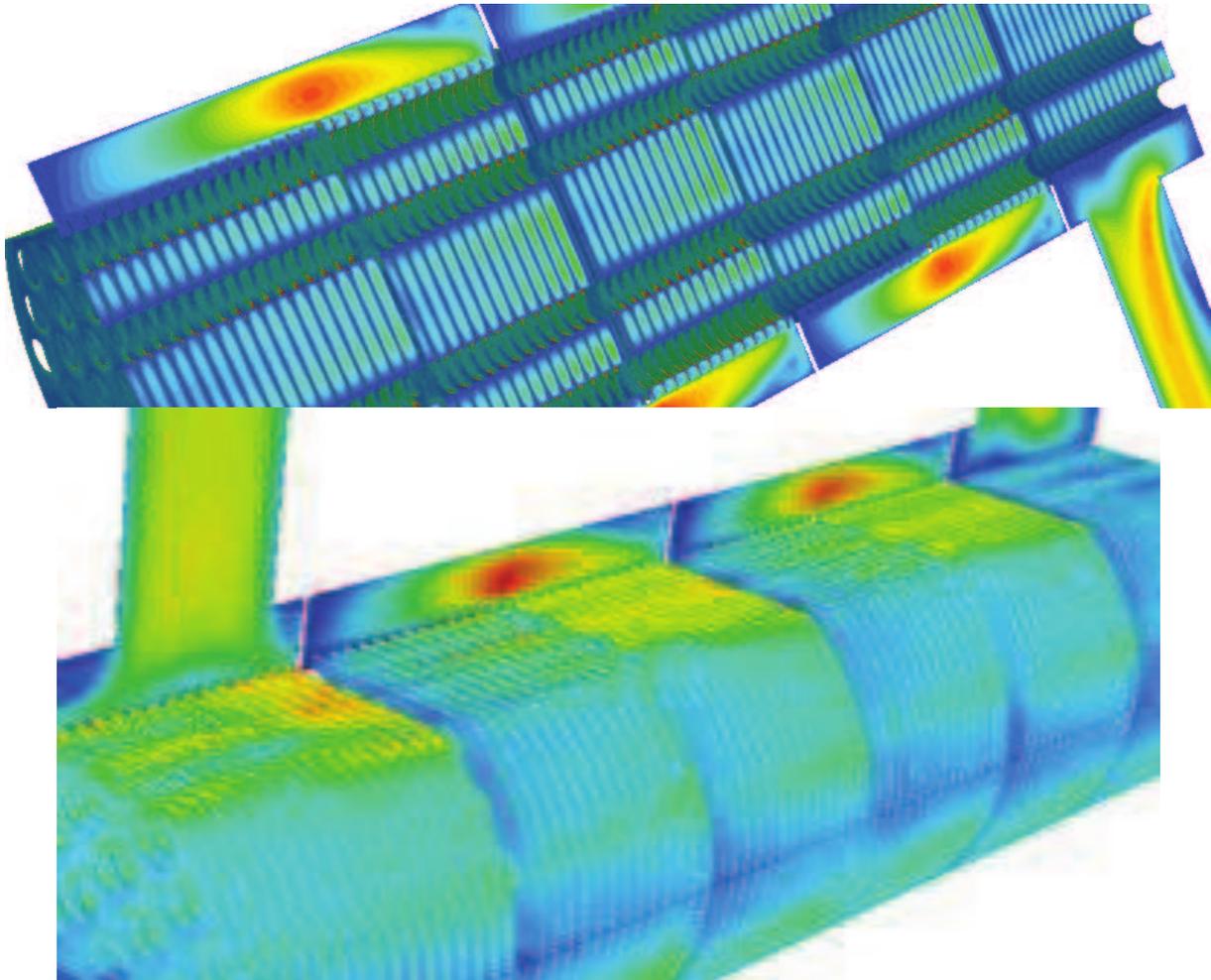


Figure 10. Simulation numérique des transferts de chaleur et de masse sur un échangeur d'huile avec 6 passes, composé d'un faisceau tubes-aillettes. Les ailettes sont colorées par le flux de chaleur transféré à leur surface. Le plan de symétrie est coloré par la vitesse d'écoulement de l'huile.

En revanche, en ce qui concerne la turbulence, nous avons retenu le modèle k-epsilon qui est réputé être un modèle « généraliste ». Nous n'avons aucune raison pertinente de privilégier un autre modèle. De même, pour les paramètres du modèle, nous avons utilisé les valeurs proposées par défaut dans le code (qui sont également celles citées dans la littérature) en l'absence de données plus précises. Nous avons comparé les résultats en termes de puissance échangée et de pertes de charge générées avec d'autres modèles de turbulence sans constater de différences significatives. De plus, nous obtenons un bon accord avec les données expérimentales.

Cependant l'obtention de résultats précis a un coût : le maillage doit être assez fin pour capter les phénomènes de transport dans les canaux entre chaque ailette. Le maillage atteint, ici, 25 millions de cellules et réduit ainsi la souplesse et la maniabilité de la simulation. Il est

nécessaire d'utiliser une machine ayant des ressources suffisantes (32Go de RAM sur 8 processeurs) et les calculs restent longs (environ 40 jours CPU), et donc coûteux en ressources informatiques. Le post-traitement des données est également fastidieux et nécessite d'être rigoureux. En effet, les simulations peuvent durer jusqu'à une semaine ou plus, une erreur ou un oubli d'extraction de données engendrent une perte de temps non négligeable.

Sur la Figure 10, nous pouvons observer que les bords d'attaque des ailettes sont, avec les tubes, les zones où les flux de chaleur échangés sont les plus importants. Nous constatons des zones de moindres flux, là où la densité de tubes est moins importante (barrette centrale, zone de préhension de l'ailette). D'un point de vue écoulement, les vitesses au passage des chicanes sont les plus élevées. Nous pouvons en déduire que, dans ces zones, la perte de charge engendrée n'est pas négligeable.

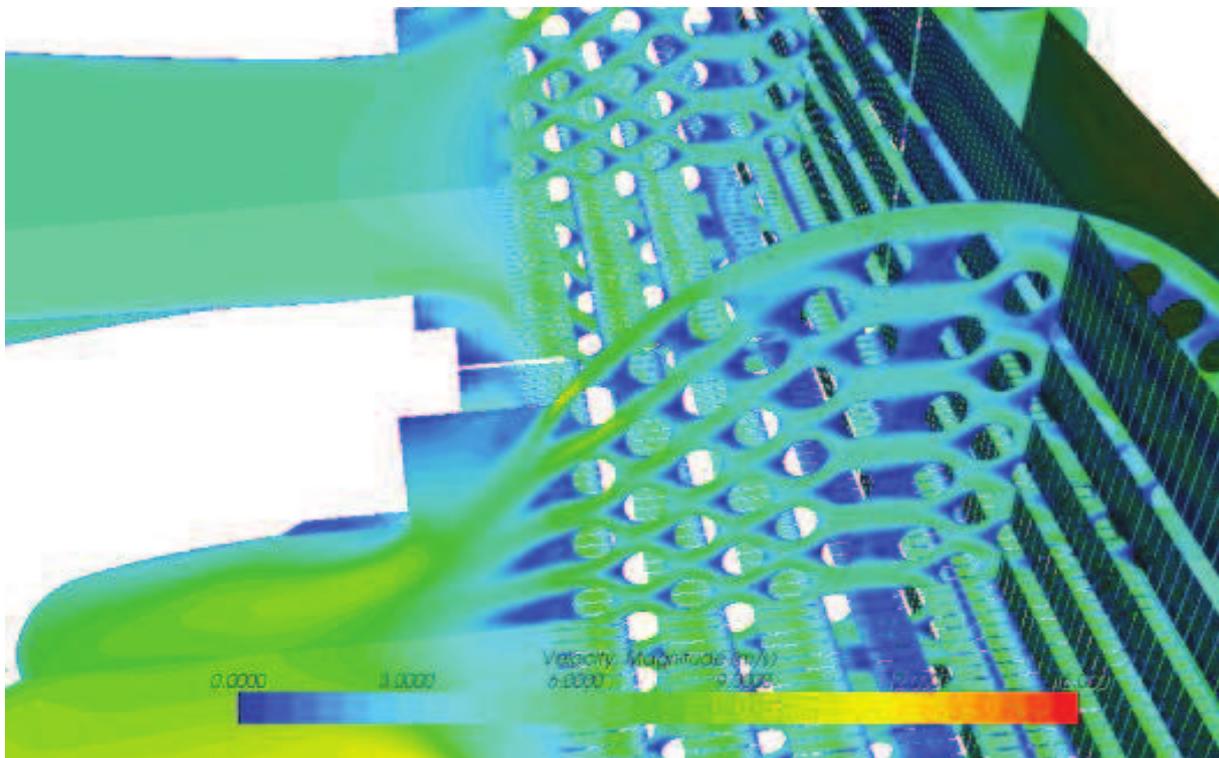


Figure 11. Vue de section d'un échangeur entier tubes-ailettes. On peut observer le champ de vitesse de l'écoulement d'air autour tubes et ailettes du faisceau.

A partir de ces résultats, nous avons extrait des champs de données locales ainsi que des grandeurs plus globales. Nous obtenons un très bon accord avec l'expérience en termes de puissance échangée et de perte de charge. Nous obtenons donc un point de validation de l'outil de CFD dans une configuration géométrique complexe et dans les conditions de transferts réelles d'un échangeur. Notons que des validations sur des cas simples de références ont été réalisées par l'éditeur du logiciel. Ces résultats nous permettent d'affirmer que nous pouvons simuler précisément les transferts dans des géométries plus réduites (ex : canal entre deux ailettes) que nous pourrions mailler beaucoup plus finement. Les faisceaux d'échangeurs présentent en effet de nombreuses symétries et périodicité qui permettent de réduire de façon substantielle les volumes de maillage utilisés pour le calcul des propriétés effectives.

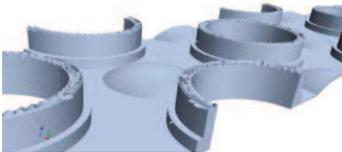
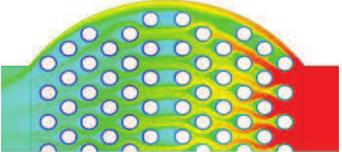
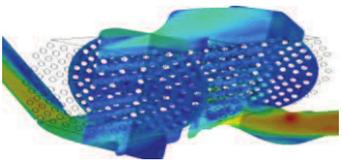
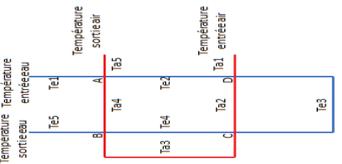
Pour conclure, la modélisation directe des transferts et des écoulements dans la géométrie réelle d'un échangeur est opérationnelle et fiable, mais reste coûteuse en temps et moyens de

calcul. Pour pallier à ce défaut, nous proposons une méthode de changement d'échelle qui nous permettra de réduire fortement le volume de calcul. Il s'agit d'assimiler la batterie de tubes et ailettes à un milieu poreux dont les propriétés effectives ont été préalablement définies sur la base d'analyses locales sur des volumes élémentaires.

Nous proposons d'utiliser les outils de CFD couplés à une méthode de changement d'échelle pour tester de nombreux cas de figure et ainsi définir des géométries optimisées à partir de la prédiction de leur comportement.

5.4 Changements d'échelles

Tableau 2. Présentation des différentes techniques et différents niveaux de changement d'échelle.

Approches / Niveau de l'échelle	Schéma de principe	Détails
Simulation directe à l'échelle millimétrique		<ul style="list-style-type: none"> • Volumes restreints à une maille élémentaire • Calculs rapides et comparatifs • Etudes paramétriques de la morphologie des ailettes
Simulation directe sur une section représentative d'échangeur		<ul style="list-style-type: none"> • Calcul sur une section élémentaire d'échangeur Mota • Prédiction des performances du nouveau faisceau • Détermination de propriétés Effectives.
Simulation milieu poreux équivalent sur une géométrie entière d'échangeur		<ul style="list-style-type: none"> • Simulation de la géométrie entière • Prédiction des performances globales de l'appareil • Etude paramétriques sur l'architecture
Approche nodale d'un faisceau tubes ailettes		<ul style="list-style-type: none"> • Synthèse de la base de données générée : proposition de corrélations propriétés thermophysiques/morphologiques • Outil de dimensionnement BE

Nous développons une technique de changement d'échelle en plusieurs étapes et à plusieurs niveaux de simulation numérique. Cette technique multi-échelle permet un gain d'efficacité dans la recherche d'une architecture d'échangeur et de surfaces d'échange améliorées. Nous proposons donc d'étudier les phénomènes de transport de l'échelle locale (millimétrique) à la géométrie entière d'un appareil.

Nous cherchons tout d'abord le volume minimal –« représentatif »- permettant d'analyser le comportement thermohydraulique des ailettes. Le volume de calcul étant restreint au maximum, cette étape permet de tester rapidement différentes topologies d'ailettes et de comparer leurs performances.

Nous procédons alors à des études paramétriques sur la morphologie des ailettes (ex : pas des tubes, espacement inter-ailettes) et sélectionnons ainsi les topologies les plus prometteuses.

Nous nous plaçons ensuite à une échelle intermédiaire : une section d'échangeur dans laquelle nous adaptons la topologie de l'ailette retenue à l'étape précédente à la forme du corps tubulaire de l'échangeur. Les simulations numériques des transferts couplés nous donnent accès aux performances d'un faisceau entier et nous aux des propriétés de transport effectives (apparentes) d'un milieu poreux équivalent au faisceau tubes-ailettes en situation.

Ce modèle milieu poreux associé au jeu de paramètres de fermeture est ensuite utilisé pour l'optimisation de la structure globale de l'échangeur. La simplicité des équations obtenues associée au fait qu'il n'est nécessaire de décrire que la forme globale de l'espace interne du corps d'échangeur une maniabilité une flexibilité d'usage qui rend possible l'effectuer une étude paramétrique sur l'architecture d'un appareil.

Le dernier niveau d'étude consiste à synthétiser la base de données de résultats obtenus aux différentes étapes sous la forme de corrélations reliant les propriétés effectives des ailettes à leurs géométries. Nous développons pour cela une approche nodale simplifiée prenant en compte de l'architecture de l'échangeur et des conditions opératoires. Cette dernière approche nous a permis de créer un outil (« outil-métier ») simple de design d'échangeur, utilisable directement en bureau d'étude.

5.4.1 *Principes : De la simulation directe au milieu poreux équivalent*

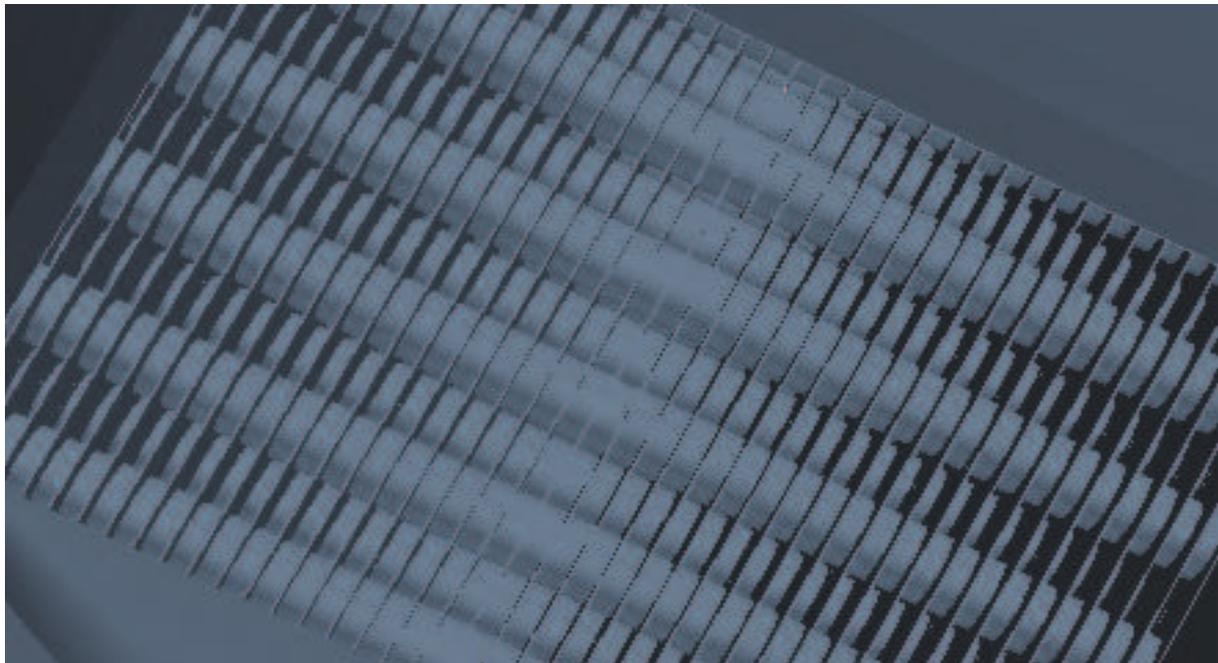


Figure 12. Faisceau tubes-ailettes pouvant être assimilé à un N canaux mis en parallèles.

Les simulations numériques directes s'appuient sur les propriétés géométriques d'un faisceau tubes-ailettes. Celui-ci comporte un plan de symétrie, coupant l'échangeur en deux dans le sens de l'écoulement. Ensuite, le faisceau est constitué de N fois le même canal mis en parallèle. Nous utilisons une condition de périodicité pour réduire considérablement le volume à étudier. Pour un faisceau comprenant N ailettes, nous le ramenons à un volume $2N$

fois plus petit. Nous choisissons donc de séparer l'étude du faisceau du reste de l'échangeur. Nous pouvons, en effet, obtenir des maillages beaucoup plus adaptés sur un petit volume et donc des résultats fiables. La Figure 13 montre les conditions aux limites imposées sur un canal représentatif : l'espace entre deux demi-aiettes. Dans le cas d'un canal aussi fin, nous considérons la température de l'eau constante côté tube. Nous modélisons l'écoulement d'eau par un coefficient d'échange convectif et une température moyenne. Des conditions de périodicité sont imposées sur le haut et le bas du canal et un plan de symétrie au milieu de l'ailette. Enfin, des canaux de « tranquillisation » de l'écoulement sont ajoutés aux entrées et sorties du faisceau. En entrée, la température et le débit d'air sont imposés alors qu'en sortie nous fixons la pression.

Les simulations numériques, réalisées sur cette géométrie réduite du faisceau, sont moins coûteuses en moyen informatiques (temps CPU, capacité de calcul...), mais nécessitent cependant d'être encore réduites. Pour cela, nous étudions la maille élémentaire du faisceau sur un canal rectangulaire étroit (Figure 13). Cette géométrie permet d'effectuer simplement une étude paramétrique sur le positionnement des tubes, le pas d'ailette, leurs formes etc. Une fois les résultats obtenus sur ces canaux, nous pouvons sélectionner une géométrie appropriée et l'utiliser dans la demi-ailette représentative.

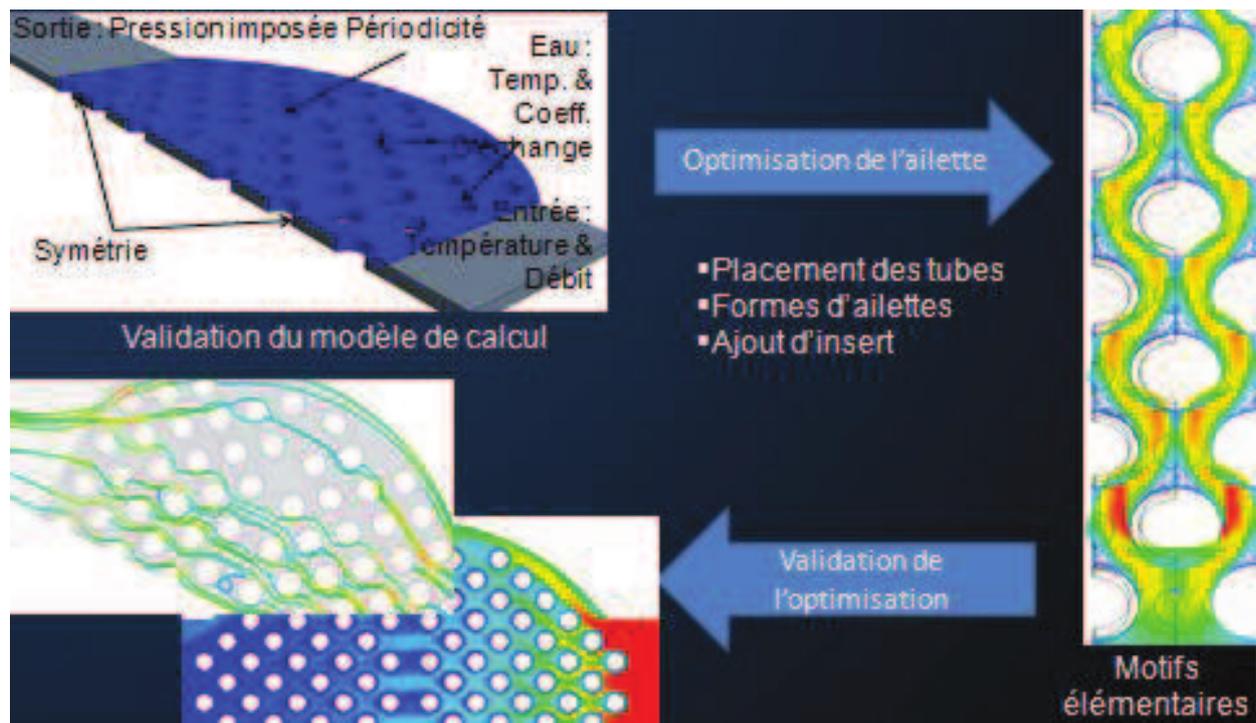


Figure 13. Schéma de principe du changement d'échelle d'étude appliquée aux échangeurs.

Les simulations sur des demi-aiettes donnent accès à un coefficient d'échange global entre l'air (à une température moyenne logarithmique), l'eau (à une température fixée) et un coefficient de perte de charge. Nous choisissons d'utiliser un milieu poreux équivalent, ayant la forme du faisceau, que nous intégrons dans la géométrie de l'échangeur afin de déterminer les pertes de charge. Nous utilisons un tenseur de coefficients de perte de charge diagonal - comportant un terme nul dans la direction perpendiculaire aux ailettes- de manière à bloquer l'écoulement dans le sens perpendiculaire aux ailettes (qui sont imperméables). Nous retirons de cette manière un degré de liberté à l'écoulement d'air.

A partir de la base de données de propriétés effectives obtenues sur les différentes ailettes testées, nous pouvons optimiser l'architecture globale de l'échangeur intégrant une nouvelle ailette ou intégrer une nouvelle ailette dans tous les corps d'échangeur de la gamme Mota.

5.4.2 Approche nodale

L'approche milieu poreux est relativement simple de mise en œuvre une fois les propriétés effectives connues, mais nécessite cependant l'utilisation de code CFD et la topologie du corps d'échangeur. Pour permettre l'évaluation des performances thermiques globales de l'échangeur, nous développons une approche nodale (un « outil-métier ») qui pourra être utilisée par un bureau d'étude ; l'objectif final étant de transférer les connaissances acquises pendant cette thèse sous forme d'un outil propre à s'intégrer dans la culture de l'entreprise. Cet outil permet d'obtenir les puissances échangées rapidement sans simuler l'échangeur entier et d'évaluer la perte de charge engendrée par le faisceau tubes-ailettes. La Figure 14 montre un schéma de principe de cette approche qui, dans certains cas, peut être ramenée à une résolution itérative sur 4 nœuds.

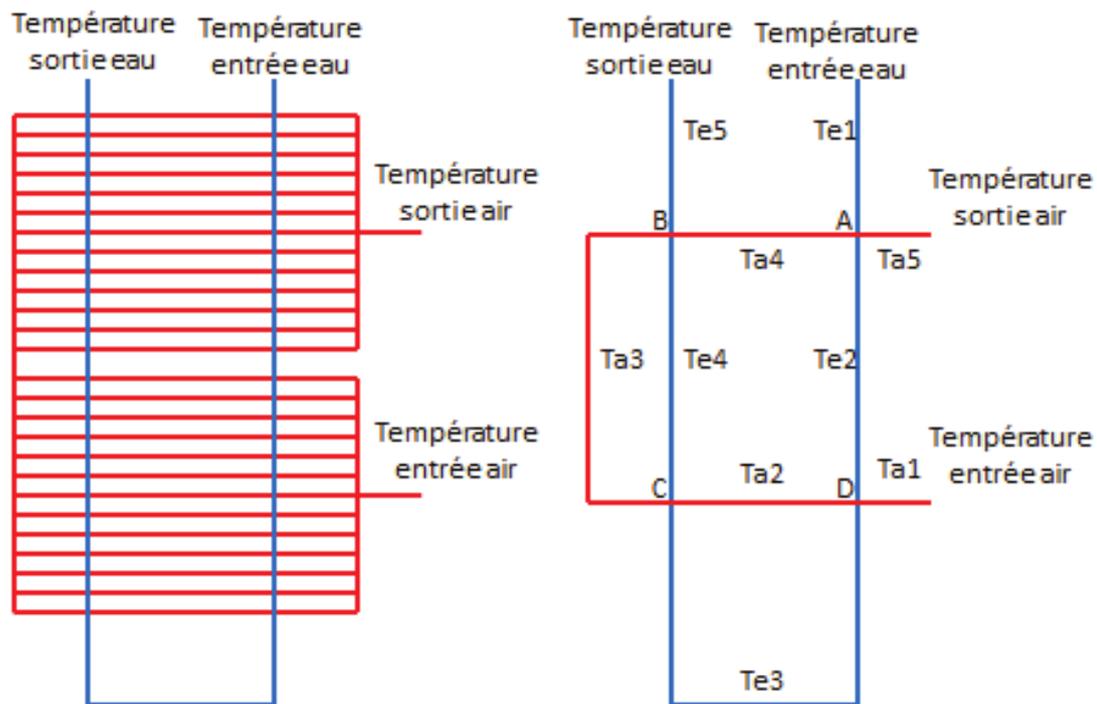


Figure 14. Approche nodale de résolution des échangeurs de chaleur. A gauche approche comprenant $2N$ points pour N ailettes. A droite : Simplification à 4 points dans le cas d'un débit spécifique d'eau beaucoup plus grand que celui de l'air.

5.4.3 Conclusions partielles sur le changement d'échelle

Nous avons développé trois niveaux de simulation thermohydraulique des échangeurs :

- Directe dans la géométrie complète sur la base des CAO
- Milieu poreux équivalent, utilisant des propriétés effectives déduites de simulation directe sur une section représentative du faisceau tubes-ailettes.

- Approche nodale d'évaluation du comportement global.

Ces approches nous permettent d'explorer les deux axes d'optimisation relatifs aux différents types d'échangeur Mota. De plus, l'approche milieux poreux intègre directement l'optimisation structurale de l'échangeur et celle plus locale des surfaces d'échange.

La simulation numérique réalisée sur une demi-ailette, permet d'obtenir un coefficient d'échange global et un coefficient de frottement en fonction de la température de fonctionnement (propriétés de l'air non constante) et de réduire une ailette à 2 nœuds (dans le cas d'un échangeur à 2 passes, côté tubes). Le système à résoudre se ramènera donc à un système de $2N$ nœuds pour un échangeur comprenant N ailettes. Cependant, nous pouvons réduire le nombre de nœuds par des considérations simples. En effet, dans le cas d'un écoulement d'eau important dans les tubes, le débit de chaleur spécifique imposé ne fera varier que de quelques degrés la température de l'eau sur plusieurs ailettes alors que l'air perdra une centaine de degrés. Des blocs d'ailette peuvent donc être remplacés par un seul nœud. Le rapport des débits de chaleur spécifique à la puissance échangée peut simplifier le problème jusqu'à obtenir un système à 4 nœuds (Figure 14 – droite).

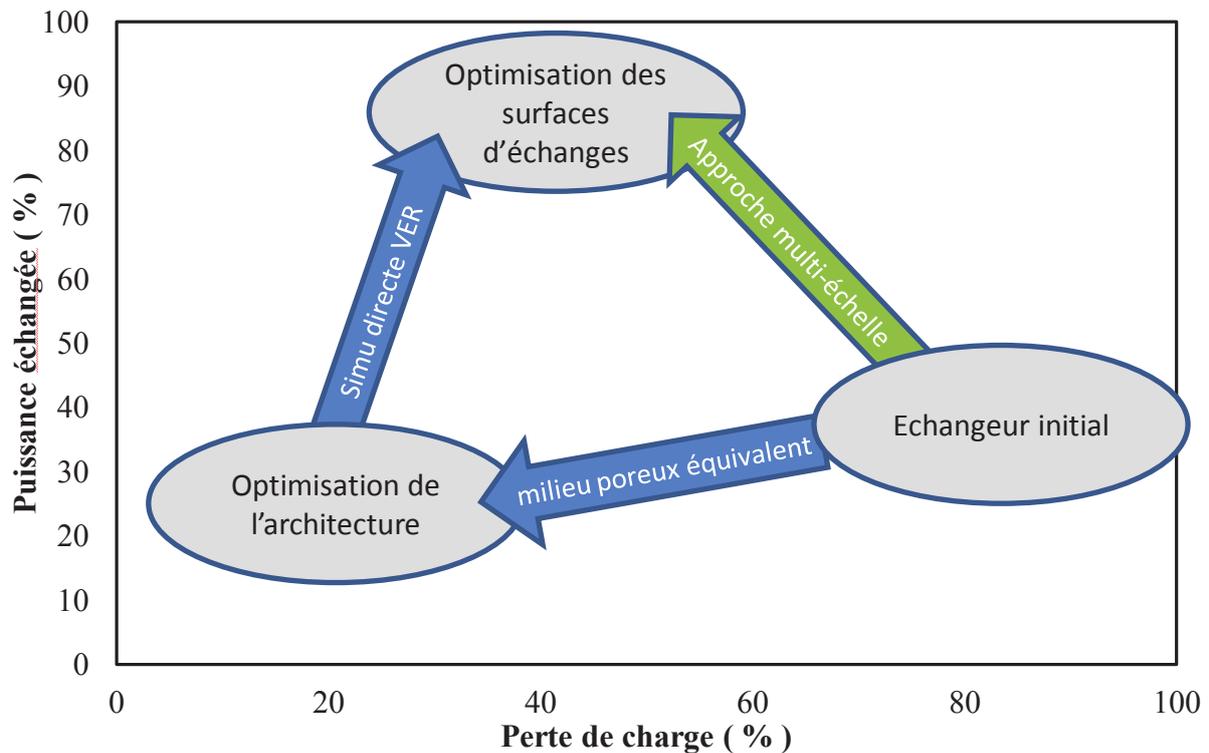


Figure 15. Gains de performances apportés par les différents niveaux de notre approche multi-échelle. Les grandeurs sont adimensionnées et ne sont données qu'à titre indicatif.

En conclusion, l'approche multi-échelle permet des gains de performances thermohydrauliques des échangeurs à plusieurs niveaux. La Figure 15 montre un exemple d'optimisation que nous avons apporté aux échangeurs Mota. A partir d'un échangeur initial, nous avons utilisé, le modèle milieu poreux équivalent pour diminuer les pertes de pression engendrées par l'ensemble de l'appareil. Dans un second temps, nous avons utilisé des simulations numériques directes sur des volumes élémentaires représentatifs (VER) d'ailettes. Cette étape a permis d'accroître les performances thermiques de l'échangeur. Globalement, l'utilisation des deux approches, à deux niveaux d'observation différents, nous a permis

d'obtenir un échangeur plus efficace et générant moins de perte de pression que les appareils de l'ancienne gamme.

Dans la section suivante nous détaillons ces deux approches, la simulation directe sur un élément représentatif d'ailette et la simulation milieu poreux d'un échangeur entier. Nous montrons comment nous avons obtenu un gain de 50% en termes d'efficacité énergétique sur les appareils de la gamme Mota.

6 Application aux échangeurs Mota

6.1 Canaux représentatifs – Améliorations locales des surfaces d'échanges

Les géométries de ces canaux sont représentatives d'un échangeur tubes-ailettes à section rectangulaire. Ils se différencient donc des échangeurs Mota, qui sont à section circulaire. Ces canaux prennent en compte certaines contraintes géométriques comme les pas de la maille de tubes et le pas d'ailette.

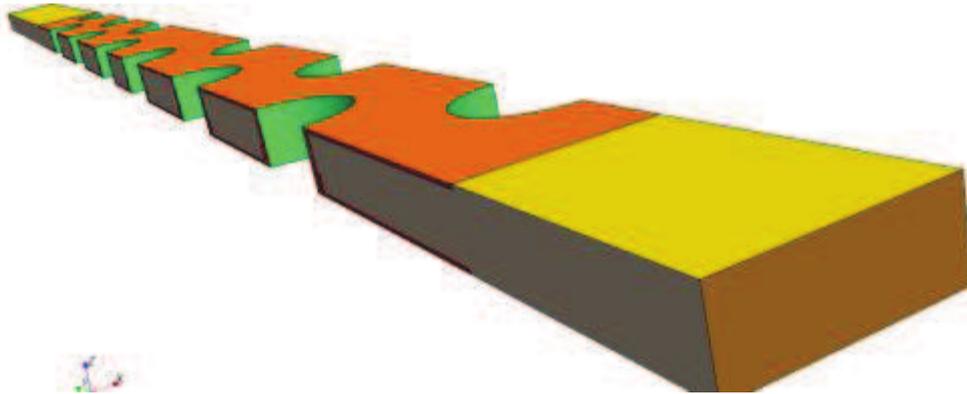


Figure 16. Canal rectangulaire élémentaire d'une maille représentative du faisceau.

L'avantage de la géométrie à section rectangulaire, est qu'elle propose de nombreuses conditions de symétrie et de périodicité. Cela permet de créer un modèle de petit volume pour les calculs numériques ; ce qui a deux intérêts majeurs, le premier de permettre un maillage assez raffiné pour bien capturer les différents phénomènes physiques, le second de réduire de façon considérable le temps de calcul.

En utilisant les conditions de symétrie, nous pouvons donc réduire cet échangeur à un canal dont la largeur est égale au pas transverse de la maille du faisceau de tube, et en utilisant les conditions de périodicité, nous pouvons réduire cet échangeur à un canal dont la hauteur est le pas d'ailette. Le modèle physique de calcul utilise deux phases, la première est une phase solide, représentant le faisceau tubes-ailettes, la deuxième est une phase fluide pour l'écoulement d'air.

Pour la phase fluide, les caractéristiques physiques ne sont pas constantes. En effet, la viscosité dynamique de l'air varie fortement avec la température selon la loi de Sutherland, et celle de l'huile décroît exponentiellement avec la température. La densité de l'air suit la loi d'état $PV=pRT$ et nous considérons la densité de l'huile constante. Les vitesses d'écoulement en entrée du faisceau varient pour des nombres de Reynolds de 10 à 35000. Pour tous les écoulements au-delà de $Re=1500$, un modèle de turbulence k-epsilon est donc utilisé pour la résolution de l'écoulement.

Les paramètres variables imposés sont les débits massiques de l'air en entrée du canal, ainsi que sa température. En sortie, la pression l'air est fixée.

Côté eau, la température est fixée. Cette température correspond à la température logarithmique moyenne de l'eau sur tout l'échangeur ERM. On supposera sur notre cas que la température de l'eau est fixe car les puissances échangées sont beaucoup plus faibles sur une section. De plus, on impose un coefficient d'échange convectif, entre l'eau et la surface interne des tubes, égal à $12000 \text{ W/m}^2\text{K}$. Ce coefficient correspond au coefficient d'échange

par convection trouvé dans la littérature pour un tube circulaire traversé par de l'eau à un Reynolds de 17500, correspondant aux conditions sur l'ERM.

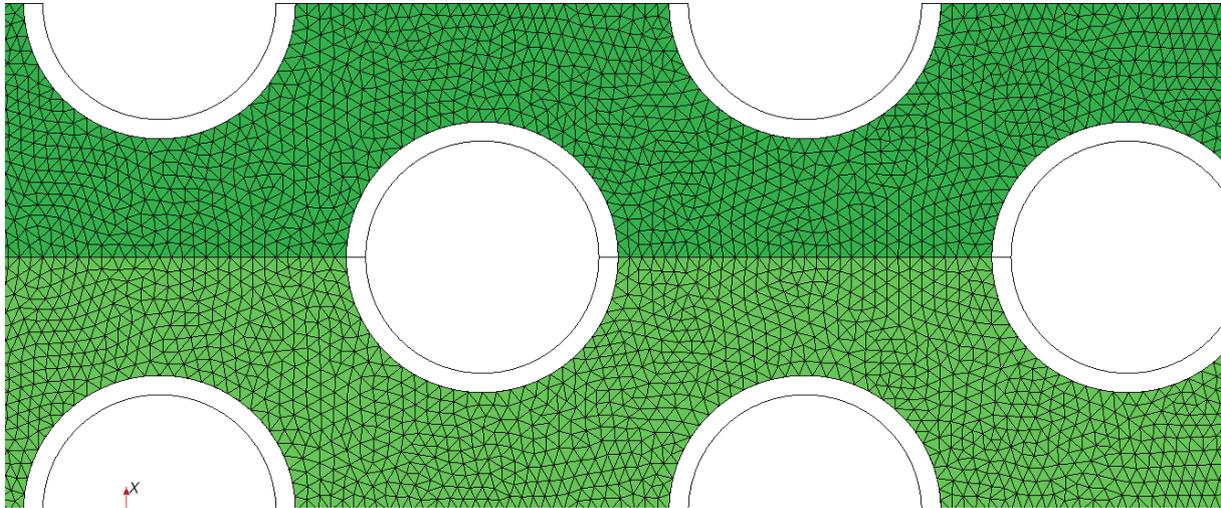


Figure 17. Maillage surfacique de l'interface solide/fluide à la paroi de l'ailette.

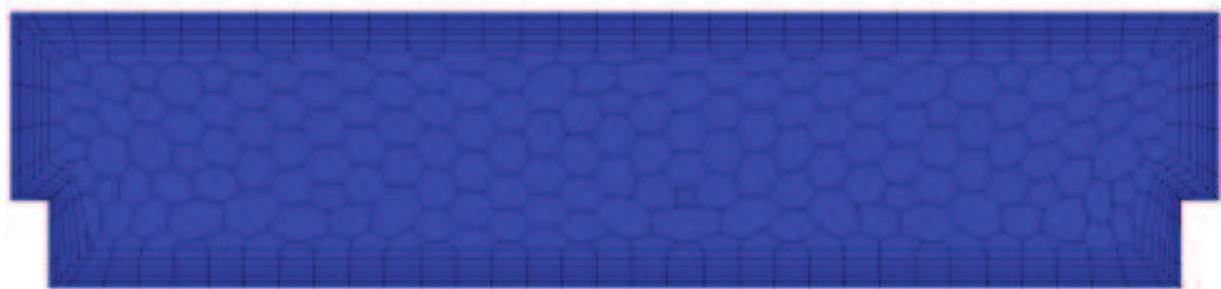


Figure 18. Maillage volumique d'une portion de canal (volume fluide). La taille élémentaire de la maille polyédrique est de 1.5 mm pour capturer les zones de turbulence au cœur de l'écoulement. A proximité des surfaces d'échange, le maillage « prism layer mesher » est utilisé pour capturer la couche limite laminaire de l'écoulement. Ce maillage de couche limite a une épaisseur de 0.3 mm et contient 7 couches de mailles de tailles croissantes.

La résolution des équations Navier-Stokes et de conservation de l'énergie sur les maillages précédents permet d'atteindre localement les champs de température, de vitesse, de pression et leurs gradients associés en tout point de la géométrie. La connaissance de ces grandeurs nous permet de mieux cerner l'origine des pertes de charge et les zones où sont concentrés les flux de chaleur.

Ces résultats nous permettent de déterminer un coefficient d'échange global K du faisceau et un coefficient de perte de charge global. La simulation numérique nous permet d'atteindre d'autres valeurs de paramètres locaux qui ne sont pas mesurables ou difficilement mesurables lors d'essais expérimentaux. La température moyenne de la surface d'échange est mesurée et permet de déterminer un coefficient d'échange global côté air.

Les 4 figures suivantes illustrent les résultats locaux typiques obtenus sur ces canaux élémentaires.

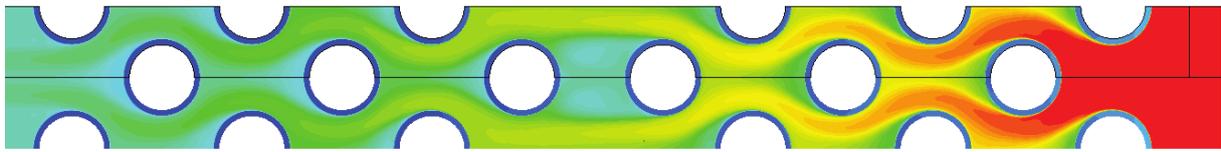


Figure 19. Champ de température à la surface de l'ailette.

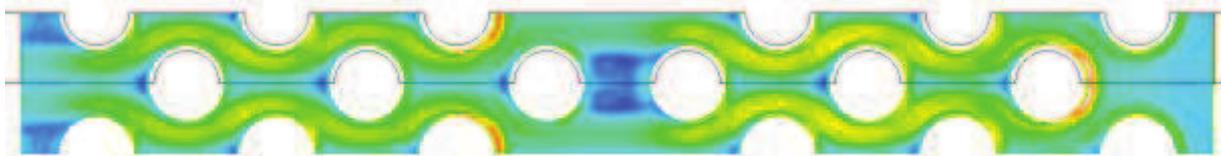


Figure 20. Coefficient de transfert de chaleur local à la surface de l'ailette

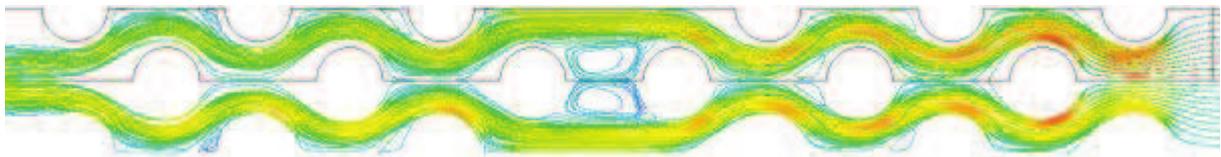


Figure 21. Lignes de courant



Figure 22. Contraintes de cisaillement à l'interface fluide/solide.

Nous déterminons la contrainte de cisaillement à la paroi d'échange τ_p (Pa) et nous en déduisons la vitesse de frottement $U^* = \sqrt{\nu \frac{\partial U}{\partial y}}$ (m/s). Cette vitesse de frottement nous permet de déterminer l'épaisseur y de la couche limite laminaire de l'écoulement turbulent.

$$y^+ = \frac{yU^*}{\nu} \quad (37)$$

On peut donc déterminer l'épaisseur de la couche limite laminaire de l'écoulement turbulent (de l'ordre de 50 μm). Cette valeur est intéressante à connaître au niveau de l'intensification des échanges de chaleur. En effet, lors d'un échange convectif en écoulement turbulent, la résistance thermique réside essentiellement dans l'épaisseur de cette couche. En écoulement turbulent, on aura intérêt à mettre des « mélangeurs » (poinçons par exemple) uniquement dans cette zone (Bergles 1998).

Ces valeurs de flux, de contraintes de cisaillement (etc.) sont cependant estimées en moyenne sur toute la surface d'échange. On peut constater sur les figures suivantes, que les valeurs du coefficient d'échange local et de la contrainte de cisaillement varient fortement. Elles sont fortement liées au champ de vitesse. L'épaisseur de la couche limite laminaire variera donc aussi avec la vitesse. Elle sera très mince aux endroits où la vitesse est grande.

Comme nous l'avons déjà dit, ces simulations sur de telles géométries sont peu chronophages et peu volumineuses en ressources informatiques (environ 4h pour générer la géométrie, la mailler et réaliser une série de calcul pour différentes vitesses d'écoulement). Mais elles

permettent aussi de réaliser une optimisation de la topologie de l'ailette par ajout d'insert ou déformation de la surface. Les performances, en termes de puissance échangée et perte de charge générée de différentes géométries, peuvent donc être comparées et utilisées à une échelle supérieure dans le dimensionnement d'un échangeur spécifique.

Nous avons généré une base de données des performances de canaux pour une série de maille de tubes de pas d'ailette et de forme de la surface d'échange. Cette base de données contient une cinquantaine de géométries pour des écoulements à différentes vitesses, températures et densité d'air et d'huile, représentatives des conditions typiques rencontrées dans l'entreprise.

Ce travail a notamment permis l'élaboration de deux types d'ailettes qui sont maintenant produites à l'usine Mota et utilisées dans des échangeurs commerciaux. Pour des raisons de confidentialité industrielle, les travaux détaillant ces configurations ne sont, bien sûr, pas communiqués dans ce manuscrit.

6.2 Approche milieu poreux équivalent

La détermination des lois d'échange et de transfert au niveau microscopique nous permet de faire des simulations numériques des échanges thermiques dans des échangeurs entiers, c'est-à-dire corps + faisceau. Pour cela, nous utilisons un modèle milieu poreux équivalent dans lequel les ailettes sont remplacées par un milieu fictif continu et ayant les propriétés de conduction de celles-ci. La phase fluide est également remplacée par un milieu poreux équivalent dans lequel l'écoulement est régi par une loi de type Forchheimer. Les transferts de chaleur sont régis par une équation de conduction macroscopique dans la phase solide et par une équation de transport macroscopique dans la phase fluide. Les échanges convectifs entre les phases sont modélisés par un coefficient d'échange de chaleur volumique.

Pour cela, nous définissons, dans StarCCM+, la phase fluide comme un milieu poreux avec une perméabilité et un coefficient inertiel. Nous définissons un modèle « Heat Exchanger » permettant le terme d'échange entre les deux milieux continus. Les ailettes étant planes, nous considérons que la conductivité dans la direction normale à leurs surfaces est nulle et que la conduction n'a lieu que dans le plan des ailettes.

La conductivité équivalente des ailettes est considérée comme bidimensionnelle (dans le plan perpendiculaire aux tubes), dépend du pas d'ailette et de son épaisseur (Porosité).



Figure 23. Géométrie de l'ERM. En bleu le volume fluide. En couleur rouille, le milieu poreux équivalent. L'entrée d'air s'effectue par le premier tube au-devant de l'image. L'air traverse la première passe de la gauche vers la droite de l'image. L'écoulement se retourne dans la boîte à air, traverse la seconde passe de la droite vers la gauche et ressort par le deuxième tube au second plan.

Le maillage de ce modèle comporte environ 3 millions de cellules polyédriques. Sur 8 processeurs, il faut environ 5 heures pour réaliser le maillage et avoir un calcul convergé. Seule la batterie d'ailettes autour des tubes est remplacée par un milieu poreux équivalent (Figure 23), le reste de l'échangeur est modélisé « normalement » par résolution des équations de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie.

La Figure 24 montre le champ de température obtenu dans la phase fluide. Nous constatons une décroissance quasi linéaire de la température en adéquation avec les résultats obtenus par modélisation directe de la batterie à ailettes.

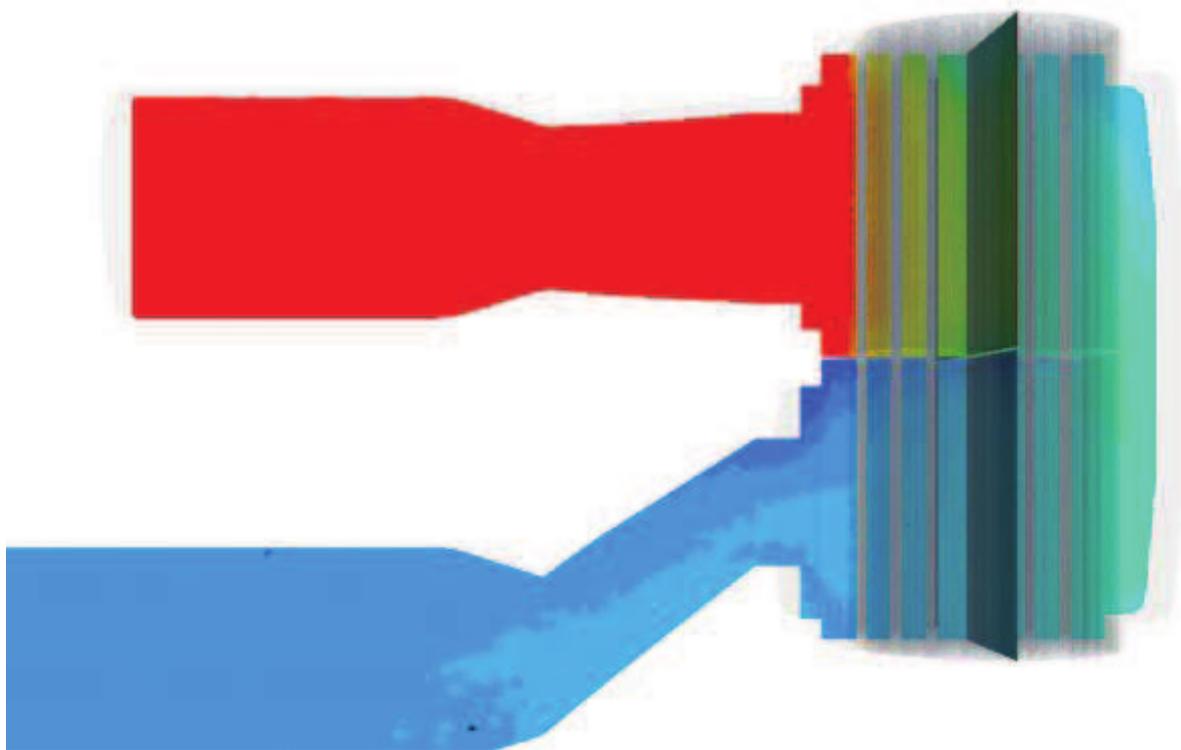


Figure 24. Visualisation du champ de température de la phase fluide (air).

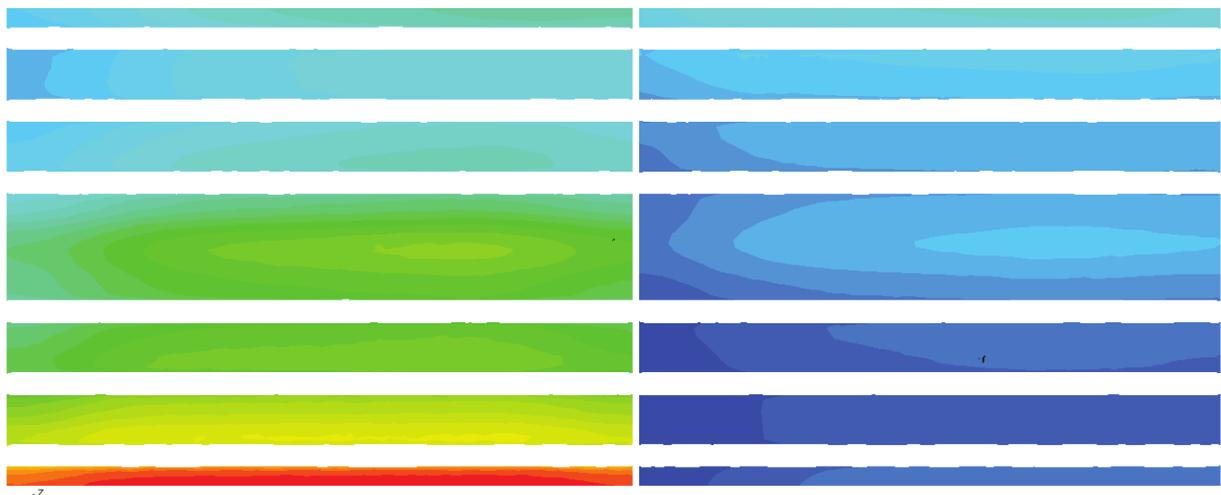


Figure 25. Visualisation du champ de température de la phase solide du milieu équivalent.

La Figure 25 montre le champ de température obtenu dans la phase solide du milieu équivalent. Contrairement aux ailettes, ce milieu est continu en tout point autour des tubes. Nous pouvons observer des zones assez hétérogènes en température aux abords de la chicane après le retournement du flux d'air. Ce résultat nous montre qu'il existe des zones relativement inefficaces dans cet échangeur.

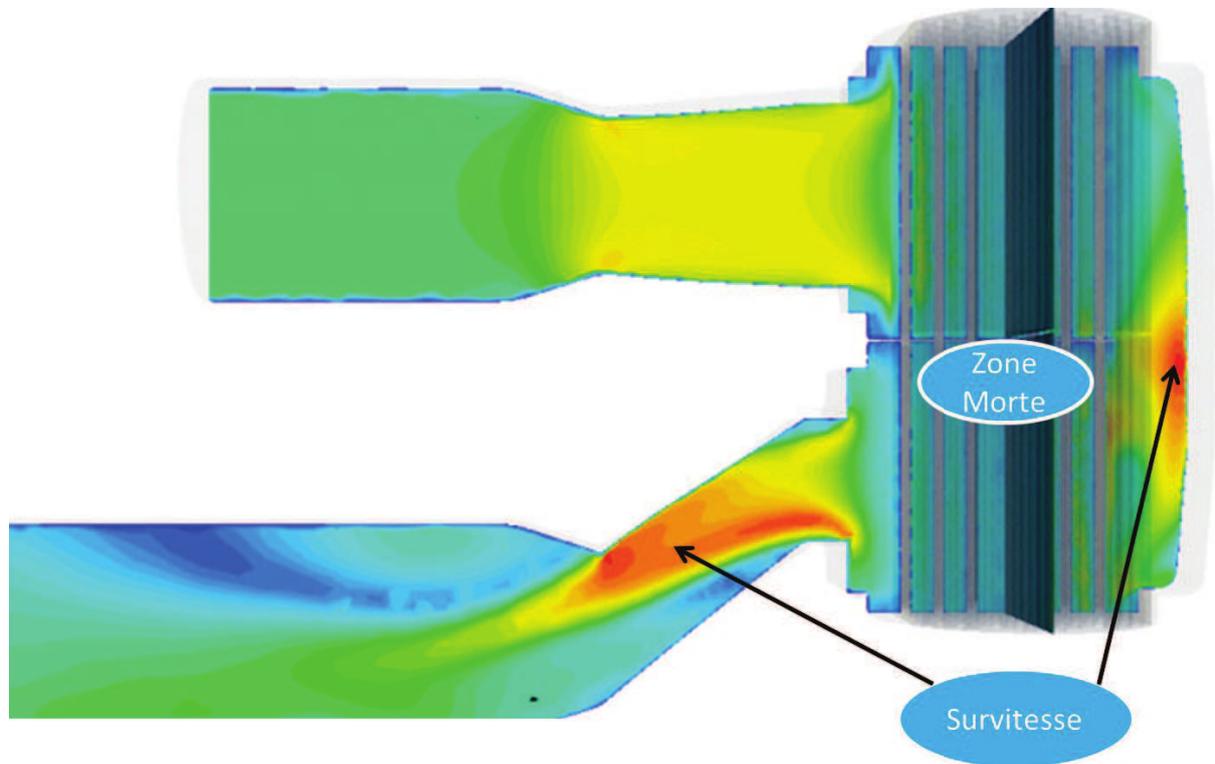


Figure 26. Visualisation du champ de vitesse de l'écoulement d'air au travers de l'ERM. On constate que l'outillage engendre une perte de charge non négligeable à cause du coude qu'il forme à la sortie de la deuxième passe. Les vitesses d'écoulement sont également élevées au passage de la chicane.

La Figure 26 confirme les résultats précédents. La chicane engendre une mal distribution de l'écoulement peu avant le retournement du fluide et surtout dans la seconde passe. L'étroitesse de la chicane amène à avoir une vitesse d'écoulement très élevée et donc, par effet d'inertie, à ne pas alimenter les premières ailettes.

6.3 Résultats et validations

Afin de valider notre méthode de changement d'échelle, nous réalisons une série de simulations sur une ailette représentative d'un ERM. L'obtention de coefficient d'échange de chaleur et de frottement moyen nous permet une résolution à l'échelle de l'échangeur en utilisant l'approche nodale pour les performances thermiques et l'approche milieu poreux pour les pertes de charge. Les résultats obtenus (Tableau 3) sont en accord avec les résultats expérimentaux réalisés sur les bancs d'essais Mota.

Les résultats obtenus surestiment légèrement les performances expérimentales. En termes d'efficacité thermique, nous avons vu qu'un petit écart de température nécessite une grande différence en terme de coefficient d'échange. Cependant l'erreur de mesure expérimentale étant de l'ordre de 5% sur la température adimensionnée, nous pouvons estimer que notre approche est en bon accord avec l'expérience et est validée. D'un point de vue perte de

charge, le résultat obtenu avec un écart d'environ 7% par rapport à l'essai est assez prometteur. Le fluide variant fortement en température et donc, en viscosité et densité, le long de l'écoulement implique que le coefficient de frottement dépend fortement de la température locale. Afin de prendre en compte ces variations, nous avons introduit une loi de viscosité et de densité en fonction de la température dans notre calcul.

Notre modèle multi-échelle étant validé, nous pouvons rechercher une architecture d'échangeur permettant l'intégration de surfaces d'échange améliorées. Cette étape a été réalisée et a permis de proposer plusieurs prototypes d'échangeurs performants maintenant intégrés dans la gamme commercialisée par l'entreprise. Les formes et performances de cet échangeur restent confidentielles.

Tableau 3. Comparatif essais et simulation numérique d'un échangeur de référence Mota

	Température adimensionnée de sortie échangeur (-)	Perte de pression adimensionnée échangeur (-)
Simulation	100.51	107.58
Banc d'essai	100 +/- 5	100 +/- 5

6.4 Etat des travaux – réalisations de prototypes et commercialisation

Les recherches effectuées sur les batteries à ailettes Mota ont permis la conception et la réalisation de faisceaux répondant aux nouvelles contraintes de performances demandées par les clients. Deux gammes d'échangeurs ont été développées, une pour les échangeurs gaz-liquide, et une liquide-liquide.

Les nouveaux faisceaux réalisés et testés sur bancs d'essais ont permis un maintien et/ou une augmentation des performances thermiques dans certains cas, et la diminution substantielle des pertes de charges engendrées (2 à 5 fois amoindries) par rapport aux modèles originaux. En termes d'efficacité énergétique, les nouveaux échangeurs pourraient, à perte de charge égale, échanger une puissance thermique plus importante de 50 %.

Les échangeurs réalisés, respectant les contraintes de fabrication de l'entreprise Mota, ont pu être réalisés et testés rapidement en tant que prototypes. Les performances prédites ayant été atteintes expérimentalement, les appareils ont pu être testés en terme de résistance aux contraintes de fonctionnement réelles (fatigue, tenue à la pression, encrassement...). Les échangeurs conçus en gaz-liquide sont actuellement déjà commercialisés et ont permis à la société Mota de conserver certains clients et d'obtenir de nouveaux marchés. Les échangeurs liquide-liquide sont quant à eux en cours d'industrialisation.

7 Conclusions

Les méthodes classiques de dimensionnement ne sont plus adaptées aux enjeux actuels d'optimisation des échangeurs. Nous avons donc mis en place une méthodologie permettant d'optimiser des échangeurs déjà compacts et à hautes performances. Nous avons mis en évidence que les corrélations proposées dans la littérature permettent de dégager des tendances d'optimisation, mais ne sont pas du tout adaptées aux échangeurs Mota.

L'analyse de la base de données des échangeurs Mota, couplée à l'étude de la littérature, a permis d'orienter nos recherches en classant les échangeurs par régime d'écoulement.

Les voies d'optimisation dégagées de cette première analyse sont affinées par une étude numérique multi-échelle validée. Nous proposons une base de données (confidentielle) de topologies d'ailettes en fonction de différents régimes d'écoulement à partir de calcul sur des sections simples. Plus de deux cent simulations numériques sont réalisées et analysées. Nous sélectionnons et déterminons ensuite les propriétés effectives d'une ailette optimisée afin de prédire les performances d'un échangeur entier. Pour cela, nous utilisons un modèle milieu poreux équivalent et/ou une approche nodale de l'échangeur qui nous permet également d'optimiser l'architecture de l'échangeur. Cet outil sera utilisé en bureau d'étude pour réaliser les dimensionnements spécifiques propres à l'activité de l'entreprise.

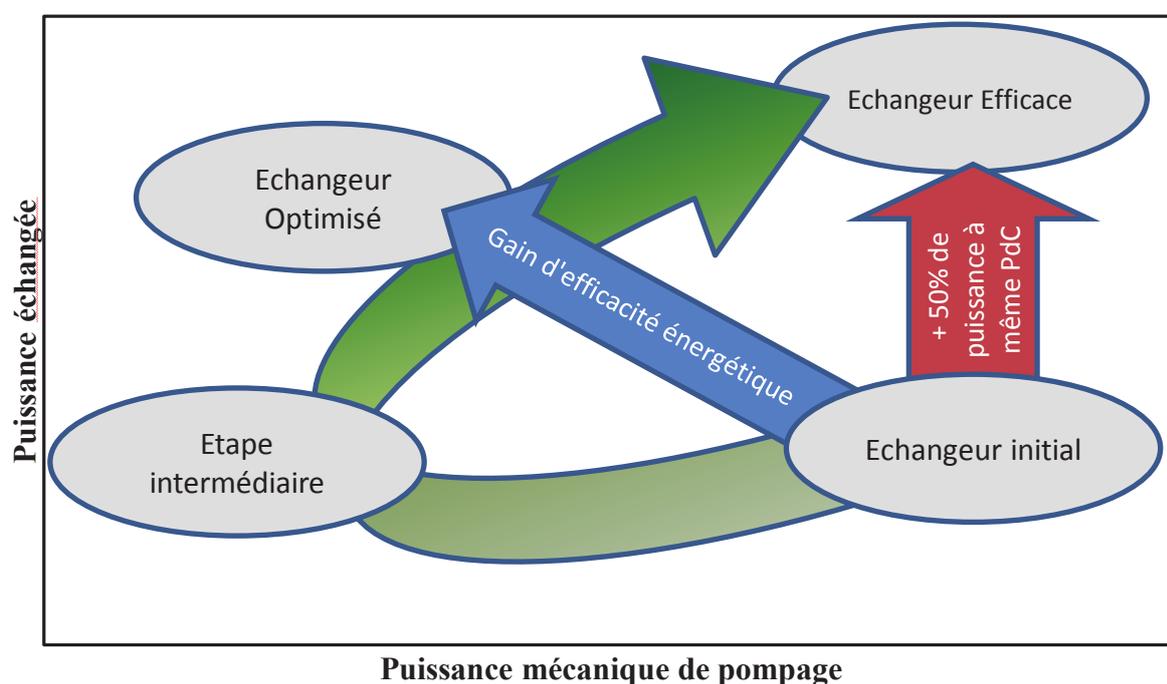


Figure 27. Illustration du gain d'efficacité énergétique réalisé sur la gamme d'échangeur par une approche d'optimisation à plusieurs échelles. La flèche verte montre le parcours d'optimisation suivi par notre approche multi-échelle.

Les géométries proposées à la suite de l'étude numérique, étant en adéquation avec le processus industriel de fabrication Mota, ont été conçues, réalisées et testées sur bancs d'essais. Deux gammes d'échangeurs utilisant cette nouvelle architecture et une nouvelle topologie d'ailette et qui présentent des performances thermiques identiques, voire supérieures à celles de la gamme originale, ainsi que des pertes de charges diminuées de façon très importante.

D'un point de vue encombrement, les longueurs d'échangeur ont été diminuées de 15 à 20%. Dans un des cas, le coût de fabrication de l'appareil a été réduit de 12%.

D'un point de vue énergétique, l'approche multi-échelle adaptée aux appareils Mota a permis un gain significatif en termes d'efficacité énergétique. La nouvelle gamme d'échangeur permet, en effet, d'échanger une puissance thermique plus importante en réduisant la puissance nécessaire à la mise en circulation des fluides aux travers de l'échangeur. Nous

estimons qu'à même perte de charge (obtenues par augmentation du débit), l'échangeur optimisé a une puissance échangée supérieure de 50% à l'échangeur initial.

En outre, nous avons effectué une synthèse de tous les résultats reliant la morphologie des faisceaux tubes-ailettes et nous proposons un outil « métier » permettant d'explorer toute la nouvelle gamme d'échangeur obtenue.

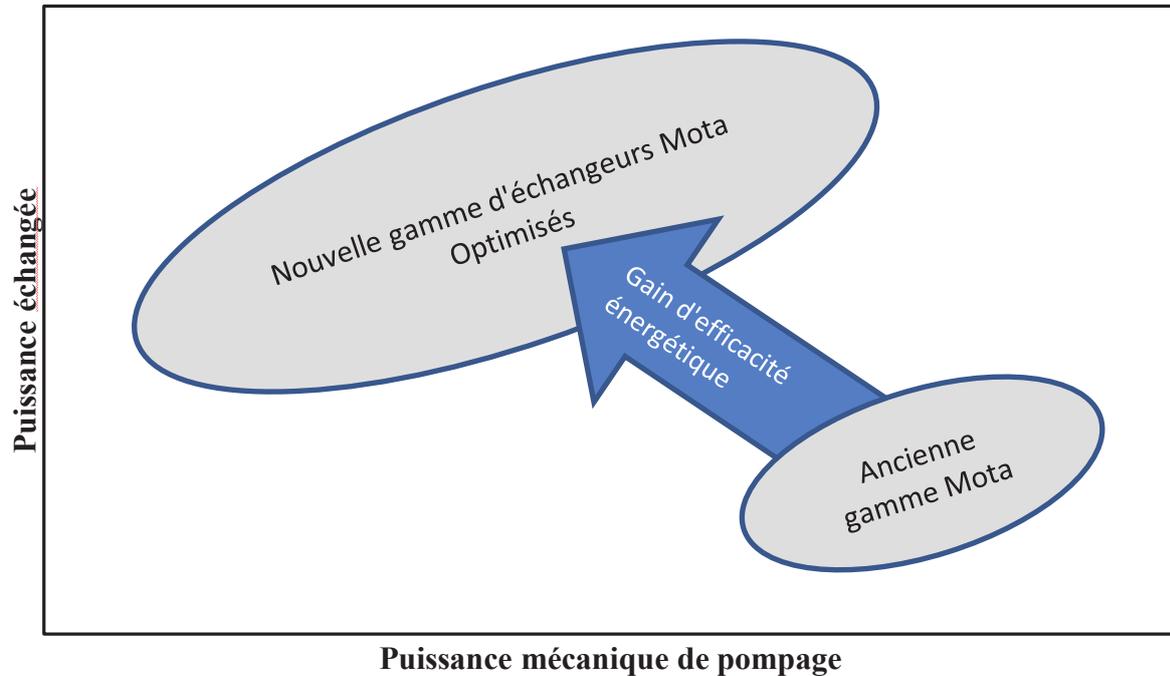


Figure 28. Nouvelle gamme d'échangeur Mota obtenue par les techniques de changement d'échelle d'observation des appareils. Nous proposons une approche nodale des échangeurs permettant d'explorer les performances au cas par cas de cette nouvelle gamme.

Références bibliographiques

- Bejan, A. (1995). Convection heat transfer.
- Bergles, A. E. (1998). Techniques to enhance heat transfer. Hand Book of Heat Transfer. W. M. Rohsenow, Hartnett, J. P., Cho, Y. I., . New-York, Mac Graw-Hill.
- Berrada, N. and C. Marvillet (2007). Synthèse bibliographique sur les transferts de chaleur et les pertes de pression dans les batteries à ailettes lisses ou corruguées continues. Grenoble, Greth.
- Bontemps, A., A. Garrigue, et al. (1995). Echangeurs de Chaleur - Intensification des échanges thermiques. Techniques de l'Ingénieur
- Canton, P. and E. Fornasieri (1983). "About the thermal transmittance on the air-side of finned coils." condizionamento dell'aria, Riscaldamento, Refrigerazione **9**.
- ElMahdy and Briggs (1979). "Finned tube heat exchangers correlation of dry surface data." ASHRAE Trans. **85**: 2693-2700.
- Forchheimer, P. (1901). "Wasserberwegung durch Boden. ." Z Vereines deutscher Ing **45(50)**: 1782-1788.
- Gray, D. L. and R. L. Webb (1986). Heat transfer and friction correlations for plate finned-tube heat exchangers having plain fins. 8th International Heat Transfer Conference.
- Holman, J. P. (2002). Heat Transfer. New-york.
- Hugonnot (1989). Étude locale de l'écoulement et performances thermohydrauliques à faible nombre de Reynolds d'un canal plan corrugué. Applications aux échangeurs de chaleur à plaques. .
- Jeong, J., C. Nyung Kim, et al. (2004). "A study on the correlation between the thermal contact conductance and effective factors in fin-tube heat exchangers with 9.52 mm tube." International Journal of Heat and Fluid Flow **25(6)**: 1006-1014.
- Junqi, D., C. Jiangping, et al. (2007). "Heat transfer and pressure drop correlations for the wavy fin and flat tube heat exchangers." Applied Thermal Engineering **27(11-12)**: 2066-2073.
- McQuiston, F. C. (1978). "Correlation of heat, mass and momentum transfer coefficients for plate-fin-tube heat transfer surface." ASHRAE Trans.: 294-308.
- Rich, D. G. (1973). "The effect of fin spacing on heat transfer and friction performance of multirow, smooth plate fin-and-tube heat exchangers." ASHRAE Trans. **79**: 135-145.
- Rich, D. G. (1975). "The effect of the number of tubes rows on heat transfer performance of smooth plate fin-and-tube heat exchangers." ASHRAE Trans. **81**: 305-317.
- Şahin, H. M., A. R. Dal, et al. (2007). "3-D Numerical study on the correlation between variable inclined fin angles and thermal behavior in plate fin-tube heat exchanger." Applied Thermal Engineering **27(11-12)**: 1806-1816.
- Sobac, B. and F. Topin (2008). Détermination de la résistance thermique tubes-ailettes par méthode infra-rouge, Polytech'Marseille.
- Tang, L. H., M. Zeng, et al. (2009). "Experimental and numerical investigation on air-side performance of fin-and-tube heat exchangers with various fin patterns." Experimental Thermal and Fluid Science **33(5)**: 818-827.
- Tao, Y. B., Y. L. He, et al. (2007). "Numerical study of local heat transfer coefficient and fin efficiency of wavy fin-and-tube heat exchangers." International Journal of Thermal Sciences **46(8)**: 768-778.
- Thonon (1991). Étude et optimisation de la distribution du fluide dans un échangeur de chaleur à plaques., Thèse à l'université de Nancy.

- Wang, C. T. and R. N. Horne (2000). "Boiling flow in a horizontal fracture." Geothermics **29**: 759-772.
- Wang, C. Y. (1997). "A fixed-grid numerical algorithm for two-phase flow and heat transfer in porous media." Num. Heat Transfer B **31**: 85-105.
- Xie, G., Q. Wang, et al. (2009). "Parametric study and multiple correlations on air-side heat transfer and friction characteristics of fin-and-tube heat exchangers with large number of large-diameter tube rows." Applied Thermal Engineering **29**(1): 1-16.

CHAPITRE 2 : ECHANGEURS DE CHALEUR A MOUSSE.

Faisabilité, Performances et Optimisation

Ce chapitre comporte un état de l'art sur l'intégration des mousses métalliques dans les échangeurs de chaleur. Nous montrons le potentiel des mousses dans différents domaines d'application et montrons que leur faible utilisation industrielle est liée aux problématiques de coûts de production et à la réticence du tissu industriel face aux risques liés à un saut technologique et non pas à des limitations technologiques ou de performances thermohydrauliques.

Nous montrons enfin la faisabilité d'un échangeur monobloc à moindre coût et réalisons des essais expérimentaux pour caractériser ses performances. Une analyse numérique à l'échelle du pore est réalisée pour obtenir une architecture optimisée.

Ce chapitre a abouti à la conception de plusieurs prototypes d'échangeurs à mousse. Un prototype utilisant une architecture optimisée a été testé.

1 Introduction

Les mousses métalliques sont des matériaux, relativement récents, de densité assez basse mais qui présentent des propriétés thermiques, mécaniques, électriques et acoustiques très intéressantes. Elles offrent des surfaces développées importantes et peuvent être utilisées dans des applications telles que les échangeurs de chaleurs ou les réacteurs chimiques. Les échanges de chaleurs sont intensifiés par la conduction thermique au travers des brins de métal qui ont eux-mêmes une grande surface accessible par le fluide (Miscovic 1997; Tadriss, Miscovic et al. 2004; Mahjoob and Vafai 2008). La présence des brins a un second effet majeur dans l'intensification des échanges en empêchant le développement des couches limites thermiques et en promouvant le mélange du fluide (Amiri and Vafai 1994). Il est à noter que les instationnarités de l'écoulement, dues aux effets inertiels, apparaissent pour un nombre de Reynolds à l'échelle du pore autour de 100 (Cruz Ruiz 2004; Brun, Vicente et al. 2009).

Dans ce chapitre, nous faisons un état de l'art sur l'utilisation des mousses métalliques dans les échangeurs de chaleur. Nous montrons l'intérêt qu'ont eu les industriels à insérer des mousses dans leurs appareils pour remplacer les faisceaux tubes-ailettes classiques. Notons que nous ne présenterons pas dans ce chapitre d'étude sur les propriétés des mousses mais uniquement leur utilisation dans les échangeurs de chaleur.

Nous montrons les performances de quelques-uns des échangeurs à mousse existant en termes puissance échangée et de perte de charge. Nous montrons pourquoi, ils ne sont pas encore commercialisés, notamment à cause de verrous technologiques rencontrés prohibitifs.

Nous mettons en avant une solution de fabrication de mousse par fonderie gravitaire réalisée par le Centre Techniques des Industries de la Fonderie (CTIF) qui permet de répondre aux verrous rencontrés usuellement. Nous montrons la faisabilité d'échangeur utilisant de telles mousses.

Les méthodes de dimensionnement mises en place au chapitre 1 permettent de rapidement dégager une géométrie optimisée d'échangeur à mousse à partir des outils de simulation numérique et d'une analyse multi-échelle de l'échangeur.

Nous réalisons ensuite un banc de caractérisations expérimentales des performances thermohydrauliques d'un module d'échangeur à mousse. Nous comparons les résultats obtenus à un échangeur de référence Mota.

2 Etat de l'art

Nous faisons un état de l'art sur l'intégration de mousses métalliques à porosité ouverte dans les échangeurs de chaleur compacts. Nous faisons une revue, la plus exhaustive possible, sur les différents domaines d'application des mousses dans les échangeurs. Le but est de montrer la potentialité et la faisabilité d'intégration des mousses et de faire un état des avancées de la recherche dans ce domaine. Nous montrons également pourquoi elles ne sont, aujourd'hui, pas généralisées dans l'industrie des échangeurs de chaleur et qu'elles restent sur des marchés de niches à travers les différentes problématiques technologiques et commerciales.

2.1 Pourquoi les mousses ?

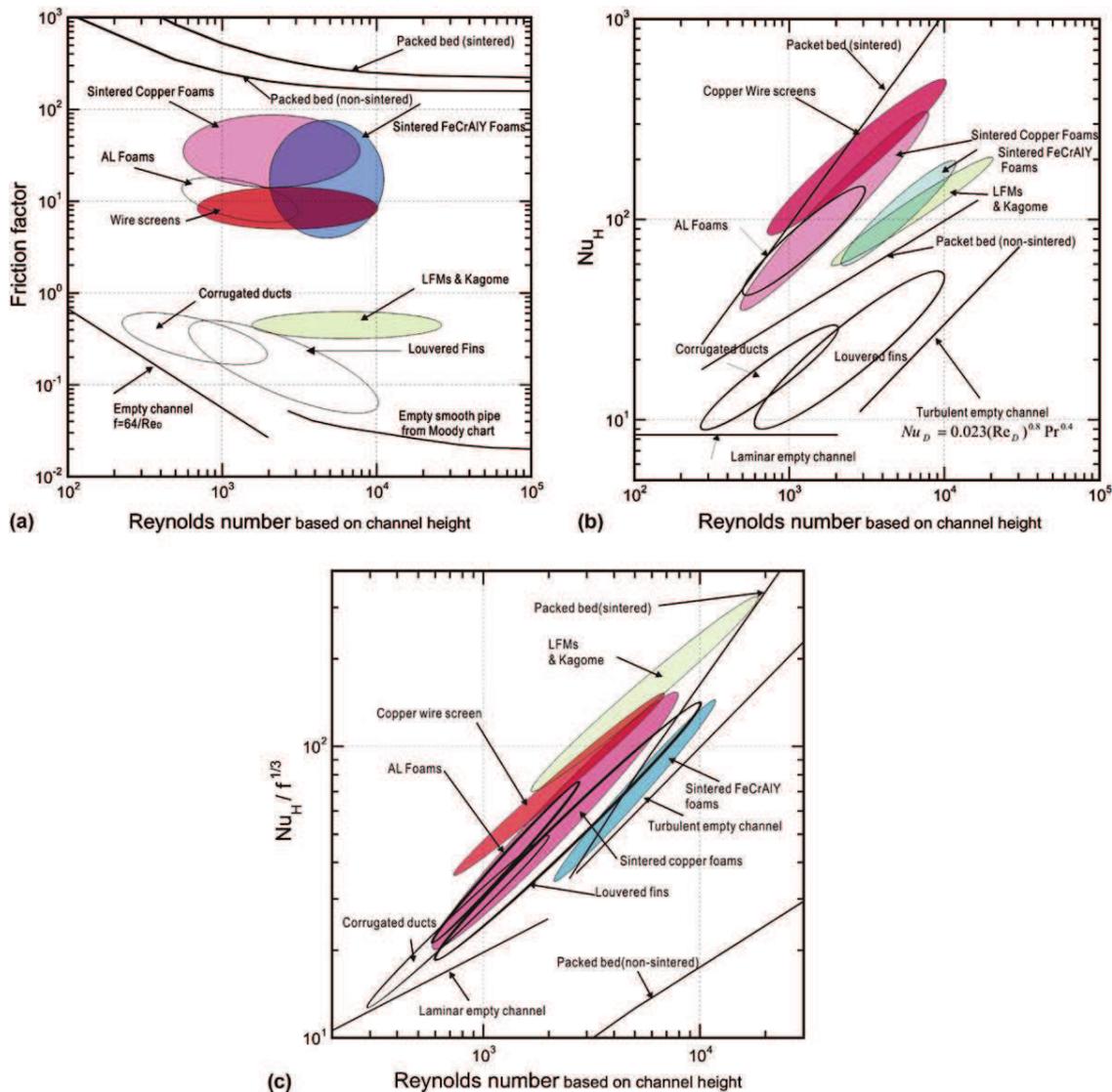


Figure 29. (a) Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds. (b) Nombre de Nusselt en fonction du Reynolds. (c) Facteur de mérite comparant les performances thermiques aux pertes de charges en fonction du Reynolds. Ces graphes positionnent les mousses métalliques par rapport à d'autres éléments usuellement employés tels que les lits de billes, les ailettes persiennées et les canaux lisses (Tian, Kim et al. 2004).

La première question que nous pouvons nous poser est : pourquoi utiliser des mousses métalliques en vue d'intensifier les échanges thermiques dans un échangeur compact à hautes performances ?

(Tian, Kim et al. 2004) présentent plusieurs critères (Figure 29) pour évaluer l'intérêt d'employer une mousse dans un échangeur de chaleur. Cette figure compare les performances thermohydrauliques des mousses métalliques avec des matériaux classiquement utilisés dans l'intensification des échanges (ailettes, surfaces corruguées, lit de billes). Elle nous montre tout d'abord que les pertes de charges engendrées par les mousses sont beaucoup plus importantes qu'avec des ailettes classiques, mais sont cependant nettement en dessous de celles des lits de billes. Les coefficients d'échange sont proches de ceux des lits de billes et sont nettement au-dessus des ailettes. Enfin, les auteurs proposent un facteur de mérite comparant les performances thermiques aux pertes de charges. Les mousses ont le meilleur rapport puissances thermiques/hydrauliques.

Les mousses métalliques proposent donc une voie d'optimisation intéressante pour les échangeurs compacts. Elles permettent, à même perte de charge, d'obtenir des performances thermiques bien meilleures que des ailettes classiques (Miscovic 1997; Catillon, Louis et al. 2005; Madani, Topin et al. 2005; Bonnet, Topin et al. 2006; Topin 2006; Brun, Vicente et al. 2009).

Cependant, les mousses proposent d'autres spécificités intéressantes, tant sur le plan thermophysique que mécanique :

- Une masse très faible (il n'y a qu'entre 5% et 15% de solide)
- Des surfaces d'échanges plus ou moins importantes (de 250 à 10000m²/m³)
- Des perméabilités relativement hautes.
- Des conductivités thermiques effectives assez élevées (de 5 à 30W/mK)
- Une résistance aux chocs thermiques, aux hautes températures, à l'humidité, à l'usure et aux cycles thermiques
- Une bonne résistance aux hautes pressions
- Une bonne absorption des chocs
- Une taille de pore et une porosité contrôlées par les manufacturiers.
- Elles sont désormais assez facilement usinables
- Elles sont d'excellents absorbeurs sonores
- Elles sont d'excellents mélangeurs

Les mousses présentent donc un potentiel important pour leur utilisation dans les échangeurs de chaleur compacts notamment grâce à leur large spectre d'applications. Des échangeurs multifonctionnels peuvent être envisagés tels les échangeurs-réacteurs, les échangeurs absorbeurs de choc... En résumé, nous pouvons dire que les mousses n'excellent dans aucun domaine, mais sont performantes dans tous les domaines.

2.2 Etat du domaine

(Miscevic 1997) a réalisé une étude expérimentale sur l'intensification des échanges de chaleur, à partir de milieu poreux, appliquée aux échangeurs de chaleur compacts et au refroidissement diphasique.

Tout d'abord, dans une première partie, son étude a consisté à concevoir et réaliser un banc de caractérisations des performances thermohydrauliques d'échangeurs de chaleur gaz-liquide et liquide-liquide. Les performances thermiques et les pertes de charge sont notamment déterminées et comparées à un échangeur de chaleur de référence, utilisé dans l'industrie automobile. Il montre l'influence du contact entre la mousse et les tubes sur les performances globale de l'échangeur.

Miscevic montre l'importance des paramètres géométriques du poreux sur les lois d'évolution du coefficient d'échange de chaleur et du coefficient de frottement. La taille moyenne des contacts entre la mousse et la paroi d'échange n'influe pas sur les performances globales de l'échangeur alors que la surface totale de contact joue un rôle important. L'ajout de structures poreuses permet d'intensifier les échanges de manière significative à faible nombre de Reynolds, sans être pénalisé par la perte de charge.

Dans le cas d'un échangeur air-liquide de type radiateur automobile, Miscevic montre que les performances thermiques atteintes sont équivalentes en terme de puissance à un échangeur automobile déjà éprouvé, mais que la perte de charge engendrée par la mousse ne permet pas un débit d'air aussi grand qu'avec un échangeur à ailette pour une vitesse élevée du véhicule. Enfin il montre que le contact entre les tubes (pour le côté eau) et la mousse est pénalisant et que les techniques de fabrication doivent tenir compte de ce paramètre.

Dans le cas d'un échangeur liquide-liquide, l'utilisation de milieu poreux semble beaucoup plus intéressante. Le gain sur l'intensification des performances thermiques est d'autant plus important que le nombre de Reynolds de l'écoulement est petit. Les performances thermiques peuvent être multipliées par un facteur 5 par rapport à un échangeur de référence. Dans le cas d'un écoulement liquide à travers le poreux, la destruction des couches limites hydrodynamiques et thermiques sont à l'origine de cette intensification.

La deuxième partie de l'étude a consisté à étudier les performances d'un système de refroidissement diphasique utilisant un milieu poreux. La mousse présente un intérêt notable dans le domaine de l'ébullition, sa structure locale permet en effet le développement des phénomènes convectifs et favorise les sites de nucléation. Cependant les films de vapeur ne se forment pas du fait des singularités des brins et la chaleur est évacuée par conduction. (Topin, Bonnet et al. 2006) montrent que le flux de chaleur critique est très élevé sur une plaque où une mousse est brasée. L'écoulement peut cependant se faire plus facilement que dans un lit de billes frittées. L'utilisation de mousse peut donc être intéressante dans des applications de type thermosiphon.

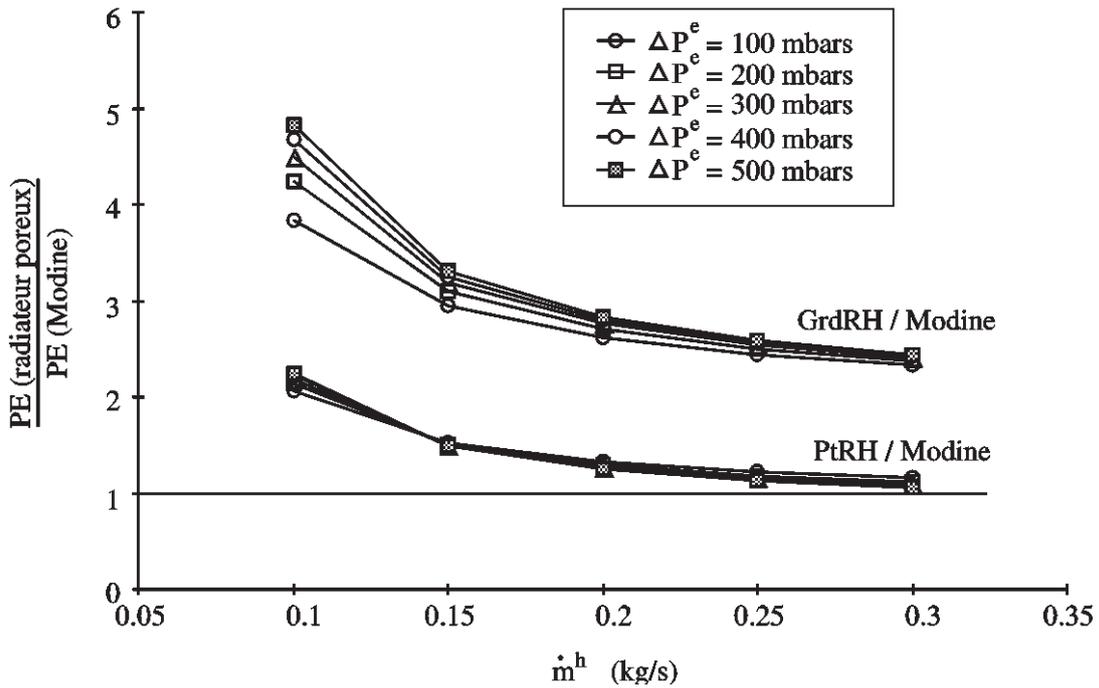


Figure 30. Gain de puissance échangée dans les radiateurs de refroidissement d'huile poreux par rapport à l'échangeur Modine (Miscevic 1997).

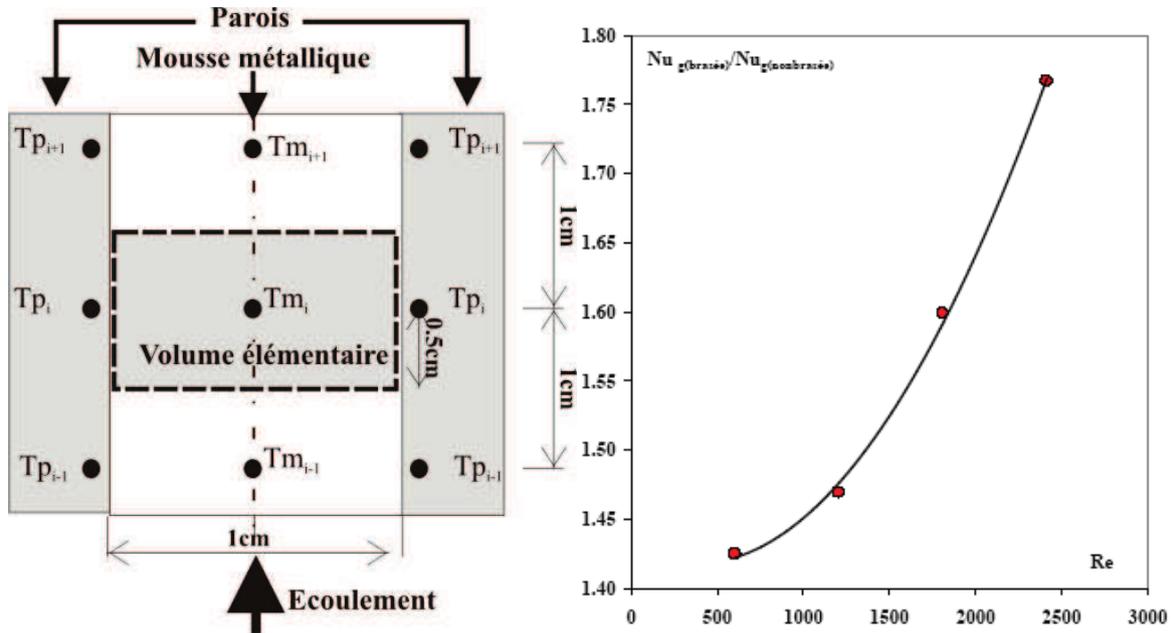


Figure 31. A gauche : dispositif de mesure du coefficient d'échange pariétal local d'un canal dans une configuration échangeur. A droite : rapport des coefficients d'échange pariétaux pour des mousses brasées et non brasées à la paroi en fonction du nombre de Reynolds (Madani, Topin et al. 2005).

(Madani, Topin et al. 2005) montrent que les performances d'une mousse métallique insérée dans un canal peuvent être multipliées par un facteur allant de 1.4 à 1.8 par un simple brasage de la mousse à la paroi (Figure 31).

Il existe de nombreux travaux traitant des performances thermohydrauliques des mousses métalliques en vue de leur utilisation dans un échangeur de chaleur. (Boomsma 2002) montre

qu'un canal contenant une mousse compressée a des meilleures performances thermiques que des échangeurs commerciaux, mais au détriment d'une perte de charge excessive. Il montre cependant le potentiel d'utilisation des mousses comme dissipateur thermique dans le domaine de l'électronique. (Gallego and Klett 2003) proposent une application de mousse de graphite comme dissipateur de chaleur pour de l'électronique de puissance. L'avantage du graphite est sa très haute conductivité intrinsèque. Une mousse de graphite peut atteindre une conductivité effective comprise entre 40 et 180 W/mK.

La plupart des mousses utilisées sont des mousses d'aluminium 10, 20 ou 40 PPI, du fait de leur bonne résistance à la corrosion, de leur qualité mécanique, de leur conductivité thermique assez élevée ainsi que de leur facilité d'approvisionnement industriel. Il existe également des travaux avec des matrices solides en alliages de nickel ou en cuivre ; mais ces dernières ont une mauvaise tenue mécanique. Il existe de nombreuses corrélations donnant la perte de charge et le coefficient d'échange d'échangeur contenant ce type de mousse (Kim, Kang et al. 2001; Hsieh, Wu et al. 2004; Tadrif, Miscovic et al. 2004; Topin, Bonnet et al. 2006; Zhao, Lu et al. 2006; Bonnet, Topin et al. 2008). T'Joen fait remarquer que la plupart des auteurs traitent le cas où le canal poreux est entièrement rempli de mousse, mais qu'il existe des cas où la mousse ne remplirait que partiellement l'échangeur, et serait placée à proximité des parois d'échange. (Leong and Jin 2006) montrent également l'intérêt des mousses dans des systèmes à écoulement oscillant. La mousse présente un coefficient d'échange volumique important et donc un potentiel important pour pouvoir accumuler et restituer de la chaleur assez rapidement malgré sa faible densité qui limite inéluctablement la quantité volumique d'énergie stockée.

(Bhattacharya, Calmidi et al. 2002) étudient une structure d'échangeur proche de celle de Miscovic et al. La mousse est prise en « sandwich » entre deux plaques. La mousse propose une tenue mécanique de l'échangeur accrue et permet d'intensifier substantiellement les échanges.

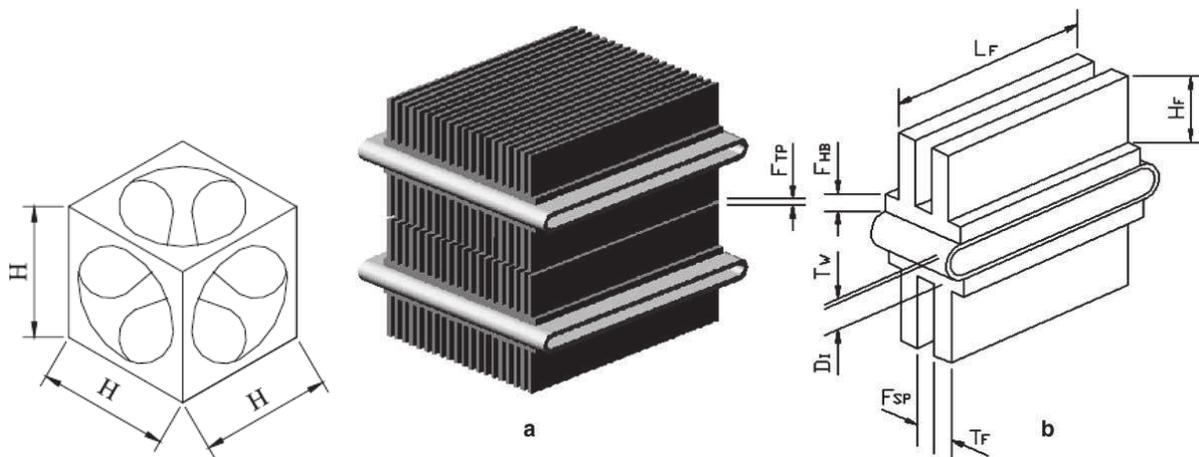


Figure 32. Modèle géométrique de l'échangeur et de la cellule de la mousse de carbone de (Yu, Straatman et al. 2006).

(Yu, Straatman et al. 2006) proposent un modèle d'ingénierie pour dimensionner un échangeur à mousse de carbone prenant en compte les effets de la porosité et du diamètre de pore sur le comportement hydrodynamique et thermique de l'appareil. Le modèle est basé sur une cellule unitaire représentative (CUR) de la mousse qui décrit la structure interne de la mousse. La CUR prend en compte la surface spécifique, la porosité, le diamètre de pore, la

perméabilité et la conductivité thermique effective. La résistance de contact entre la mousse et les plaques est également prise en compte dans le modèle à travers une conductivité et une épaisseur équivalente de la brasure. Le modèle est validé expérimentalement sur un radiateur eau-air (Figure 32 et Figure 33). Les résultats montrent que l'échange de chaleur est augmenté de 15% en gardant la même surface frontale et la même perte de charge par rapport à un radiateur conventionnel.

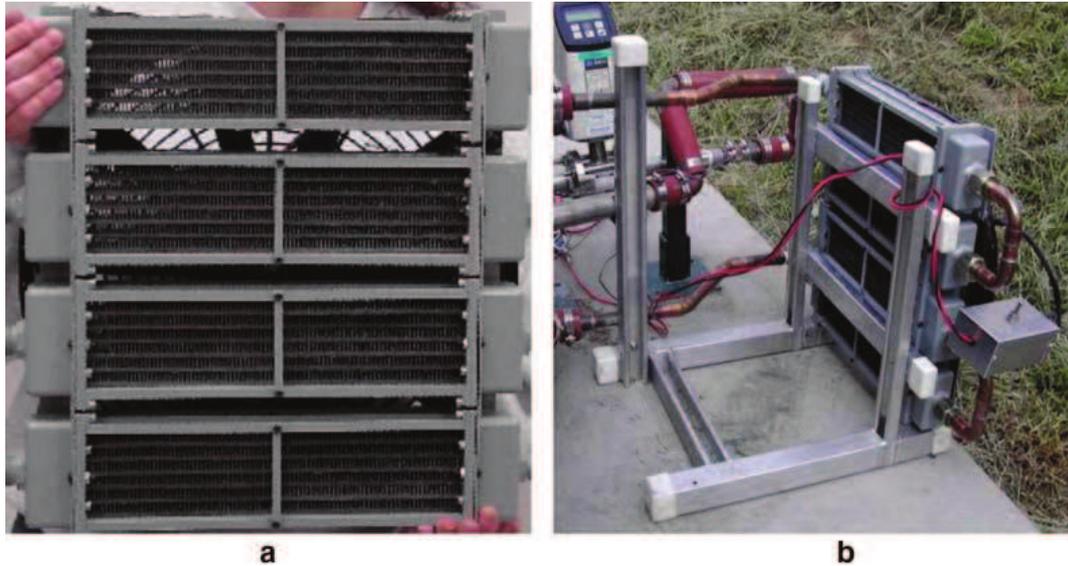


Figure 33. Prototype d'échangeur à mousse de carbone et dispositif expérimental de (Yu, Straatman et al. 2006).

(Mahjoob and Vafai 2008) proposent une synthèse de corrélation pour échangeur à mousse donnant le nombre de Nusselt et le coefficient de frottement pour trois configurations géométriques. Les trois configurations sont un tube avec soit de la mousse à l'intérieur soit à l'extérieur, ou une mousse prise en sandwich entre deux plaques.

Une étude plus récente, réalisée par Bekaert, propose un échangeur multifonctionnel afin de réduire les coûts d'un échangeur seul. Il propose d'insérer un échangeur dans la calandre d'une voiture de course (Prototype Le Mans) afin s'en servir comme radiateur à hautes performances mais aussi comme absorbeur de choc (Figure 34).

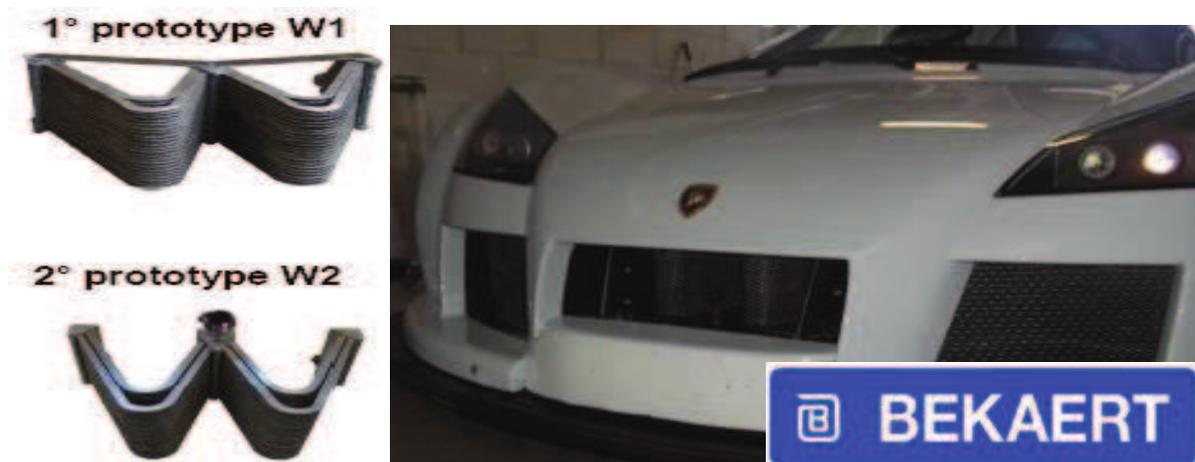
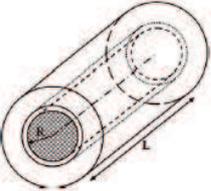
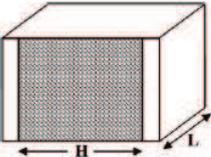


Figure 34. Echangeur Bekaert étudié par Jaeger et al.

Tableau 4. Synthèse de corrélation des coefficients d'échange et de frottement pour 3 géométries d'échangeurs (Mahjoob and Vafai 2008).

Category II: Metal foam tube heat exchangers	Lu et al. [41]	$f = \frac{4\mu}{K\rho u} FR = \frac{8P}{Da \cdot Re} \frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{K} uP \quad P = \frac{J_0(\sqrt{\frac{x}{Da}})}{2\sqrt{\frac{Da}{x}} J_1(\sqrt{\frac{x}{Da}}) - J_0(\sqrt{\frac{x}{Da}})}$
	Zhao et al. [67]	$Nu = \frac{h_i}{k_f} 2R = \frac{2Rq_w}{k_f(T_w - T_{f,bi})} = \frac{2k_w}{k_f \theta_{f,bi}} \quad Da = \frac{K}{R^2}$ <p>where, J_0 and J_1 are Bessel functions. These correlations are developed for the foam filled inner tube of the heat exchanger.</p> $\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{K} uP$ $P = \frac{(R_2/R_1)^2 - 1}{2\sqrt{\frac{Da}{x}} \left(N_1 \left(\frac{R_2}{R_1} \cdot J_1 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right) - J_1 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right) \right) + N_2 \left(\frac{R_2}{R_1} \cdot Y_1 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right) - Y_1 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right) \right) \right) - \left(\frac{R_2}{R_1} \right)^2 + 1}$ $N_1 = \frac{Y_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right) - Y_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right)}{J_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right) \cdot Y_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right) - Y_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right) \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right)}$ $N_2 = \frac{J_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right) - J_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right)}{Y_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right) \cdot J_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right) - J_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \frac{R_2}{R_1} \right) \cdot Y_0 \left(\sqrt{\frac{x}{Da}} \right)}$ $Nu_o = \frac{2h_o}{k_f} (R_2 - R_1) = \frac{2q_w (R_2 - R_1)}{k_f (T_w - T_{f,bo})} = \frac{k_w}{k_f \theta_{f,bo}} \frac{2(R_2 - R_1)}{R_1} \quad Da = \frac{K}{R_1^2}$ <p>where, J_0, J_1, Y_0 and Y_1 are Bessel functions. These correlations are developed for the foam filled outer tube of the heat exchanger.</p>
Category III: Metal foam channel heat exchangers	Kim et al. [43]	$\frac{(\Delta P/L)H}{\rho u^2} = f = \frac{1}{Re_H \cdot Da} + \frac{0.105}{Da^{1/2}} \quad Re_H = \frac{uH}{\nu} \quad Da = \frac{K}{H^2}$ <p>For $270 < Re_H < 2050$ $f' = \frac{U}{\rho c_p u} P^{2/3} = 13.73 (Re_H^{-0.489} Da^{0.451})$</p>
	Kim et al. [44]	<p>For $1000 < Re_H < 3000$ $Nu = 0.0159 Re_H^{0.428} P^{1/3} Da^{-0.397}$</p>
	Lee and Vafai [61]	$Nu = 12 \frac{1 + \kappa}{\kappa} \frac{1}{1 + \frac{3}{Bi(1 + \kappa)} \left\{ \left(1 - \frac{1}{\sqrt{Bi(1 + \kappa)}} \tanh(\sqrt{Bi(1 + \kappa)}) \right) \right\}} \quad \kappa = \frac{k_{fo}}{k_w} \quad Bi = \frac{h_{ia} a H^2}{4k_w}$
	Marafie and Vafai [57]	$Nu = \frac{h_w D_h}{k_w} = \frac{-4}{\kappa \theta_{f,b}} = \frac{-4}{\kappa \int_0^1 \left(\frac{\sum_{n=1}^{\infty} r_n(Y)}{2 \frac{r_n(Y)}{n} - \frac{r_n}{2n} Y^2 + \frac{r_n}{n^2} \sinh(\alpha_n Y) + \frac{r_n}{n^2} \cosh(\alpha_n Y) + C_3 \right) dY} \quad Y = \frac{2y}{H}$
		<p>The variables in the above equation (r_n, α_n, C_3, C_4, C_5) are specified in the reference</p>

(Jaeger, hugelier et al. 2009) présentent les performances thermiques de cet échangeur comparées à un échangeur de référence. L'avantage de ce prototype réside dans son architecture. Sa forme en « W » permet à la fois d'augmenter substantiellement la surface d'échange, d'avoir une forme idéale pour l'absorption de chocs et d'évacuer sur ses côtés l'air qui ne peut pas passer au travers.

(T'Joen, De Jaeger et al. 2010) ont réalisé une étude paramétrique des performances d'un échangeur à mousse. Ils comparent les résultats à un échangeur à ailettes classique. L'échangeur consiste en une seule rangée de tubes couverte par une épaisseur de mousse variant entre 4 et 8 mm (Figure 36). Les auteurs testent différents paramètres tels que la hauteur de mousse, le nombre de Reynolds de l'écoulement, l'espacement des tubes.... Ils montrent qu'un bon brasage de la mousse sur le tube, avec une faible hauteur de mousse ayant une grande surface spécifique et un faible espacement des tubes, devient plus intéressant qu'un tube ailette pour des vitesses d'air supérieur à 4 m/s. Tout comme Miscevic et al., T'Joen et al., mettent en évidence l'importance du contact entre la mousse et le tube (Figure 37).

(Odabae and Hooman) proposent également de remplacer les faisceaux tubes-aillettes par des faisceaux tubes-mousses (Figure 39). Ils montrent par une étude numérique qu'un échangeur à mousse avec 3 rangées de tubes a des meilleures performances qu'un faisceau tubes-aillettes (Figure 38). Ils testent des positions et des épaisseurs de mousses différentes. Cependant, il n'y a aucunes données sur le contact entre la mousse et la paroi.

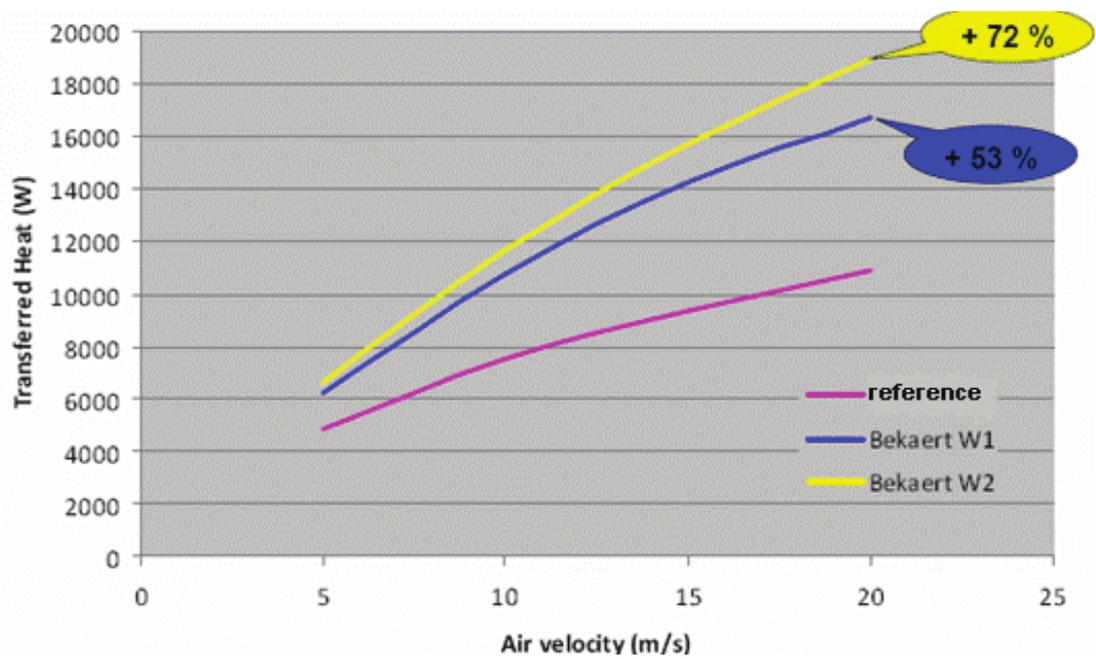


Figure 35. Performances des échangeurs W à mousse de Bekaert comparées à un radiateur automobile de référence en fonction de la vitesse incidente de l'air en amont du radiateur. Une augmentation substantielle de l'échange est à noter.

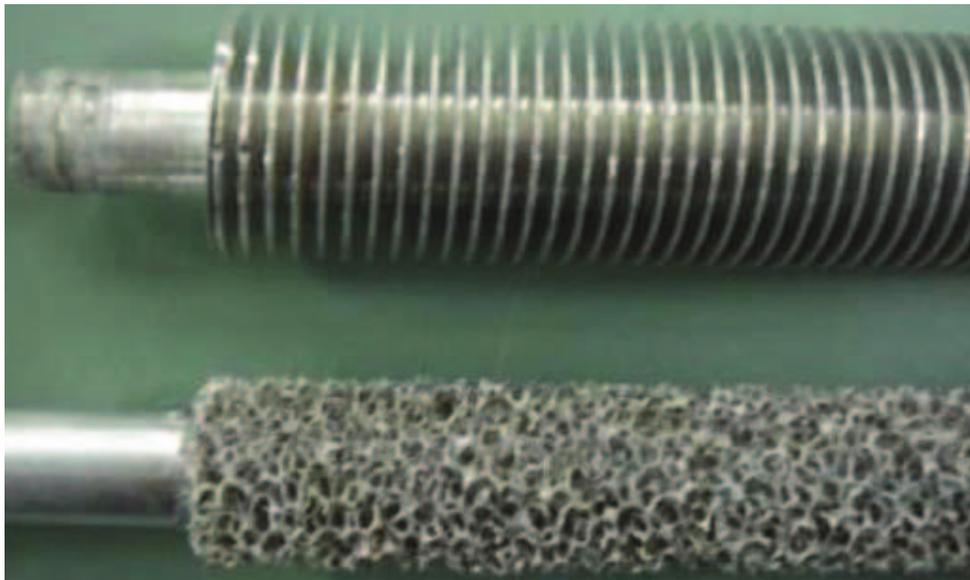


Figure 36. Echangeurs à mousse et à ailettes testés par (T'Joel, De Jaeger et al. 2010)

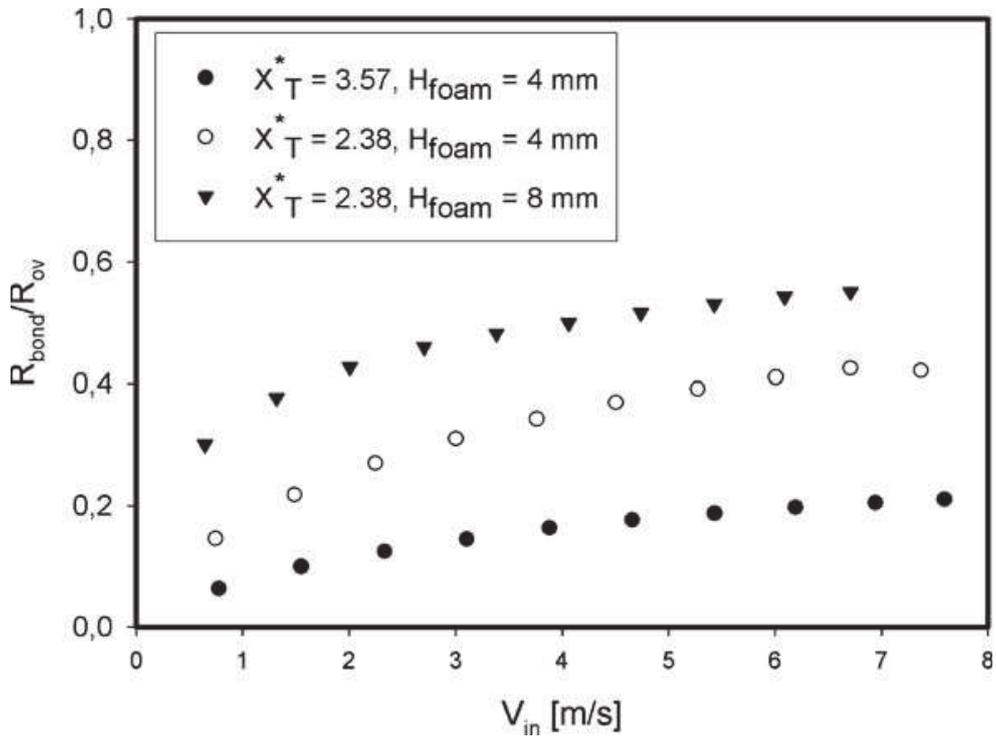


Figure 37. Contribution relative de la résistance de contact par rapport au coefficient d'échange global de l'échangeur pour deux mousses et deux hauteurs de mousse.

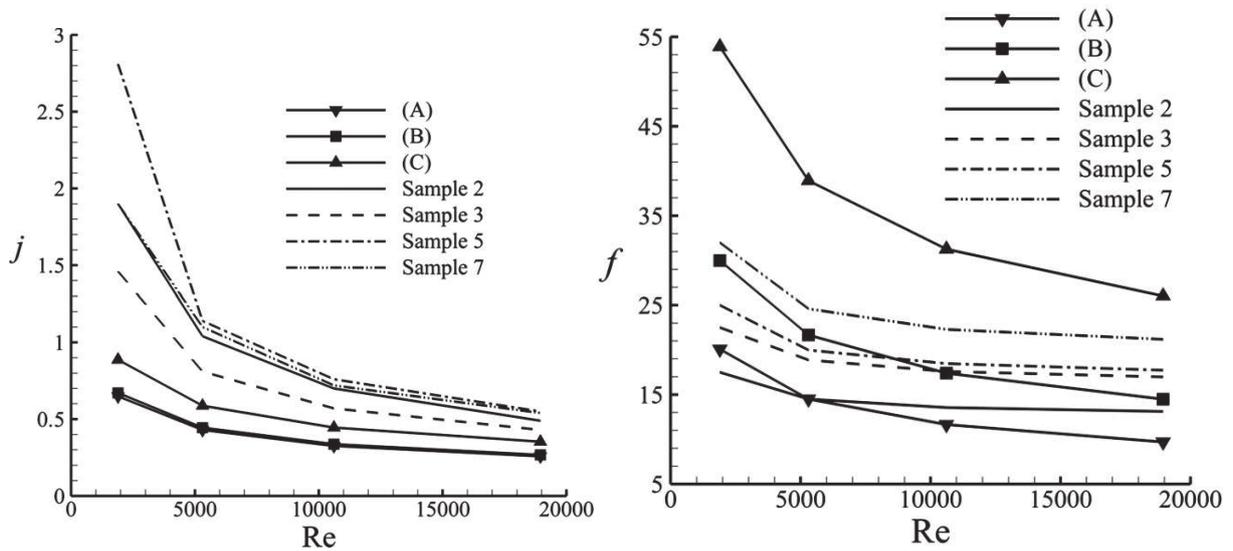


Figure 38. A gauche : Coefficient de Colburn (Echange de chaleur) en fonction du Reynolds pour des faisceaux tubes-mousses (samples 2 à 7) et des faisceaux tubes-ailettes (A, B, C). A droite : Coefficient de frottement pour les mêmes échantillons.

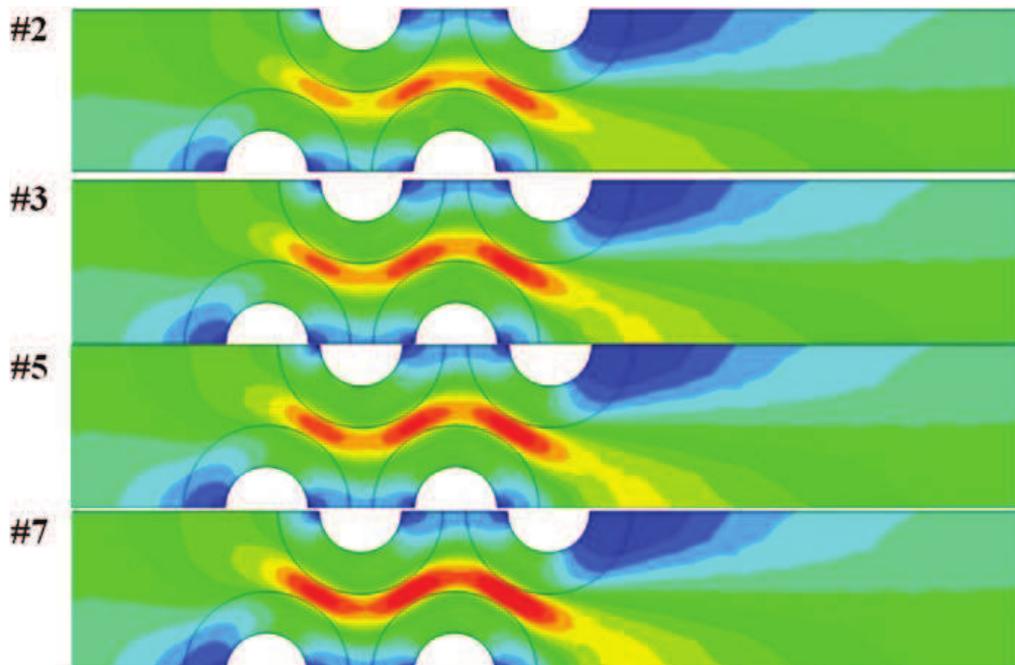


Figure 39. Champ de vitesses dans un échangeur tubes-mousses (Odabae and Hooman). Chaque cas est relatif à l'épaisseur de mousse et à un positionnement des tubes.

2.3 Où en est l'industrialisation ?

L'industrialisation des échangeurs à mousses est restée jusqu'à aujourd'hui très limitée. Seuls des marchés de niche sont équipés de tels appareils (Prototype Le Mans, F1, Nasa...) du fait du coût élevé des mousses de réplifications.

Il existe également une certaine frilosité de la part des industriels et des clients vis à vis d'une technologie qui n'est pas éprouvée. Il n'existe, en effet, aucune donnée sur la tenue à l'encrassement, à la corrosion ou à l'érosion des mousses, et donc au maintien des performances dans le temps. D'un point de vue manufacturier, le passage à la technologie mousse n'est pas sans risque, car cela nécessite de nouveaux outillages et procédés de fabrication aux coûts non négligeables. Le coût de commercialisation des échangeurs à ailettes en grande série n'est pas encore connu, il n'existe en effet que des prototypes.

Notons également que la nécessité de faire un saut technologique pour améliorer les performances des échangeurs est récente. Les batteries à ailettes existent depuis plus d'un siècle et ont été optimisées, au point d'atteindre de très hautes performances, une grande compacité, une bonne fiabilité et des coûts de fabrication plutôt modestes suivant les lieux de production.

2.4 Conclusion

En conclusion de cette brève revue de littérature, l'utilisation des mousses métalliques dans les échangeurs de chaleur présente un potentiel important d'intensification des échanges, surtout pour les écoulements à bas Reynolds. La perte de charge pour l'écoulement de gaz à haut Reynolds restant toujours pénalisante. Cependant, certains auteurs montrent le potentiel d'échangeur à mousse multifonctionnel en écoulement de gaz.

Les verrous scientifiques et technologiques bloquant l'utilisation de tels matériaux dans les échangeurs de chaleur pour une commercialisation en série restent nombreux.

D'un point de vue scientifique, il n'y a pas d'étude paramétrique sur la géométrie des mousses utilisées dans les échangeurs. Les auteurs de la littérature proposent des tests sur très peu de variétés de mousses. Aucun auteur ne propose d'étude systématique de l'influence de la topologie et de la nature des mousses sur les performances des échangeurs.

D'un point de vue technologique, le verrou principal est la liaison entre la mousse et la paroi d'échanges (tubes, plaques ...). Nous trouvons de nombreux travaux dans la littérature montrant la dégradation des échanges si le contact mousse-paroi n'est pas bon. En revanche, peu de données sont disponibles sur les moyens d'améliorer ce contact. La réalisation de brasures (liaisons..) mousses-parois de bonne qualité est possible et réalisée par certains manufacturiers, mais les techniques mises en œuvre restent peu documentées.

Par ailleurs, dans le cadre précis de nos utilisations, nous savons que les contacts tubes-ailettes des échangeurs Mota sont d'excellente qualité (ce n'est pas le cas pour tous les manufacturiers).

Enfin, il n'existe pas d'industrialisation et de commercialisation en grande série d'échangeurs à mousses jusqu'à nos jours.

3 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental (Figure 40) est composé de deux boucles fluides amovibles qui permettent de permuter les fluides chaud et froid sur les deux côtés de l'échangeur testé. Le montage peut être effectué soit, en en co- ou contre-courant, soit en courant croisé. Les fluides utilisés sont de l'eau ou de l'air comprimé.

Un bain thermostaté de 10 litres et une résistance chauffante (3kW) permettent de réguler la température de l'eau chaude (jusqu'à 75°C). L'eau froide est maintenue à température ambiante par inertie thermique d'un réservoir de 500 litres. L'air comprimé est obtenu à température ambiante à partir du réseau du laboratoire. Pour la mise en circulation de l'eau, nous disposons de deux pompes à engrenages régulées en fréquences par un variateur. Les débits d'eau varient entre 0 et 15 l/min et celui de l'air peut atteindre 500 l/min.

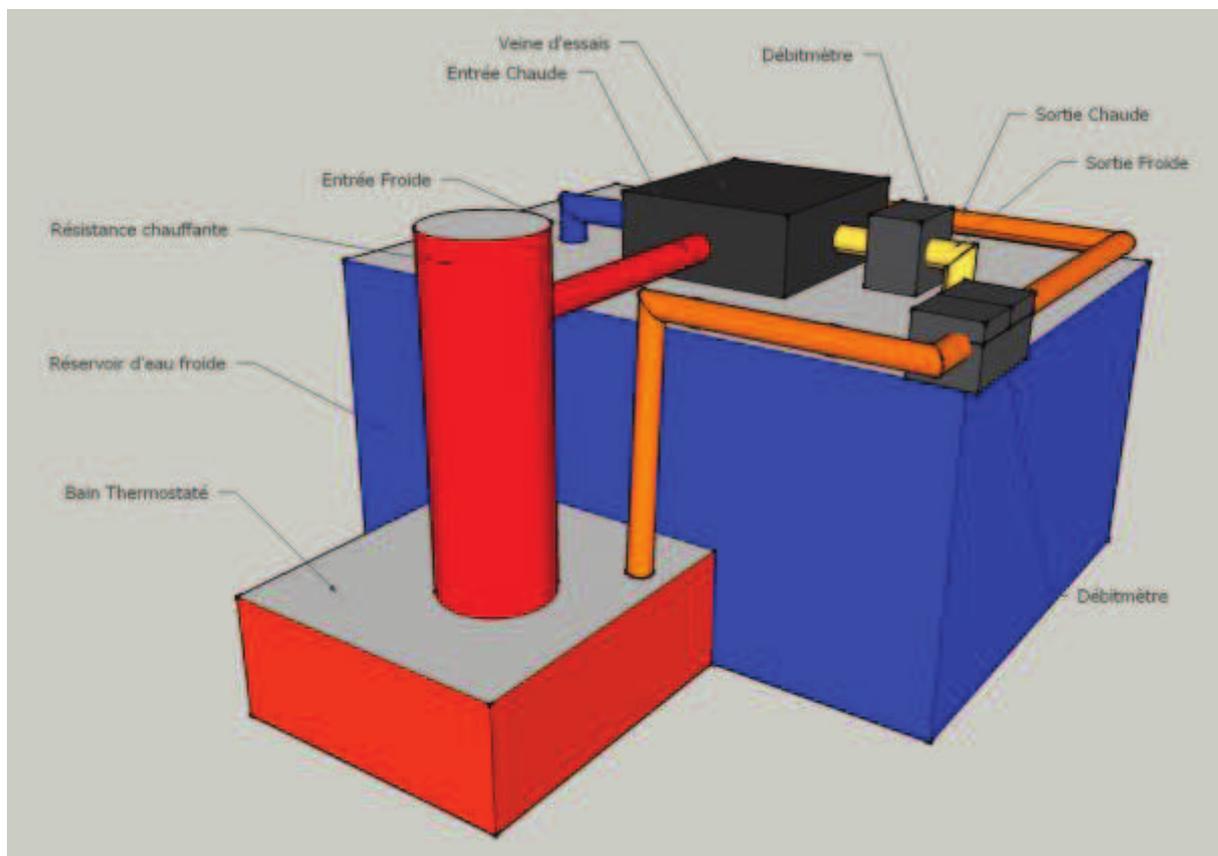


Figure 40. Schéma de principe des deux boucles fluides Pour plus de clarté, les pompes ne sont pas représentées. Des thermocouples de type K sont positionnés sur chaque entrée et sortie des fluides, ainsi que localement dans la veine d'essai. Les mesures de pression sont également effectuées en entrées/sorties et localement dans la veine d'essais. Le code couleur représente la température des boucles fluides et des réservoirs, rouge pour le chaud et le bleu pour le froid. Le réservoir d'eau froide est assez grand pour avoir une inertie thermique importante. Le bain thermostaté est moyennement chaud, la température du fluide est remontée à l'aide d'une résistance chauffante. Deux débitmètres sont placés sur chaque boucle. Les données sont ensuite acquises sur ordinateur.

Des capteurs de pression sont placés le long de l'écoulement pour déterminer le profil de pression. Un gradient de pression moyen est déterminé en fonction des débits mesurés à l'aide de débitmètres McMillantm. Des thermocouples type K sont également placés localement dans

la veine d'essais ainsi qu'en entrées et sorties pour déterminer les températures de mélange des fluides. Le banc est modulable et peut s'adapter à plusieurs veines d'essais pour tester différents échangeurs jusqu'à une puissance échangée de 3kW (limitée par le bain et la résistance chauffante).

Les données issues des mesures sont acquises sur ordinateur à l'aide d'une centrale d'acquisition. Pour chaque point de mesures, nous attendons l'état stationnaire puis nous effectuons une moyenne des données sur au moins une minute.

4 Faisabilité d'un échangeur monobloc

Dans cette section nous détaillons les travaux effectués sur un échangeur à mousse issu d'un seul bloc de fonderie avec deux fluides caloporteurs. Nous présentons l'échantillon et la géométrie de l'échangeur. Nous réalisons une analyse de la qualité du contact entre les parois des canaux et les mousses à partir de tomographies au rayon X. Pour tester les performances de cet échantillon, nous avons conçu et réalisé un banc de mesures des performances thermohydrauliques, utilisé les moyens numériques du laboratoire pour effectuer une reconstruction 3D de l'échangeur et effectué une série de mesures.

4.1 L'échangeur Monobloc

L'échangeur monobloc présenté Figure 41 est réalisé par le CTIF (Dairon and Gaillard 2009). Il est monolithique et réalisé à partir d'une seule coulée d'aluminium. Il comporte deux canaux rectangulaires concentriques remplis de mousse.

La structure de la mousse est une cellule de Kelvin de 14.2 mm d'arrête et d'une porosité de 87%. La surface spécifique est de $240 \text{ m}^2/\text{m}^3$. Les caractéristiques de cette mousse ne sont pas optimisées pour les échanges de chaleur, les pores sont de trop grande taille et la surface d'échange est relativement petite par rapport aux mousses usuellement employées. Cependant, sa faible porosité (87% contre plus de 90% habituellement) doit permettre une meilleure conduction de la chaleur à travers la matrice solide.

Les deux canaux sont séparés par une paroi d'aluminium de 4 mm d'épaisseur. Le canal intérieur est une section rectangulaire de 36 mm de côté. Le canal extérieur, concentrique, a une section rectangulaire de 70 mm de côté. Ces dimensions ont été choisies afin de répondre à deux problématiques, la première étant une taille de l'échantillon assez grande pour être représentatif de la mousse et des échanges, la deuxième étant d'avoir une section assez petite pour pouvoir obtenir des vitesses d'écoulement assez grandes compte tenu des limitations de débit de l'installation.

Sur la Figure 42, nous pouvons observer une vue en coupe de la section d'échangeur. Les deux canaux séparés par la paroi en aluminium sont facilement observables. Les images sont obtenues à partir de tomographies aux rayons X réalisées au laboratoire MATEIS de l'INSA Lyon. (MATEIS ; Maire, Fazekas et al. 2003) La résolution de l'image est de $30 \mu\text{m}$ et permet d'observer les défauts locaux de la mousse et de la paroi. A part quelques défauts de l'ordre du micromètre non débouchant, il ne semble pas y avoir de porosité entre les deux canaux qui pourrait laisser passer les fluides. En plus de cette étanchéité apparente, l'image nous montre la continuité du solide entre les mousses et la paroi. Cette technique de fonderie semble avoir l'avantage majeur de supprimer la résistance thermique de contact entre la mousse et la paroi d'échange. Il reste maintenant à évaluer les performances de cet échangeur avec les cellules

de Kelvin comme mousse. Pour cela nous avons conçu la veine d'essais détaillée dans la section suivante.

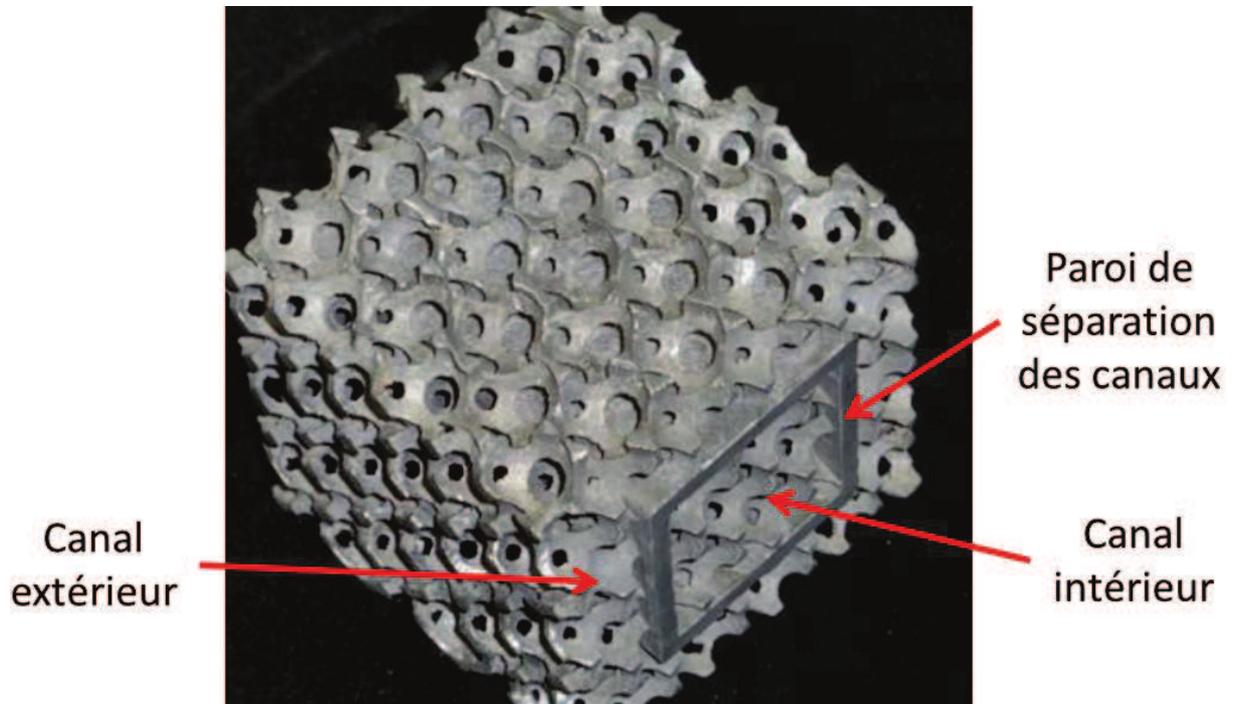


Figure 41. Photographie d'un double canal à mousse issu d'un même bloc de fonderie. La mousse utilisée est la cellule de Kelvin du CTIF ayant une porosité de 87% et une taille de cellule de 14.2mm. Les deux canaux sont séparés par une paroi d'aluminium de 4mm d'épaisseur.

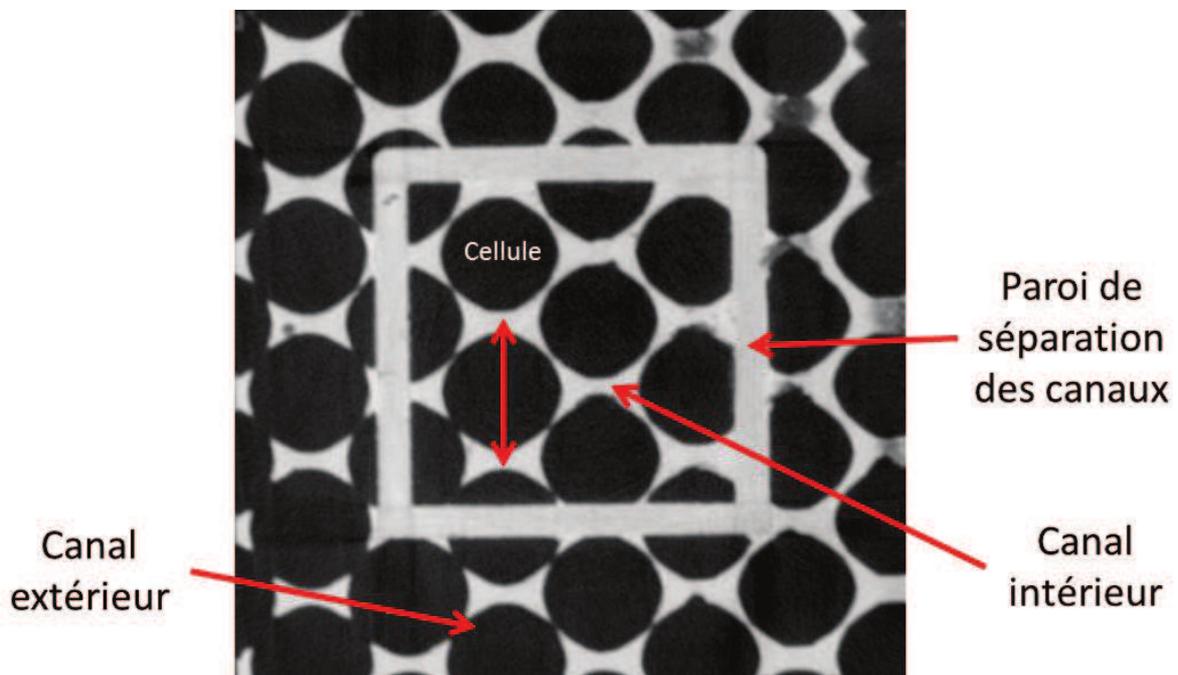


Figure 42. Vue en coupe de l'échantillon précédent obtenue par tomographie au rayon X. On peut observer les deux canaux remplis de mousse et séparés par une paroi de 4mm d'épaisseur. Les contacts entre la mousse et la paroi sont parfaits.

4.2 Simulation numérique

L'expérience permet de caractériser thermiquement cet échangeur à mousse d'un point de vue macroscopique. Cet échangeur n'étant pas optimisé, nous avons besoin des champs locaux de température pour déterminer les zones efficaces. Expérimentalement, il est très difficile d'obtenir ces informations locales. Nous réalisons donc des simulations numériques à l'échelle du pore, des échanges sur la géométrie réelle de l'échangeur en conditions de fonctionnement.

A partir de tomographies obtenues pour la vérification des contacts brins/parois, nous reconstruisons l'échangeur en 3D. Le logiciel iMorph (Brun, Vicente et al. 2008) nous permet d'obtenir le maillage surfacique de la matrice solide. Nous réalisons, à partir du maillage surfacique, un maillage volumique constitué de mailles polyédriques en utilisant le mailleur de StarCCM+. Le maillage total comprend environ 5 millions de cellules d'une taille moyenne de 0.5 mm et pouvant aller jusqu'à 0.1 mm localement. Les équations de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie sont ensuite résolues sur tout le volume (fluide et fluide/solide respectivement) et permettent d'obtenir les champs de température, de vitesse, de pression et leurs gradients en tout point de la géométrie.

Le fluide froid (air) est injecté à 20°C (face avant de la figure). L'eau a une température d'entrée de 75°C. La circulation s'effectue à contre-courant.

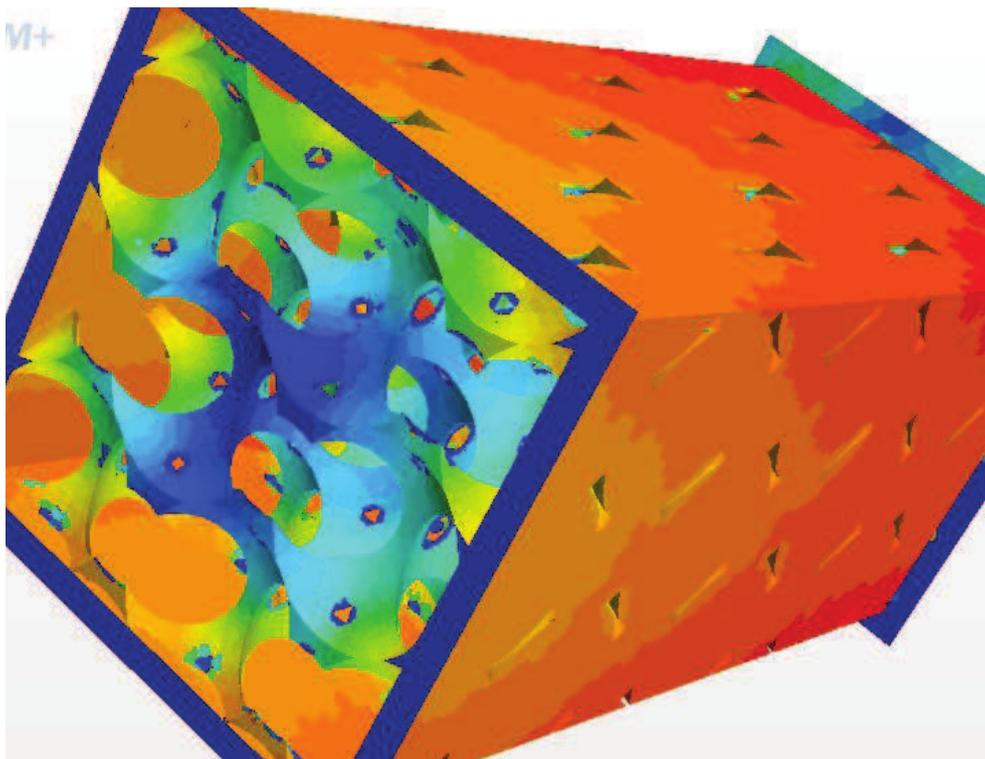


Figure 43. Surface d'échange entre le fluide et la mousse dans le canal intérieur colorée par la température. On peut observer une décroissance de la température de la paroi chaude vers le cœur de l'écoulement froid. Dans le cas représenté ici, l'écoulement est à contre-courant. On peut observer le refroidissement du fluide chaud le long de l'écoulement. On constate que l'échange se fait moins bien dans les angles. La géométrie n'est pas optimisée.

La Figure 43 nous montre le champ de température obtenu sur la surface d'échange (mousse + paroi) du canal intérieur. On observe une décroissance de la température de surface de la

mousse de la paroi du canal vers le centre, due au couplage conduction-convection. Le profil de température sur la paroi décroît depuis l'entrée du fluide chaud vers la sortie. Nous observons un profil de température fortement influencé par les angles droits que forme la paroi. Malgré la présence de brins de mousse dans les angles, l'épaisseur de la paroi et l'étalement des flux en son sein, perturbe le profil de température.

La Figure 44 montre une vue en coupe dans le sens longitudinal de l'échangeur, colorée par la température dans un cas d'écoulement à co-courant. On observe clairement le développement de couches limites aux parois des canaux. Ce développement est fortement lié à la position des brins de la mousse. Dans le cas où les brins sont proches de la paroi, il se forme des zones « d'ombre » où l'écoulement est quasiment nul. Le fluide se réchauffe ou se refroidit donc fortement mais ne contribue pas à l'échange global. On observe également une température quasiment uniforme de la phase solide. Ce phénomène est intéressant car il permet de transmettre la chaleur au cœur de l'écoulement mais nous montre aussi que dans le cas présent la convection est faible par rapport à la conduction.

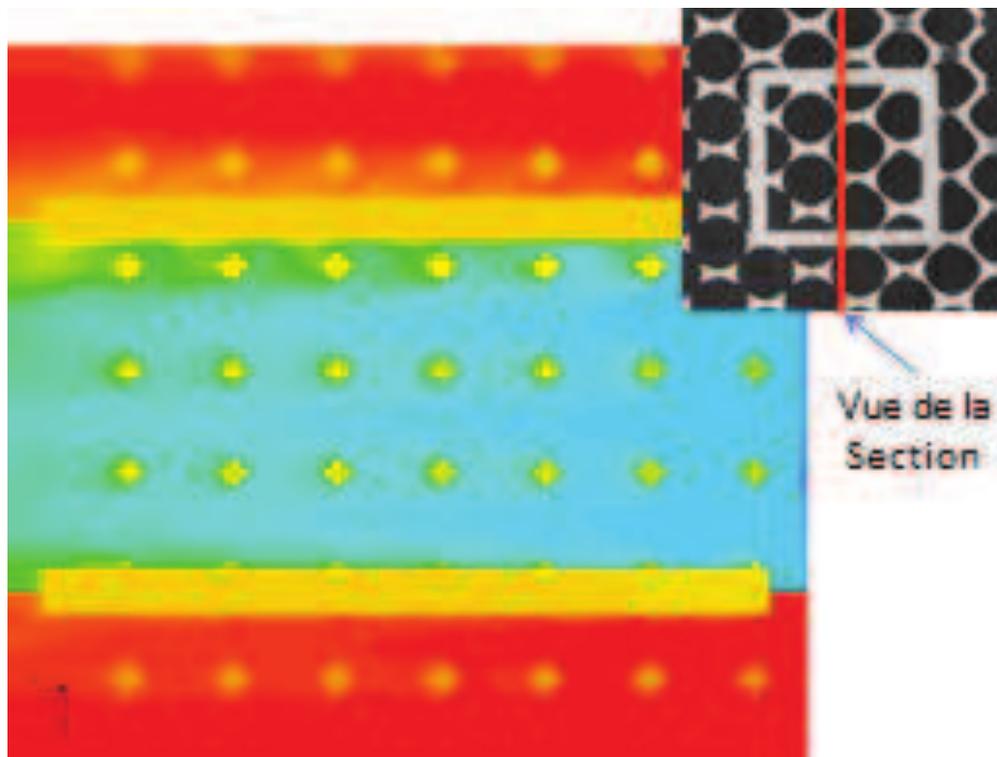


Figure 44. Champ de température dans les trois phases de l'échangeur monobloc (Fluide chaud, froid et matrice solide). Le cas représenté ici est un échangeur co-courant.

L'analyse des champs obtenus montre que l'architecture de l'échangeur et la mousse utilisée, ne sont pas optimisées pour des applications dans les conditions de fonctionnement définies par Mota. Nous avons montré cependant que le contact parfait entre la paroi et la mousse permettait une conduction de la chaleur importante d'un côté à l'autre de l'échangeur malgré la forte épaisseur de la paroi. La limitation des échanges semble essentiellement due à la mousse utilisée et à l'architecture de l'échangeur.

4.3 Veine d'essais

La veine d'essais (Figure 45) est constituée de deux canaux concentriques séparés par une paroi en téflon de 4 mm d'épaisseur afin de limiter les échanges entre les deux fluides hors du bloc mousse-mousse.

Dans le cas étudié ici, nous nous attendons à avoir des puissances échangées très faibles. Nous utiliserons donc l'air comme fluide de mesures afin d'obtenir des écarts de température significatifs et de réduire les incertitudes de mesures. Le débit d'eau chaude imposé sur le canal extérieur est assez élevé pour ne pas être limitant sur ce côté. La température d'entrée de l'eau est de 75 °C. Le débit d'air obtenu dans le canal central par un compresseur varie en 0 et 500 l/min. Sa température d'entrée est d'environ 20 °C (selon les conditions climatiques).

A partir des débits et températures nous mesurons la puissance échangée entre les fluides par bilans enthalpiques. Nous vérifions que les pertes vers l'extérieur sont négligeables en égalant les puissances. Le profil de pression a permis d'obtenir la perte de charge de l'échangeur et le gradient de pression moyen au travers de la mousse. Les valeurs obtenues de coefficient de perte de charge sont en bon accord avec les données déjà obtenues sur ce même type de mousse.

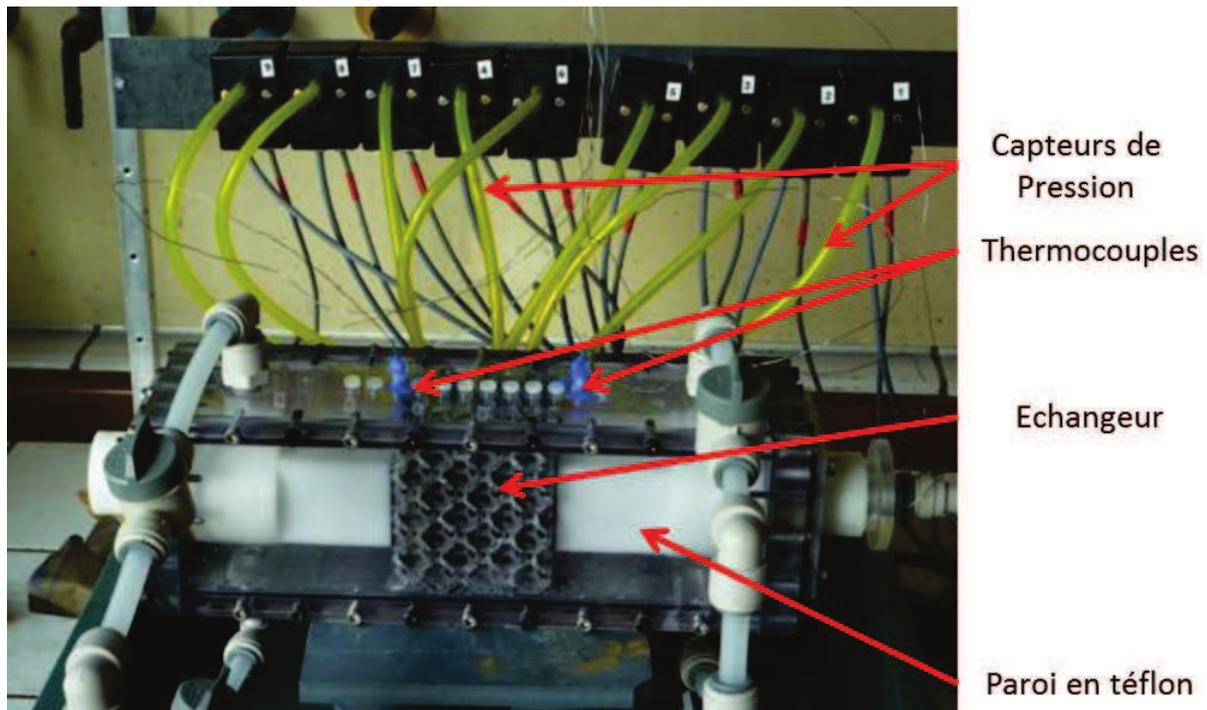


Figure 45. Vue d'ensemble du dispositif expérimental. On peut observer le canal en téflon (blanc) qui permet de séparer les deux canaux de mousse. Un des deux fluides circule à l'intérieur. Les tuyaux permettent l'arrivée du deuxième fluide dans le canal extérieur. Des thermocouples et capteurs de pression, placés régulièrement dans le canal extérieur, permettent la mesure des profils de température et de pression.

4.4 Résultats et analyses

Nous obtenons, de l'expérience et de la simulation numérique, des profils de pression, des puissances échangées entre les fluides ainsi que des températures moyennes. Pour étudier les performances de cet échangeur nous définissons la perte de charge comme la différence de pression entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, et un coefficient d'échange global. Le coefficient d'échange prend en compte les températures moyennes logarithmiques des fluides et la surface moyenne d'échange entre les canaux.

$$H = \frac{P_{\text{échangée}}}{S_{\text{canal}} \text{DTLM}} \quad (1)$$

Où H (W/m²K) est le coefficient d'échange de chaleur global de l'échangeur, $P_{\text{échangée}}$ (W) est la puissance échangée entre les fluides, S_{canal} (m²) est la surface moyenne d'échange entre les canaux (surface fictive prise au centre de la paroi) et DTLM est la différence de température logarithmique (K).

Dans cette section, nous comparons d'abord les résultats de l'expérience à la simulation numérique afin de valider l'outil numérique.

4.4.1 *Echange de chaleur*

La Figure 46 montre l'évolution du coefficient d'échange global en fonction du flux massique d'air circulant dans le canal central. Les résultats numériques concordent bien avec les données expérimentales. Il y a cependant une déviation des résultats. La simulation numérique a tendance à surestimer le coefficient d'échange à basse vitesse et à le sous-estimer à haute vitesse.

Pour évaluer les performances thermiques de l'échangeur, nous traçons l'efficacité de ce prototype en fonction du flux surfacique, ramené cette fois-ci, à la section totale de l'échangeur (Figure 47). Tout d'abord, nous pouvons constater que les flux massiques obtenus durant l'expérience sont 10 fois plus bas que ceux dans un échangeur Mota (~30 kg/m²s) et que l'efficacité est déjà inférieure à 50% contre plus de 90% dans l'échangeur de référence.

Par extrapolation des résultats sur les débits, nous pouvons déterminer que l'efficacité de cet échangeur avec un débit d'échangeur Mota serait de l'ordre de 20% seulement, bien en dessous des 90% escomptés.

4.4.2 *Perte de charge*

Les pertes de charges obtenues sont en accord avec les valeurs de perméabilité et de coefficient inertiel déterminés indépendamment par (Kumar, Topin et al. 2011). Elles restent très basses, quelques Pascal pour les débits utilisés. Soit , quelques dizaines de Pascal par mètre pour un écoulement d'air.

Nous constatons que les valeurs obtenues sont très basses (100 Pa au maximum). Par extrapolation sur les débits, nous pouvons déterminer que la perte de charge qui serait engendrée dans des conditions de débit d'air similaire à l'ERM, serait de quelques milliers de Pascal. Nous avons donc une certaine latitude sur l'optimisation de cet échangeur. Nous pouvons soit augmenter le débit jusqu'à atteindre la perte de charge maximale souhaitée, soit jouer sur la forme du canal où sur la topologie des mousses.

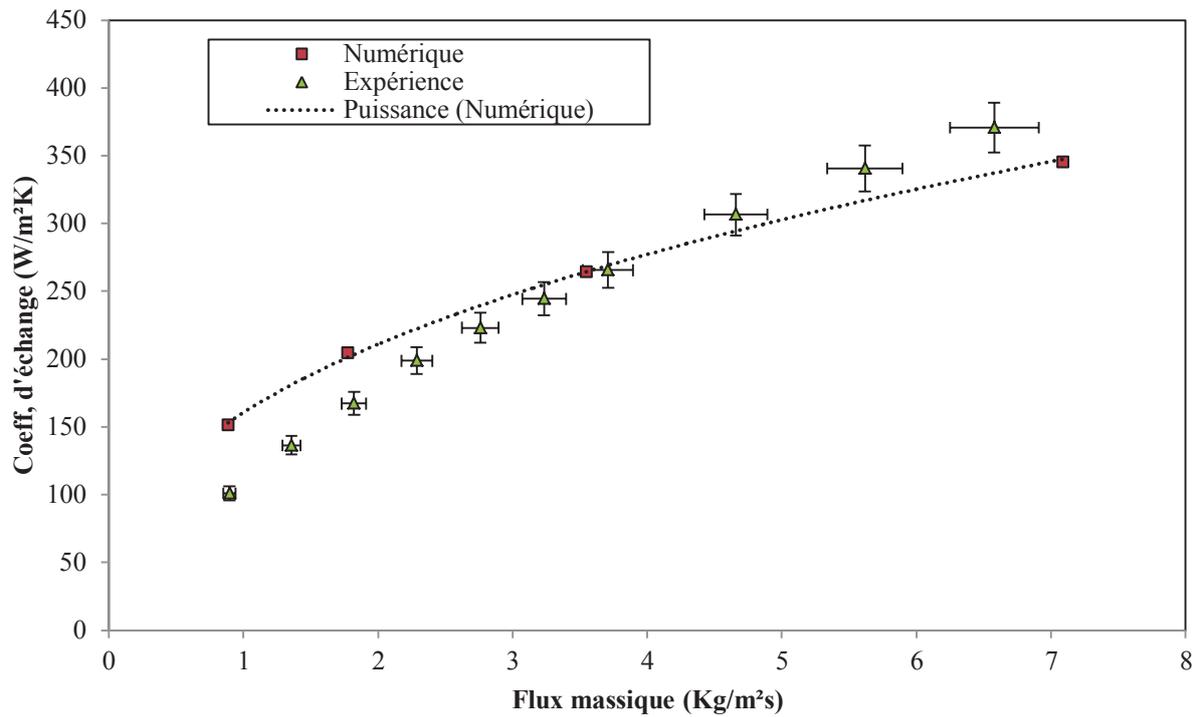


Figure 46. Evolution du coefficient d'échange global ramené à la surface moyenne d'échange entre les canaux.

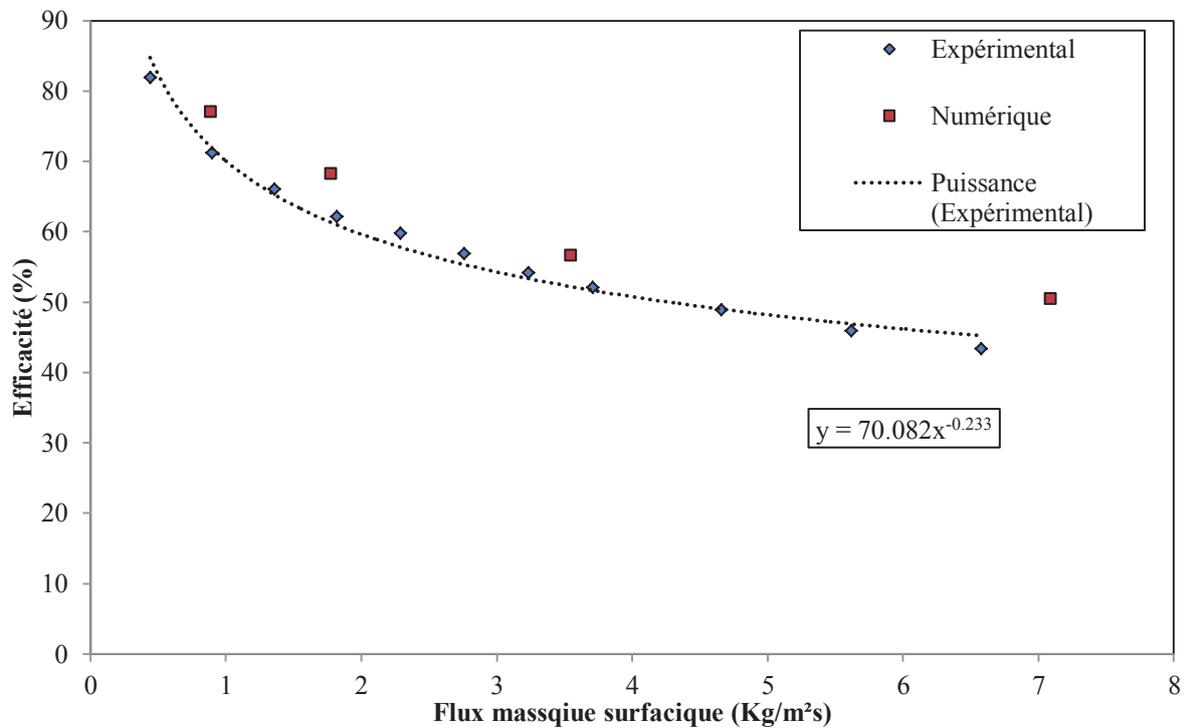


Figure 47. Efficacité de l'échangeur d'air en fonction du flux massique d'air circulant dans l'échangeur.

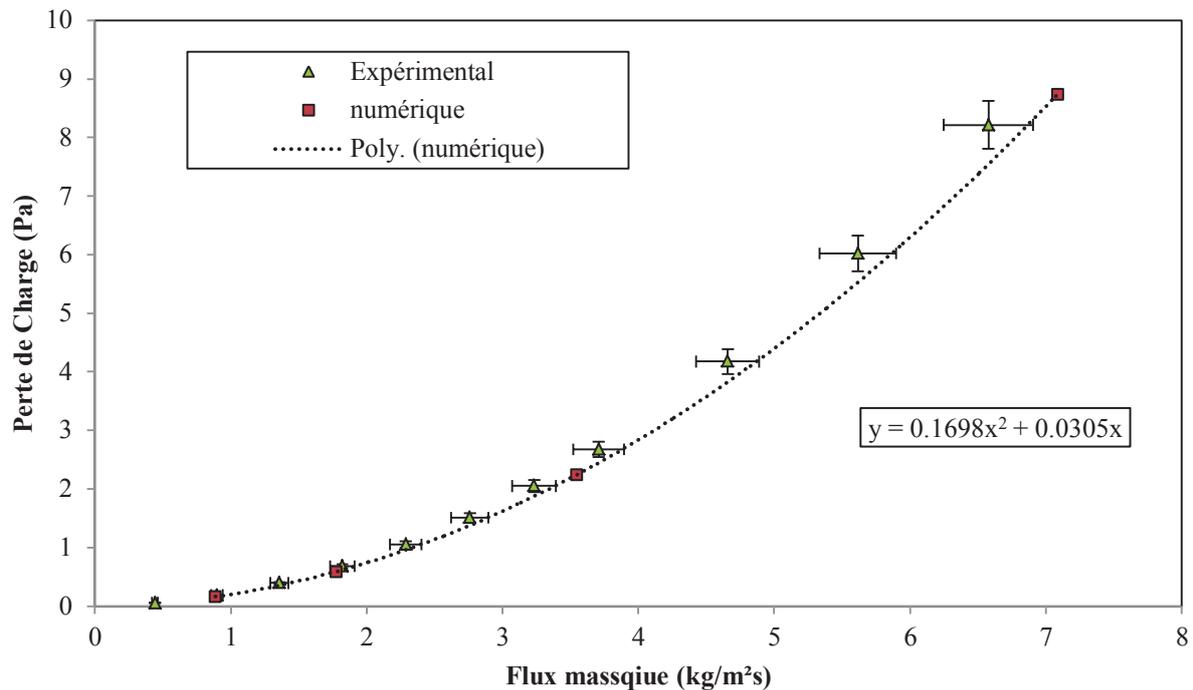


Figure 48. Différence de pression entre l'entrée et la sortie du canal extérieur. On observe un très bon accord entre la simulation numérique et l'expérience.

4.5 Conclusions partielles sur l'échangeur monobloc

Nous testons un échangeur mousse-mousse issu d'un seul bloc de fonderie. Nous avons montré, par analyse d'images issues de tomographie X, que les contacts entre la mousse et la paroi étaient parfaits du fait de la continuité de la matière. Nous nous sommes donc affranchi du principal verrou technologique décrit dans la littérature.

Les résultats obtenus, pour des débits plutôt modestes, sont médiocres comparés à un échangeur compact à hautes performances. En effet, les performances thermiques sont très basses à côté d'un échangeur eau-air à ailettes Mota. Cependant, les pertes de charges engendrées sont très faibles (~2 fois moins que pour un échangeur Mota).

Nous avons également réalisé des simulations numériques à l'échelle du pore sur la géométrie réelle de l'échangeur reconstruite en 3D par iMorph à partir des tomographies. Nous obtenons des résultats numériques en bon accord avec l'expérience, ce qui nous permet de valider notre modèle numérique et analyser en détail les résultats à partir d'informations locales.

La simulation numérique nous permet d'analyser ces résultats à l'échelle du pore. Plusieurs constats apparaissent. Tout d'abord, la mousse utilisée, comme nous l'avons déjà mentionné, n'est pas du tout adaptée. L'échange convectif est trop faible. Ensuite la géométrie de l'échangeur (2 canaux rectangulaires concentriques) n'optimise pas le couplage conduction/convection dans les conditions de fonctionnement Mota visées.

En conclusion, nous avons à ce stade, une technologie de mousse qui permet d'avoir une résistance thermique nulle entre la mousse et la paroi, et nous avons un outil d'analyse des échanges locaux qui doit nous permettre d'optimiser la géométrie et de s'orienter vers une mousse optimisée ayant une surface spécifique plus importante.

5 Performances d'une architecture optimisée

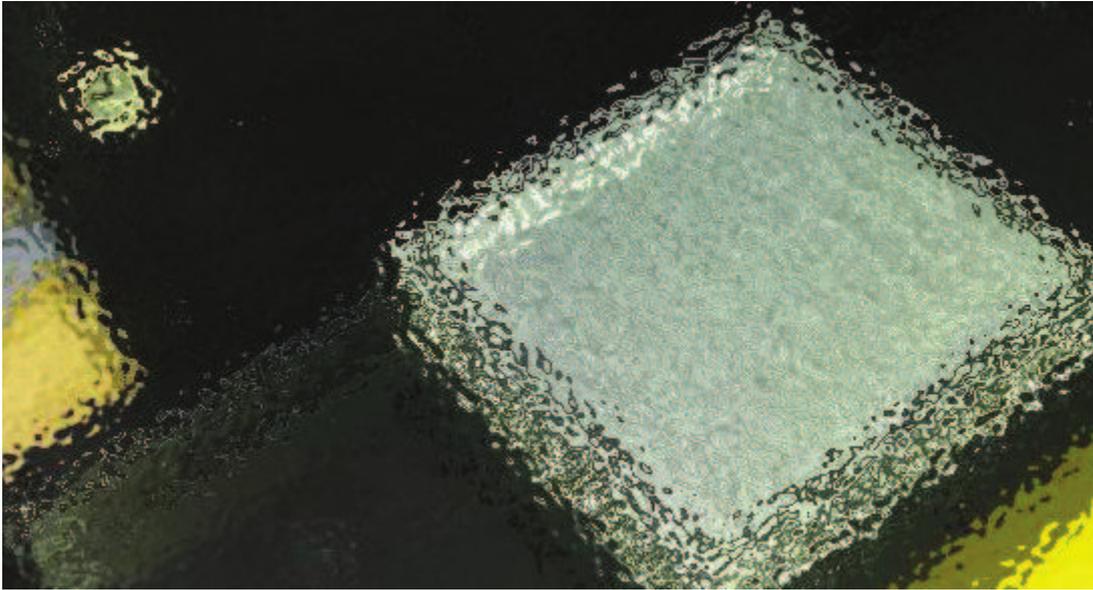


Figure 49. Prototype d'échangeur à mousse optimisé. La photographie est floutée pour des raisons de confidentialité.

L'analyse des résultats expérimentaux et numériques du premier échangeur à mousse monobloc nous a permis de dimensionner un échangeur à mousse utilisant la même technologie de fonderie mais avec une mousse plus propice à l'intensification des échanges. L'architecture de l'échangeur a été conçue afin d'optimiser les transferts conjugués dans les conditions d'utilisation Mota.

Pour des raisons de confidentialité, nous ne dévoilerons pas la mousse utilisée et les dimensions de l'échangeur. L'appareil est un échangeur tubes-mousses.

La Figure 49 présente la nouvelle veine d'essais conçue pour l'échangeur monobloc optimisé. Cette veine prend en compte les contraintes de débit et de pression, d'étanchéité entre fluides, et permet d'instrumenter finement le prototype en pression et température.

Le prototype est représentatif d'un échangeur Mota et les dimensions de la maquette sont choisies pour obtenir un encombrement de l'ordre de $1/6^{\text{ième}}$ de celui de l'échangeur de références Mota. Les débits de fluide à imposer sont donc beaucoup plus importants que dans le premier test d'échangeur. Nous devons atteindre des débits d'eau de l'ordre de 15 l/min sur chaque côté. L'optimisation de l'échangeur devrait nous permettre de mesurer des écarts de températures significatifs dans le cas d'un échangeur eau-eau. Nous présenterons donc deux parties, une sur la configuration eau-eau et une sur la configuration air-eau. Dans les deux cas l'eau circulera dans les tubes.

5.1 Performances thermiques

5.1.1 Résultats

Nous avons testé l'échangeur à mousse optimisé avec de l'eau et de l'air en écoulement côté mousse et deux débits d'eau différents côté tubes. Nous déterminons le coefficient d'échange de chaleur global de l'unité, que nous reportons ici en terme de nombre de Nusselt. Un diamètre hydraulique représentatif de la géométrie de l'échangeur est utilisé afin de tenir

compte de la structure de l'unité. Cette même longueur caractéristique est utilisée pour déterminer le nombre de Reynolds de l'écoulement.

La Figure 50 montre le nombre de Nusselt en fonction de $Re^{1/2}Pr^{1/3}$ afin de s'affranchir de la nature du fluide. Nous montrons clairement que le Nusselt de la configuration air-eau est beaucoup plus grand et croît beaucoup plus vite que celui de la configuration eau-eau. Ce résultat indique que, dans cette dernière configuration, le côté tube est limitant par rapport au côté mousse.

En effet dans le cas air-eau, les coefficients d'échange côté tubes sont d'au moins 2 ordres de grandeur plus grands que du côté mousse du fait de la faible conductivité thermique de l'air. De plus le débit de chaleur spécifique de l'eau est plus de 1000 fois plus grand que celui de l'air. La résistance côté eau est donc négligeable devant celle côté air. Le coefficient d'échange global mesuré en air correspond donc au coefficient d'échange côté mousse. Dans la configuration eau-eau, les coefficients d'échange sont du même ordre de grandeur. Une augmentation importante du coefficient d'échange côté mousse n'engendre qu'une augmentation mineure du coefficient d'échange global. Les échanges sont donc limités par le côté tubes qui nécessite une optimisation, soit par augmentation du coefficient d'échange soit par augmentation de la surface d'échange.

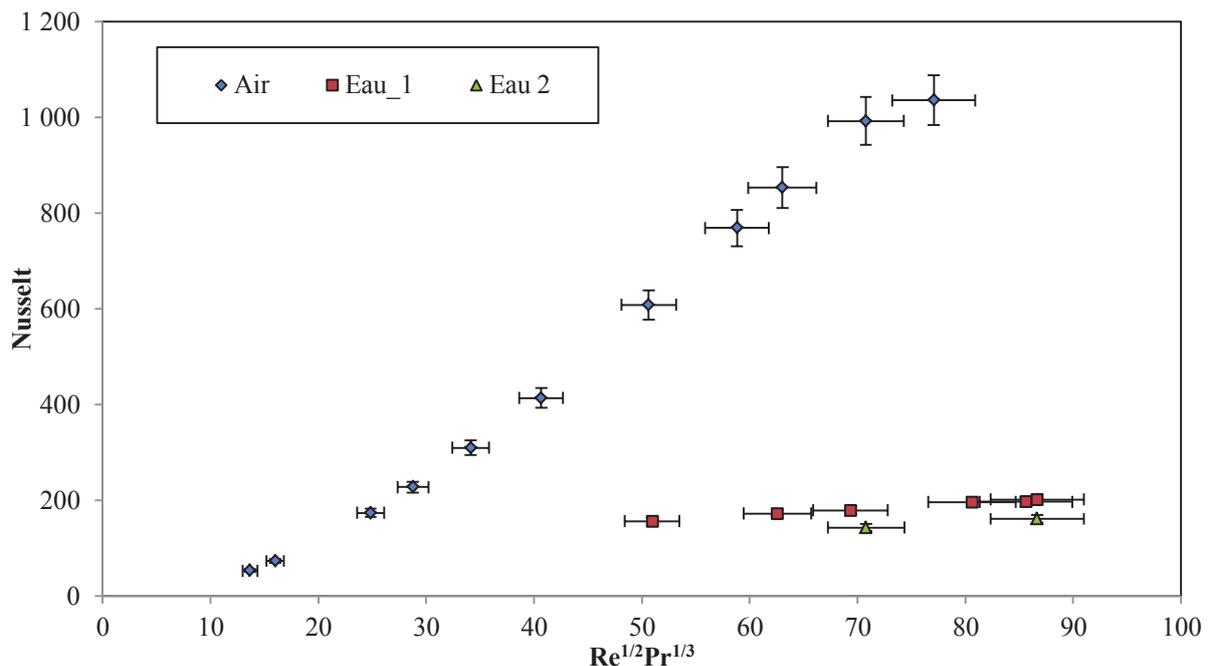


Figure 50. Nombre de Nusselt global de l'échangeur de chaleur en fonction du produit $Re^{1/2}Pr^{1/3}$ pour respectivement un écoulement d'air et d'eau dans la mousse. La longueur caractéristique utilisée est un diamètre hydraulique du canal représentatif de la géométrie de l'échangeur.

5.1.2 Analyse des échanges thermiques

Dans la configuration eau-eau, nous mesurons le coefficient d'échange global de l'échangeur, sous la forme d'un nombre de Nusselt calculé en utilisant une longueur caractéristique de l'échangeur. Nous montrons les résultats obtenus en fonction d'un nombre de Reynolds calculé de la même façon et mis à la puissance $1/4$ pour des raisons de clarté de lecture du

graphique. Nous comparons les résultats obtenus pour 2 débit différents cotés tubes Q1 et Q2=2xQ1 (Figure 51).

Nous observons deux droites parallèles mais dont les ordonnées à l'origine diffèrent significativement. L'évolution linéaire montre que le coefficient d'échange côté mousse évolue de la même manière quelque soit le débit côté tubes. En effet, la résistance globale de l'échangeur est la somme de trois résistances : celle de l'échange côté mousse, la conduction dans la paroi et l'échange côté tubes. Les résistances de contact paroi-mousse et paroi-tubes sont nulles.

$$\frac{1}{H_{global}A_p} = \frac{1}{H_{mousse}A_p} + R_{cond} + \frac{1}{H_{tubes}A_p} \quad (2)$$

Avec A_p (m²) la surface de la paroi d'échange, R_{cond} (K/W) la résistance de conduction dans la paroi ($\sim 10^{-5}$) séparant la mousse des tubes, et H (W/m²K) les coefficients d'échange indicés par le milieu auquel ils se rapportent. La forte conductivité thermique du matériau, constituant la paroi et la faible épaisseur de celle-ci, permettent de négliger la résistance de conduction. Avec un débit d'eau constant côté tubes, (donc la résistance sera également constante) le coefficient d'échange global et son Nusselt associé varient donc de la manière suivante :

$$\frac{1}{Nu_{global}} = \frac{1}{\alpha R_e^n} + R_{tubes} \text{ avec } Nu_{mousse} = \alpha R_e^n \quad (3)$$

A partir de mesures sur plusieurs débits de chaque côté, nous remontons donc aux coefficients d'échange côté mousse et côté tubes (Figure 52). Nous observons que les nombres de Nusselt côté tubes et mousse sont du même ordre de grandeur.

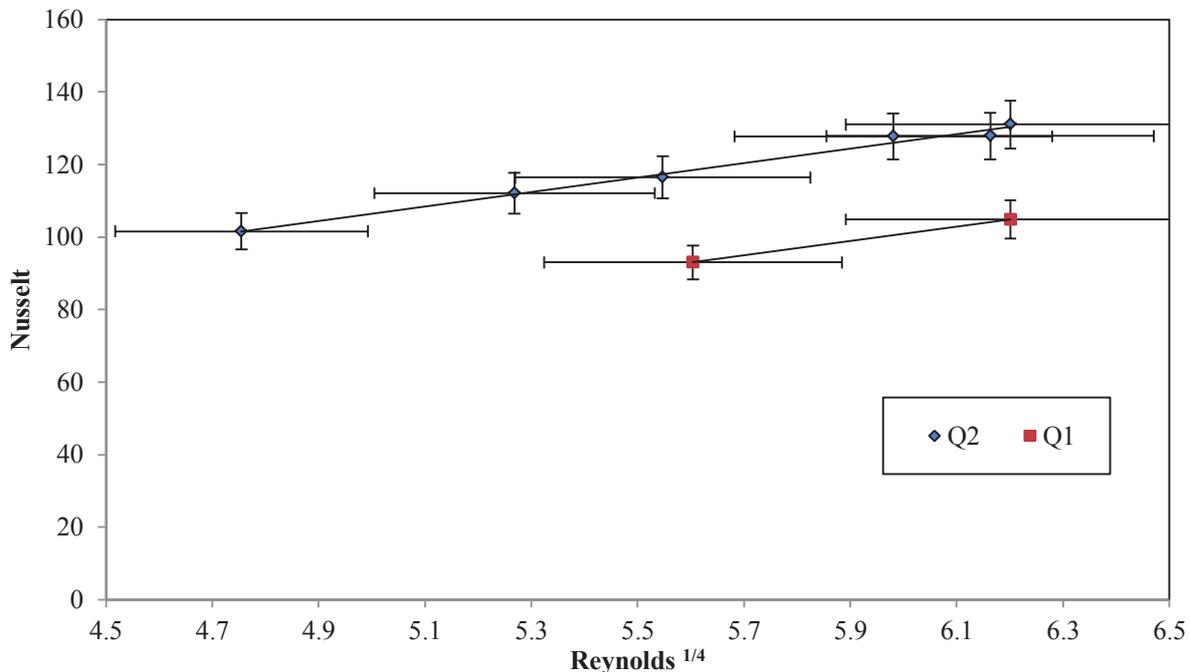


Figure 51. Nombre de Nusselt global calculé avec une taille caractéristique de l'échangeur optimisé en fonction du Reynolds à la puissance 1/4 de l'écoulement côté mousse pour deux débits d'eau côté tubes (Q1 et Q2=2Q1)

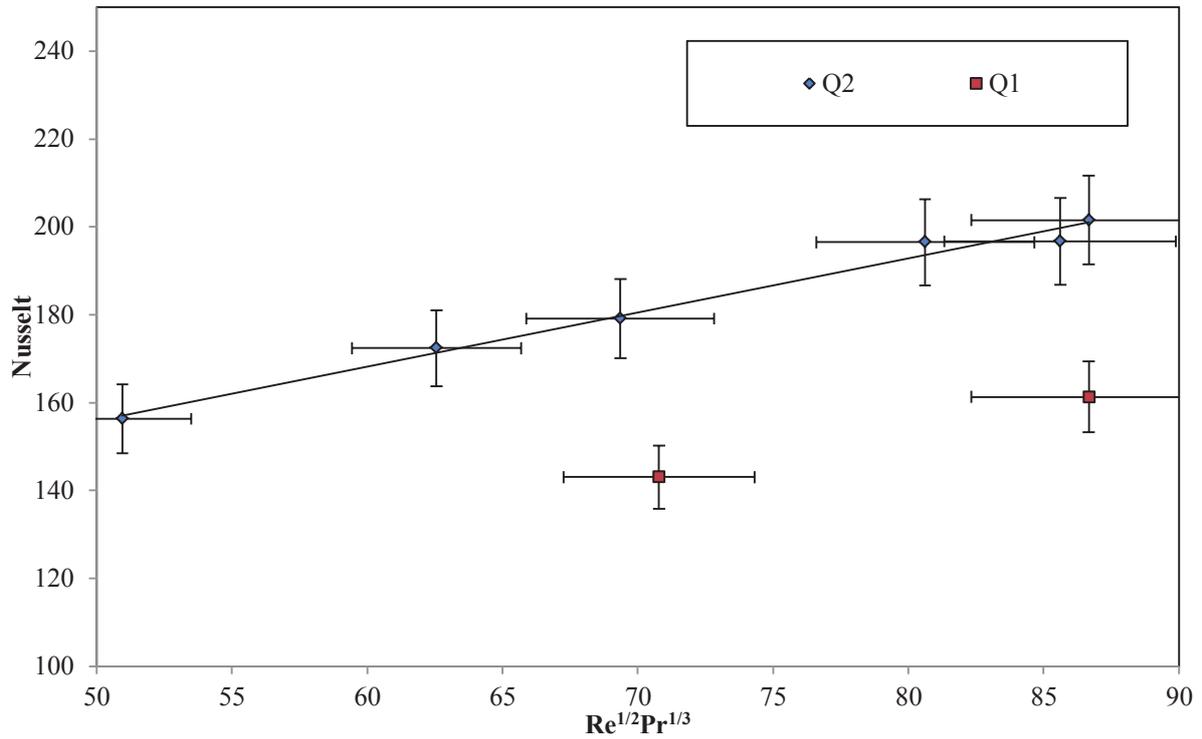


Figure 52. Inverse du nombre de Nusselt de l'échange côté mousse en fonction du nombre de Reynolds. Les Nusselt côté tubes, pour les deux débits Q1 et Q2, sont respectivement égaux à 164 et 250.

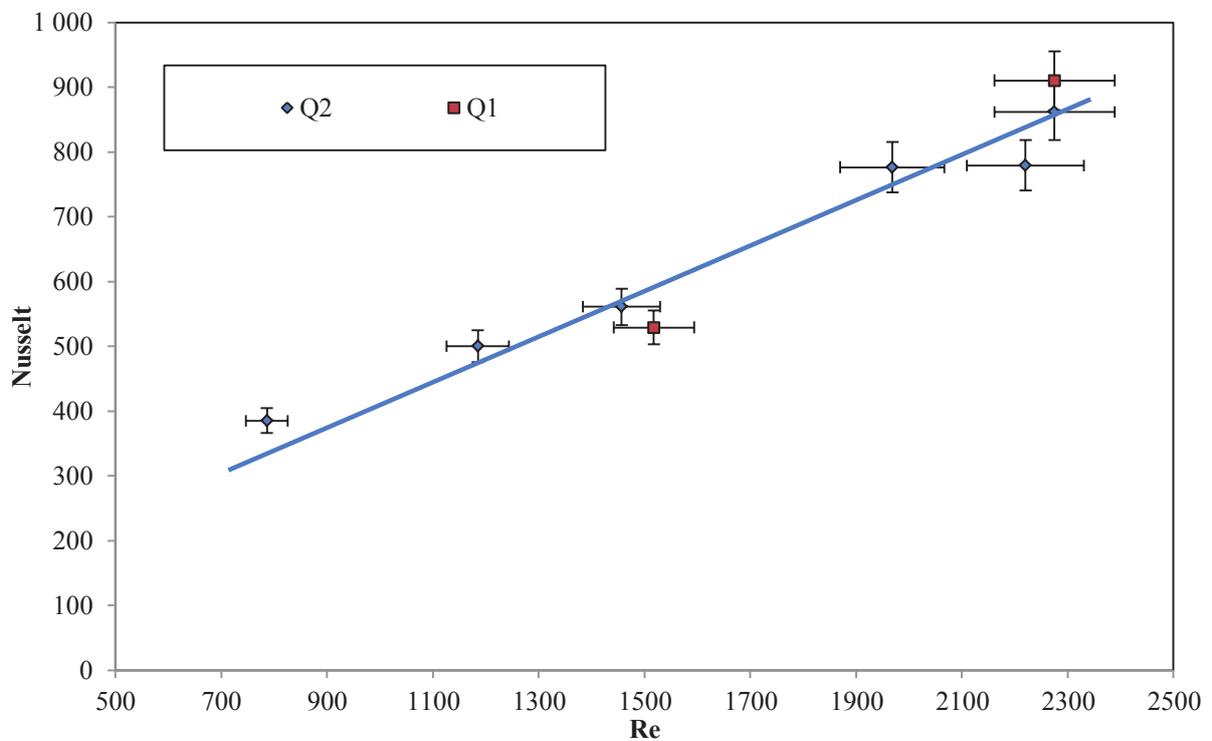


Figure 53. Nombre de Nusselt des transferts côté mousse en fonction du Reynolds. Nombres de Nusselt côté mousse et tubes sont du même ordre de grandeur.

5.1.3 Comparatif avec un échangeur de référence air-eau

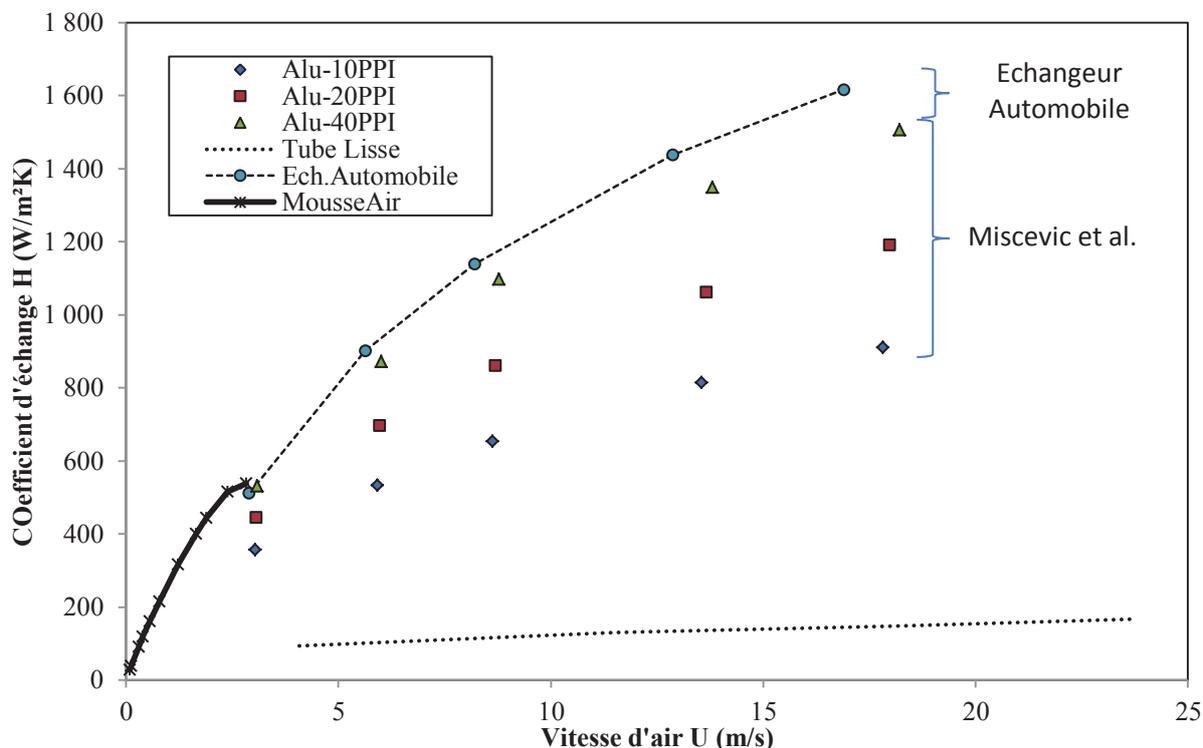


Figure 54. Coefficient d'échange H ramené à la surface côté mousse en fonction de la vitesse d'écoulement d'air dans la mousse pour différents échangeurs à mousse ou à ailettes.

Nous comparons les performances de l'échangeur à mousses en air à pression atmosphérique, avec celles de différents appareils. Nous disposons de données issues d'expériences réalisées au laboratoire sur des échangeurs à mousses aluminium 10, 20 et 40 PPI, et un échangeur automobile à ailettes dans des conditions similaires (pression, température) (Miscevic 1997; Tadrst, Miscevic et al. 2004). La Figure 54 montre le coefficient d'échange de chaleur global de l'échangeur (ramené à la surface côté mousse) en fonction de la vitesse d'air le traversant. Malgré des vitesses plus faibles, nous constatons une tendance au-dessus de l'échangeur à mousse 40 PPI, et du même ordre que l'échangeur automobile de référence.

L'ERM travaille à une pression de l'ordre de 3 bars. Afin de comparer les performances thermiques avec l'échangeur à mousse, nous comparons les coefficients d'échangeur de chaleur obtenus (ramené à la surface d'échange côté tubes) en fonction du flux massique G (Figure 55). Nous constatons que, comme dans la Figure 54, l'échangeur à mousse et l'ERM ont la même tendance. Les flux massiques testés sont de loin inférieurs à ceux de l'ERM, cependant le coefficient d'échange montre un potentiel de performances plus élevé (par extrapolation des données). Il est clair qu'il sera nécessaire d'effectuer des tests sur l'échangeur à mousse avec des débits d'air beaucoup plus importants.

Nous ne montrons pas les performances pures en termes d'efficacité de cet échangeur pour des raisons de confidentialité. Elles sont, cependant, assez médiocres par rapport à l'ERM. L'analyse en termes de coefficients d'échange montre un potentiel intéressant, mais nécessite l'optimisation du côté tubes où circule l'eau.

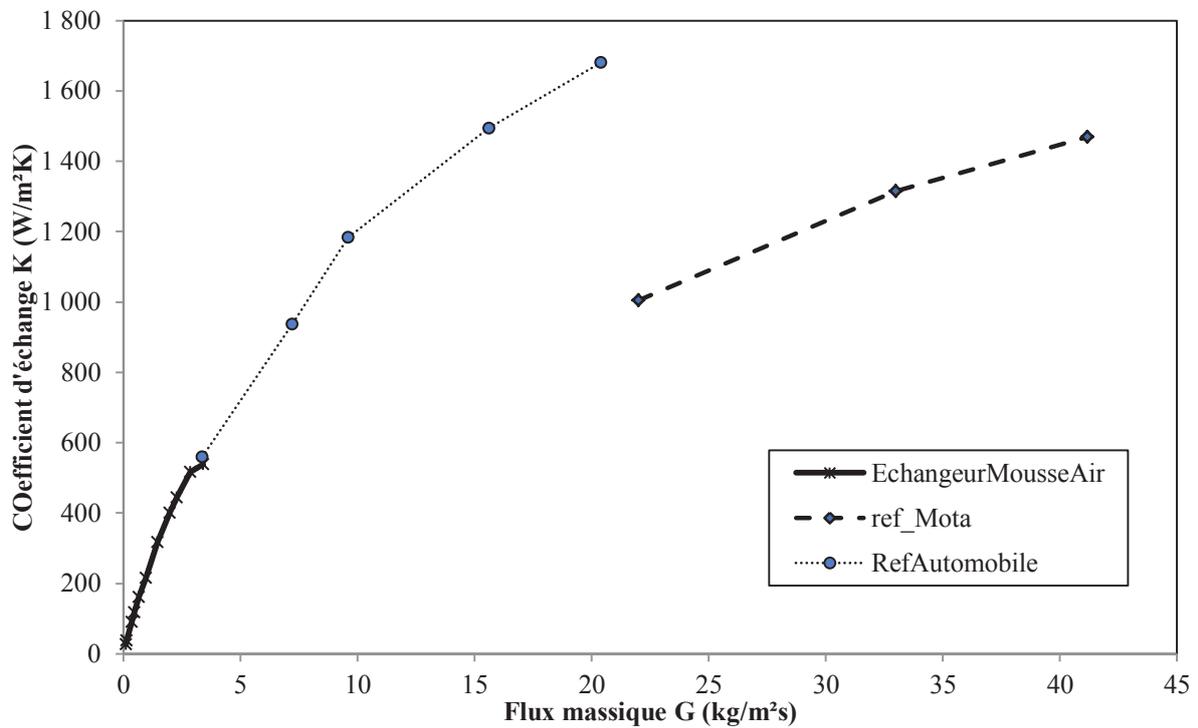


Figure 55. Coefficient d'échange K ramené à la surface côté tubes en fonction de la densité surfacique de flux massique.

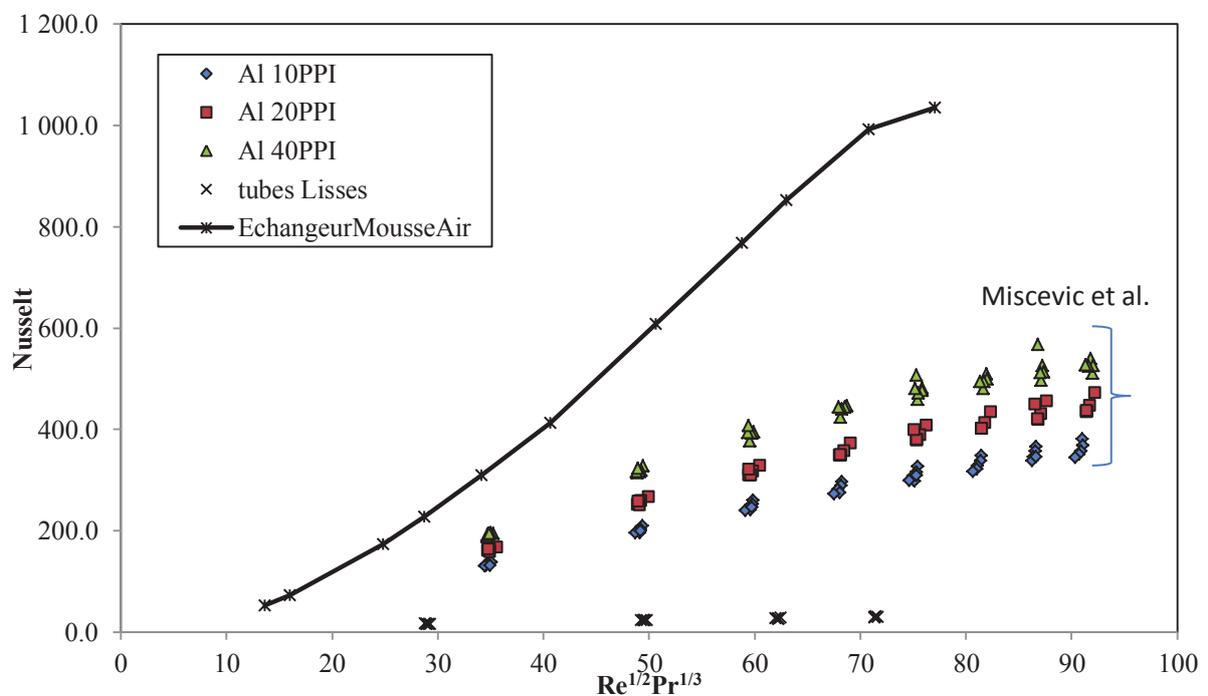


Figure 56. Comparatif des performances thermiques de l'échangeur à mousse Mota en écoulement d'air pour différents échangeurs à mousse. Nombre de Nusselt en fonction de $Re^{1/2}Pr^{1/3}$.

Nous comparons enfin, les performances de cet échangeur à mousse aux autres échangeurs en termes de Nusselt en fonction $Re^{\frac{1}{2}}P_r^{\frac{1}{3}}$. L'échangeur à mousse Mota optimisé côté mousse semble donc plus performant que les échangeurs à mousse précédents (Figure 56). Les contacts mousse/paroi, quasiment nul dans notre cas, ont donc une influence prépondérante sur les performances.

5.2 Performances hydrauliques et aérauliques

Afin de prendre en compte les pertes de charge dans la caractérisation des performances de l'échangeur, nous traçons le coefficient d'échange de chaleur en fonction de la perte de charge engendrée (Figure 57). La tendance obtenue montre clairement que l'échangeur automobile semble avoir de moins bonnes performances. Les gammes étudiées ne permettent pas de comparer clairement les performances à celle de l'échangeur Mota. La tendance semble être la même mais il est nécessaire d'effectuer des tests à des débits beaucoup plus élevés afin de vérifier si les performances ne s'écroulent pas.

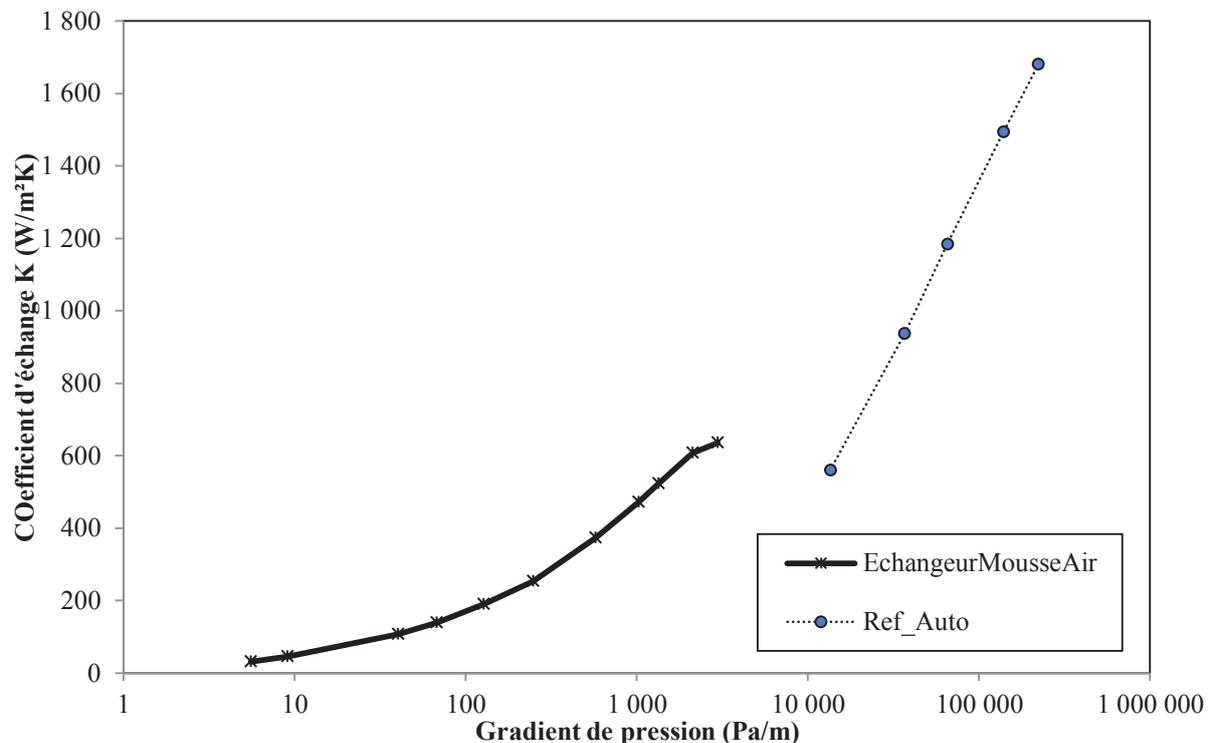


Figure 57. Coefficient d'échange de chaleur en fonction du gradient de pression engendré.

5.3 Comparatif avec un échangeur eau/eau Mota.

Afin de quantifier les performances de cet échangeur en eau/eau, nous comparons l'efficacité obtenue avec un échangeur de référence Mota, dans les mêmes conditions de débit côté tubes et côté mousse. La principale différence vient de la nature des fluides. Dans le test Mota, l'eau côté ailettes est mélangée à 50% avec du glycol. Le débit de chaleur spécifique n'est donc pas le même (environ 75% de celui de l'eau).

Nous obtenons une efficacité de 8.9% pour l'échangeur à mousse contre une efficacité de 22% pour l'échangeur à ailettes. En termes de puissance, il y a un rapport deux entre les deux

échangeurs. Cependant, la perte de charge engendrée par l'échangeur à mousse est 8 fois plus petite que dans l'échangeur de référence Mota.

Nous savons qu'une optimisation côté tubes est encore possible, notamment grâce aux avancées rapides sur la fabrication des mousses. Celle-ci permettra une augmentation substantielle des performances thermiques sans engendrer de pertes de charge supplémentaires. Enfin, la faible perte de charge mesurée laisse une marge de manœuvre assez importante pour améliorer le côté mousse.

6 Conclusions

Nous montrons que les mousses métalliques ont un potentiel important dans le domaine de l'intensification des échanges de chaleur. Il existe de nombreux prototypes d'échangeurs à mousses d'aluminium, de cuivre ou de graphite permettant des gains de performances par rapport à des appareils de référence.

Cependant, il n'existe pas à ce jour de commercialisation en série de tels appareils. Les coûts des échangeurs à mousse sont encore trop élevés avec les voies de fabrication actuelle des mousses. Cependant certains industriels utilisent les caractéristiques mécaniques des mousses pour rendre l'appareil multifonctionnel (ex : échangeur + absorbeur de choc, échangeur-réacteur...) afin de réduire le coût global. L'aspect psychologique freine encore l'industrialisation des échangeurs à mousse du fait des hautes performances des échangeurs à ailettes actuels et des risques pris par les manufacturiers pour effectuer le saut technologique.

Les principaux verrous technologiques pour dimensionner de tels échangeurs restent la réalisation d'un bon contact entre la structure cellulaire et la surface d'échange. Plusieurs auteurs montrent la dégradation des échanges si le contact est mauvais. Ensuite, les cas d'échangeurs à mousse étudiés dans la littérature, du fait de confidentialité industrielle, n'offrent pas de généralisation sur l'impact de la nature des mousses, des topologies des cellules et de l'architecture globale de l'échangeur sur les performances globales des appareils.

Nous proposons pour palier aux coûts de fabrication des mousses et aux problèmes de contact thermique mousse-paroi d'utiliser des technologies de fonderie. Les mousses ainsi produites, des cellules de Kelvin, permettent en effet de réaliser des structures d'échangeur à mousse monobloc, sans résistance thermique de contact entre la mousse et la paroi.

Nous avons conçu et réalisé tel échangeur monobloc mousse-mousse pour vérifier la faisabilité de la technique pour l'application échangeur. Un banc de mesures a été conçu et monté pour caractériser les performances thermiques et hydrauliques de ce prototype. Nous avons réalisé des simulations numériques directes à l'échelle du pore sur la géométrie entière de cet échangeur. A partir des mesures et des données issues du prototype virtuel nous avons dimensionné une architecture optimisée d'un nouvel échangeur à mousse.

L'échangeur « optimisé » mousse/tubes a été testé dans une configuration d'écoulement eau-eau et air-eau. Nous avons obtenus des performances intéressantes en termes de rapport puissance échangée – perte de charge. L'analyse des résultats montre que le côté tubes de cet échangeur est cependant limitant. Nous montrons également que la mousse utilisée peut encore être améliorée via une optimisation de sa texture.

Références Bibliographiques

- Amiri, A. and K. Vafai (1994). "Analysis of dispersion effects and non-thermal equilibrium, non-Darcian, variable porosity incompressible flow through porous media." International Journal of Heat and Mass Transfer **37**(6): 939-954.
- Bhattacharya, A., V. Calmidi, et al. (2002). "Thermophysical properties of high porosity metal foams." Int. J. Heat Mass Transfer **45**(5): 1017-1031.
- Bonnet, J.-P., F. Topin, et al. (2008). "Flow laws in metal foams: compressibility and pore size effects." Transport in Porous Media **73**(2): 233-254.
- Bonnet, J. P., F. Topin, et al. (2006). Etude expérimentale des propriétés de transport des mousses métalliques : influence de la morphologie. SFT'06, Ile de Ré.
- Boomsma, K. (2002). Metal foams as novel compact high performances heat exchangers for the cooling of electronics. Ph. D. thesis, Swiss Federal Institute of Technology Zurich.
- Brun, E., J. Vicente, et al. (2008). IMorph : A 3D morphological tool to fully analyse all kind of cellular materials Cellmet'08, Dresden, Allemagne, .
- Brun, E., J. Vicente, et al. (2009). " Microstructure and transport properties of cellular materials: representative volume element." Advanced material Engineering **21**.
- Catillon, S., C. Louis, et al. (2005). Improvement of methanol steam reformer for H₂ production by addition of metal foam in both the evaporator and the catalytic reactor. 19th North American Catalysis Society Meeting, Philadelphie.
- Cruz Ruiz, E. (2004). Modelling of heat transfer in open cell metal foams. Master of science, Puerto Rico.
- Dairon, J. and Y. Gaillard (2009). Casting parts with CTIF foams. MetFoam'09, Brastislava.
- Gallego, N. C. and J. W. Klett (2003). "Carbon foams for thermal management." Carbon **41**(7): 1461-1466.
- Hsieh, W. H., J. Y. Wu, et al. (2004). "Experimental investigation of heat-transfer characteristics of aluminum-foam heat sinks." International Journal of Heat and Mass Transfer **47**(23): 5149-5157.
- Jaeger, P. d., J. hugelier, et al. (2009). Evaluation of open cell aluminium foam for automotive heat exchanger. MetFoam 2009, Bratislava, Slovakia.
- Kim, S. Y., B. H. Kang, et al. (2001). "Forced convection from aluminum foam materials in an asymmetrically heated channel." International Journal of Heat and Mass Transfer **44**(7): 1451-1454.
- Kumar, P., F. Topin, et al. (2011). Experimental and pore scale numerical characterizations of thermophysical properties of CTIF's Kelvin's cell foam. MetFoam 2011, Pusan, South Korea.
- Leong, K. C. and L. W. Jin (2006). "Effect of oscillatory frequency on heat transfer in metal foam heat sinks of various pore densities." International Journal of Heat and Mass Transfer **49**(3-4): 671-681.
- Madani, B., F. Topin, et al. (2005). Mesure du coefficient de transfert de chaleur local paroi-fluide dans un canal à mousse métallique en écoulement liquide et en ébullition. 12ième JITH, Tanger, Maroc.
- Mahjoob, S. and K. Vafai (2008). "A synthesis of fluid and thermal transport models for metal foam heat exchanger." International Journal of Heat and Mass Transfer **51**.
- Maire, E., A. Fazekas, et al. (2003). "X-ray tomography applied to the characterization of cellular materials. Related finite element modeling problems." Composites Science and Technology **63**(16): 2431-2443.

- MATEIS. "Laboratoire Matériaux, Ingénierie et Sciences (MATEIS) - INSA Lyon." from <http://mateis.insa-lyon.fr/>.
- Miscevic, M. (1997). Etude de l'intensification des transferts thermiques par des structures poreuses: Application aux échangeurs compacts et au refroidissement diphasique, Université de Provence.
- Odabae, M. and K. Hooman (2011). "Metal foam heat exchangers for heat transfer augmentation from a tube bank." Applied Thermal Engineering(0).
- T'Joen, C., P. De Jaeger, et al. (2010). "Thermo-hydraulic study of a single row heat exchanger consisting of metal foam covered round tubes." International Journal of Heat and Mass Transfer **53**(15-16): 3262-3274.
- Tadrist, L., M. Miscevic, et al. (2004). "About the Use of Fibrous Materials in Compact Heat Exchangers." Experimental Thermal and Fluid Science **28**: 193 – 199.
- Tian, J., T. Kim, et al. (2004). "The effects of topology upon fluid-flow and heat-transfer within cellular copper structures." International Journal of Heat and Mass Transfer **47**(14-16): 3171-3186.
- Topin, F. (2006). Phénomènes de transport en milieux poreux : Matériaux cellulaires à forte perméabilité – Morphologie, ébullition et couplages. HdR. Habilitation à diriger les Recherches, Université de Provence.
- Topin, F., J.-P. Bonnet, et al. (2006). "Experimental Analysis of Multiphase Flow in Metallic foam: Flow Laws, Heat Transfer and Convective Boiling." Advanced material Engineering **8**(9): 890-899.
- Yu, Q., A. G. Straatman, et al. (2006). "Carbon-foam finned tubes in air–water heat exchangers." Applied Thermal Engineering **26**(2-3): 131-143.
- Zhao, C. Y., W. Lu, et al. (2006). "Thermal analysis on metal-foam filled heat exchangers. Part II: Tube heat exchangers." International Journal of Heat and Mass Transfer **49**(15-16): 2762-2770.

CHAPITRE 3 : STRUCTURES ET PROPRIETES THERMOPHYSIQUES EFFECTIVES DES MOUSSES METALLIQUES

Optimisation topologique

Nous effectuons une revue de la littérature sur la modélisation et la détermination des propriétés thermophysiques et morphologiques des mousses métalliques. Nous montrons le manque d'unicité et de modèle géométrique généralisable à tous les types de mousse. Nous montrons qu'il n'existe pas assez d'échantillons de mousse réel pour effectuer une analyse individuelle de l'influence des paramètres géométriques sur les propriétés. Nous proposons donc de générer des échantillons de différentes forme, surface spécifique, diamètre de pore, porosité à partir de mousse reconstruite (issu de tomographies) ou de déclinaisons d'une cellule de Kelvin.

Ce chapitre a donné lieu aux publications et communications avec actes suivantes :

- Hugo, J.-M., et al., *Conjugate Heat and Mass Transfer in Metal Foams: A Numerical Study for Heat Exchangers Design*. Diffusion in Solids and Liquids V, 2010. **Defect and Diffusion Forum**: p. 297-301
- Vicente, J., et al., *Determination of effective transport properties of metallic foams: morphology and flow laws*, in *Single and two-Phase Flows on Chemical and Biomedical Engineering*. 2010, Bentham e-book.
- Hugo, J.-M. and F. Topin, *Metal Foams Design for Heat Exchangers: Structure and Effectives Transport Properties*, in *Heat and Mass Transfer in Porous Media*, Springer-Verlag, Editor. 2011.
- Hugo, J.-M. et al., *Metal foam effective transport properties*, in *Evaporation, Condensation and Heat Transfer*, Intech Open access publisher, Ch. 14, p279, 2011
- Hugo, J.-M., F. Topin, et al. (2012). "Conjugate Heat Transfer In Metal Foam: Gravity Driven And Forced Flow Heat Exchange Coefficients Determination." *Journal Of Porous Media*, *In review process*.
- Hugo, J.-M. and F. Topin (2012). "Dispersion in Metal Foam: A Pore Scale Numerical Study" *Defect and Diffusion Forum*, *In Process*.
- Hugo, J.M., et al. Transfert de chaleur dans un canal poreux parcouru par un écoulement gravitaire d'huile : Mesure du coefficient d'échange pariétal. in SFT'09. 2009. Vannes.
- Hugo, J.-M., et al. Wall Heat Transfer Coefficient Measurement In A Metal Foam Channel Crossed By A Gravity Driven FLuid FLOW. in MetFoam'09. 2009. Bratislava, Slovakia.
- Hugo, J.-M., et al. From pore scale numerical simulation of conjugate heat transfer in cellular material to effectives transport properties of real structures. in IHTC 14. 2010. Washington.
- Hugo et al., Numerical simulation of flow laws in idealized foam geometry: Impact of morphological parameters. in *Difusion in Solid and Liquid*. 2010. Paris
- Hugo, J.-M. and F. Topin. Mesures et modélisation des propriétés effectives de mousse métalliques : Impact sur le design d'échangeur. in SFT. 2011. Perpignan.

1 Introduction

Nous étudions les propriétés thermophysiques et morphologiques de mousses métalliques en vue de leur intégration dans des échangeurs de chaleur.

Nous présentons une revue bibliographique des différentes définitions, approches et modèles liés à chaque propriété. Nous récapitulons les principales corrélations de la littérature reliant les propriétés géométriques aux propriétés thermohydrauliques. Nous montrons leur large dispersion et l'insuffisance de ces modèles quant à décrire pleinement l'impact de la géométrie sur les lois d'écoulement, de conduction de la chaleur et des échanges entre phases. Nous montrons notamment que les modèles basés sur l'utilisation de la porosité et du diamètre de pore pour corrélérer les variations de propriétés physiques, sont inadéquats. Par exemple les lois de type Ergun utilisées pour décrire les variations de perméabilité et coefficient inertiel, sont inadaptés aux mousses. En effet, deux mousses ayant une même porosité et un même diamètre de pore, des textures similaires (forme de base) mais des topologies différentes peuvent présenter des coefficients de perte de charge et des conductivités thermiques effectives différents d'un ordre de grandeur.

Il existe dans la littérature, différents modèles géométriques des mousses utilisés pour déterminer les propriétés thermophysiques mais, dans la plupart des cas, chaque modèle géométrique est lié à une propriété spécifique. De plus les définitions des propriétés effectives et les modèles utilisés varient selon les auteurs et les domaines d'application. De plus, la prise en compte du caractère anisotrope des mousses reste encore très limitée. Enfin, certains modèles ne sont pas physique, la géométrie proposée ne pave pas l'espace ou mène à des propriétés non-physiques (conductivité ou perméabilité négatives par exemple).

Les corrélations usuellement proposées dans la littérature sont généralement des prédictions en bons accords avec les résultats expérimentaux sur la base desquels elles sont établies mais sont fréquemment difficiles à transposer pour d'autres matériaux ou simplement pour des mousses provenant de manufacturiers différents.

Nous effectuons une analyse de l'impact des principaux paramètres géométriques sur les transferts conjugués dans de tels milieux poreux en étudiant en étudiant les variations de:

- La conduction pure pour un milieu poreux en équilibre thermique local (ETL) et en non équilibre thermique local (NETL)
- La dispersion thermique.
- Les coefficients d'échange de chaleur pariétal et volumique.
- Les lois de pertes de charge.

Cette analyse paramétrique est réalisée sur la base de déformations contrôlées de structures de références (Cellule de Kelvin, Dual d'empilement de sphères) ainsi que sur des mousses réelles de fonderie (réplication, space-holder régulières et périodiques ou stochastiques). Nous déterminons les propriétés effectives sur la base de techniques de prises de moyennes volumiques à partir de simulations numériques à l'échelle du pore. Nous développons différents bancs expérimentaux pour valider nos résultats Nous discutons des différentes méthodes et des conditions aux limites utilisées dans les simulations et dans les expériences.

2 Géométries des mousses métalliques

2.1 Définitions

Un milieu poreux est un corps hétérogène à petite échelle. Il est constitué d'une matrice solide comportant des cavités appelées pores. Celles-ci peuvent être connectées, dans le cas des matrices à porosité ouverte, ou isolés dans le cas des porosités fermées. Actuellement les industriels intègrent de plus en plus les matrices à porosité ouverte dans leurs équipements de transmission de chaleur, pour intensifier les échanges thermiques et aussi pour rendre leurs appareils de plus en plus compacts. Cette tendance est encouragée par le fait, que les écoulements dans les matrices à porosités ouvertes ne sont pas prohibitifs en termes de perte de charge.

Hormis les métaux, les cristaux et les polymères, presque tous les matériaux sont par essence poreux : les sols (calcaires, granites, sables, argiles.....), les matériaux de construction (béton, plâtre, laine de verre, roche.....), les gels (les colles, les peintures, les gélatines.....), les matériaux d'origine végétale ou animale (les bois, papiers, cuirs, etc..), les poudres et les empilements granulaires (lits de céréales, de billes, de fibres....). Ainsi, les poreux constituent des systèmes complexes non seulement en raison de leur composition en deux ou trois phases -solide, liquide, gaz-, mais également à cause de la taille, la forme et l'agencement de la matrice solide qui limite l'espace dans lequel les phases fluides se déplacent. Les milieux poreux qui sont omniprésents dans notre quotidien, dans l'industrie ainsi que dans la nature, peuvent être du type consolidé ou non consolidé.

Ces structures cellulaires sont généralement élaborées à partir d'un liquide ou d'une poudre métallique. Pour l'obtention de ce matériau, plusieurs procédés sont utilisés (Banhart 2001):

- injection de gaz
- utilisation d'un agent moussant
- solidification eutectique solide -gaz et compactage de poudres métalliques.

Les mousses à pores ouverts sont généralement réalisés suivant un processus de réplique (ERG) ou par électrodéposition (SCPS, Recemat) sur une mousse de polyuréthane. Dans les deux cas la matière organique est éliminée par chauffage et la mousse ainsi obtenue est soumise à un recuit avant son exploitation industrielle. Il existe également des mousses obtenues directement par fonderie gravitaire ou sous pressions sur des précurseurs en sables (ou sels) ((Despois and Mortensen 2005)) (Dairon and Gaillard 2009). Nous détaillons le principe de fabrication du CTIF (Dairon et al.) dans la section §2.4 de ce chapitre.

Il existe deux catégories de mousse commercialement disponible, les mousses à brins (forte porosité, ex : ERG, Kelvin etc.) et les mousses à « coques » (Porosité plus faible, stochastique, aléatoire etc.). Chacune de ces catégories présentent des classes d'applications plus ou moins différentes du fait de leurs porosités et de leurs structures. Nous considérerons essentiellement ici que le type « brins » qui favorisent les écoulements et font partie des milieux poreux fibreux consolidés. Notons qu'il existe également des mousses à cellules

fermées. Elles sont utilisées principalement dans le domaine mécanique (absorption de choc) et ne permettent pas d'écoulement.

Comme le montre la Figure 1 (a,b), la structure géométrique d'une mousse métallique est complexe. Elle est constituée d'une suite de cellules, de formes proches de celle d'un polyèdre. Chaque cellule est délimitée par plus d'une dizaine de fibres caractérisées surtout par leurs sections droites. Celles-ci peuvent être pleines ou creuses et de formes géométriques différentes : triangulaires, concaves ou circulaires ; ceci dépend du procédé de fabrication et de la porosité du matériau, (à voir Figure 1 c et d)). En général, les intersections de ces fibres sont constituées d'un morceau de métal ou d'une simple jonction ponctuelle, comme le montrent les Figure 1 (a) et (d) pour des mousses en aluminium et en cuivre respectivement.

Pour la caractérisation commerciale des mousses, on utilise souvent le PPI (pores per inch) appelé aussi grade. La Figure 1 (a) donne des mousses de différents PPI avec une échelle décimale.

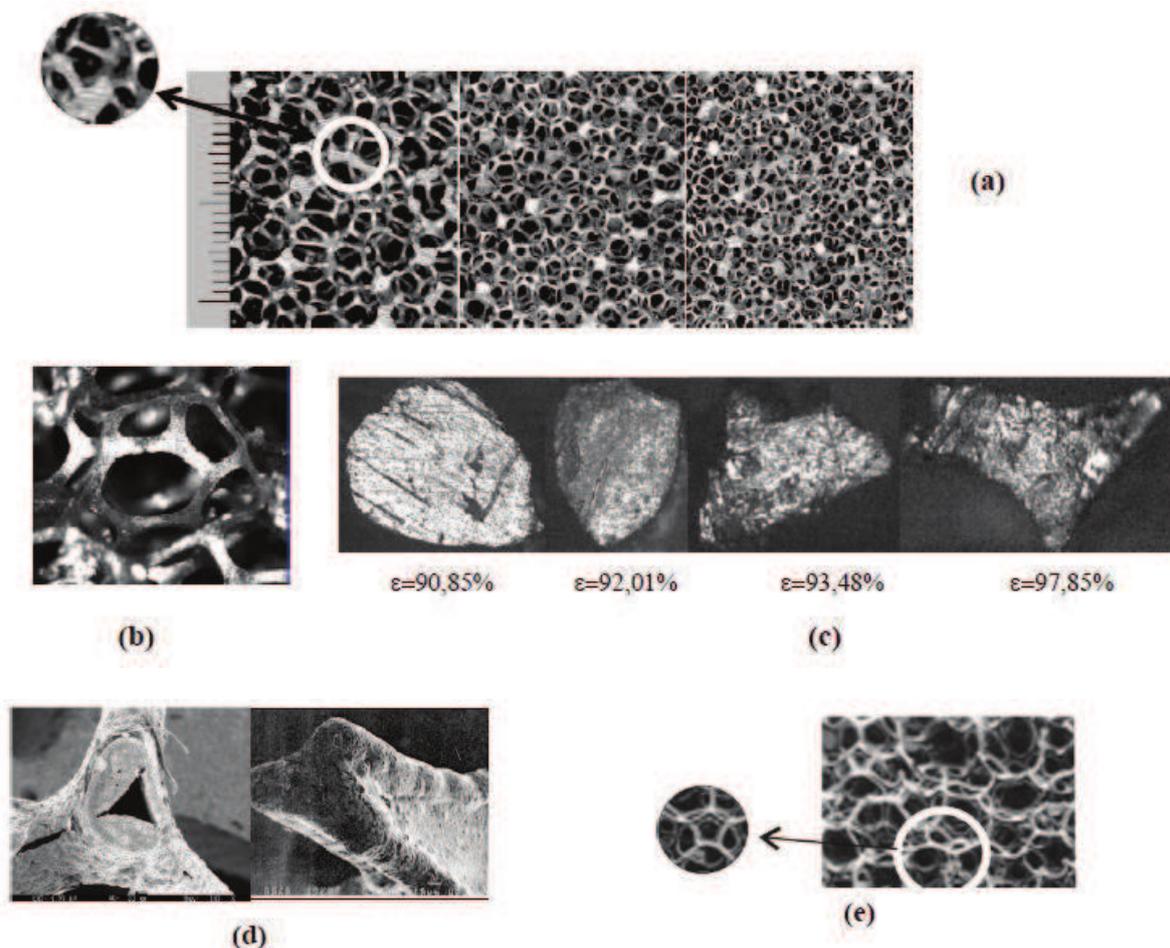


Figure 1. Mousses métalliques (a) Mousses d'aluminium pour trois grades (ppi) différents. (b) Forme complexe d'une cellule d'une mousse métallique (c) différentes formes de la section droite des fibres de mousse pour différentes porosités (d) fibres avec sections droites : creuse et pleine (e) mousse en cuivre et jonction ponctuelle des fibres.

2.2 Paramètres morphologiques

2.2.1 Porosité/Compacité/Volume spécifique.

La porosité d'un milieu poreux est définie comme étant la fraction volumique occupée par les pores. V_p étant le volume des pores et V , le volume total du milieu poreux qui est égal à la somme du volume occupé par les pores et de celui occupé par la matrice solide.

$$\varepsilon_f = \frac{\text{Volume occupé par les pores}}{\text{Volume total du milieu}} = \frac{V_p}{V} \quad (1)$$

La porosité peut être réelle ou effective. On parle de porosité effective, dans le cas où le volume V_p ne tient compte que des pores connectés. Dans certaines spécialités scientifiques telles la cristallographie, on parle plutôt de compacité ou concentration. Celle-ci est définie, comme étant la fraction du volume occupé par le solide au volume total avec l'expression suivante. V_s étant le volume du solide, V , le volume total.

$$\varepsilon_s = \frac{\text{Volume occupé par le solide}}{\text{Volume total du milieu}} = \frac{V_s}{V} \quad (2)$$

La porosité en elle-même ne peut pas donner une description globale de la structure de la matrice solide et, pour qu'elle soit représentative, il faut la déterminer sur un échantillon de taille suffisante appelé Volume Élémentaire Représentatif (V.E.R). (La détermination des VER de porosité est traitée dans la section §3.2)

2.2.2 Diamètre de pore et ellipsoïde équivalent.

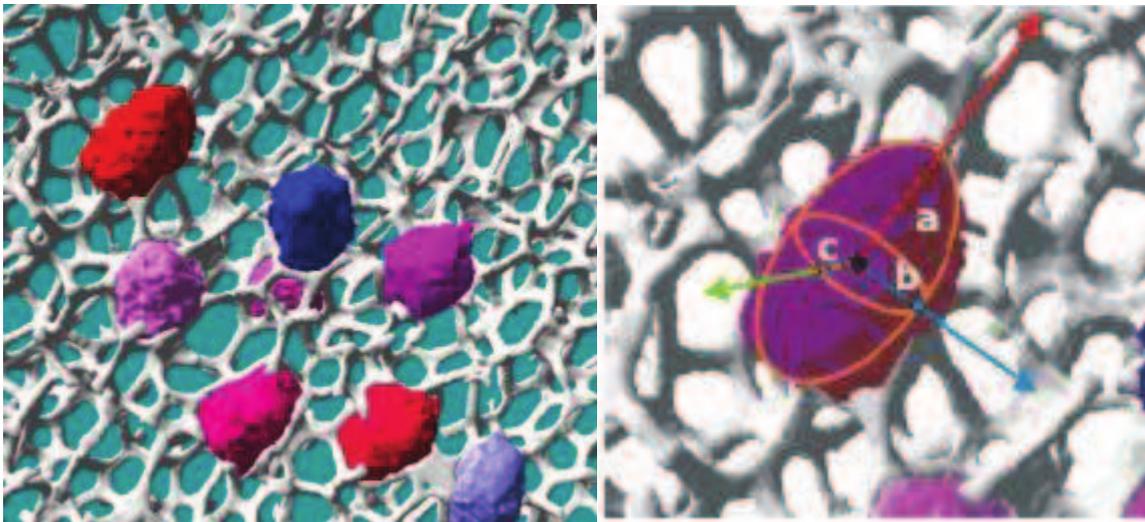


Figure 2. A gauche Identification de cellule dans une mousse d'aluminium reconstruite à partir de d'images aux rayons X (Brun 2009).A droite :identification des 3 demi-axes de l'ellipsoïde inclus dans une cellule.

Les manufacturiers classifient les mousses par grade (PPI : nombre d'élément par pouces). Cependant cette méthode est très approximative pour une mousse et varie fortement d'un industriel à l'autre.

Il existe de nombreuses manières de déterminer le diamètre de pore moyen d'une mousse métallique. Selon les auteurs, il peut être issu de la mesure de propriétés thermophysiques telles la perméabilité ou le coefficient inertiel, le produit de ces deux derniers étant un bon estimateur du diamètre de pore (Bonnet 2007). Cependant, les lois d'écoulement ne dépendent pas seulement de la taille de pore, il existe des mousses présentant un produit $K\beta$ similaire et qui ont pourtant une structure totalement différente en terme de taille de cellule (ex : une ERG 20PPI – $D_p=3.8\text{mm}$ - et une cellule de Kelvin de diamètre de pore environ 10 mm).

Nous choisissons de mesurer de manière indépendante le diamètre de pore moyen et sa distribution des mousses à partir de reconstructions 3D. Le diamètre d'un pore est défini comme le diamètre d'une sphère de même volume que le pore. Nous utilisons iMorph (Brun, Vicente et al. 2008) qui permet de segmenter la mousse en cellules individuelles et de déterminer le volume de chaque pore. Nous déterminons également un diamètre d'ouverture moyen à partir des plus grandes boules incluses dans un pore.

Enfin nous déterminons la morphologie des pores. Nous mesurons également les axes principaux des ellipsoïdes modélisant chaque pore. Ces derniers paramètres sont importants en vue de caractériser la morphologie d'une mousse. Ils représentent l'élongation des pores et différencient deux mousses de même diamètre de pore équivalent mais de structures différentes.

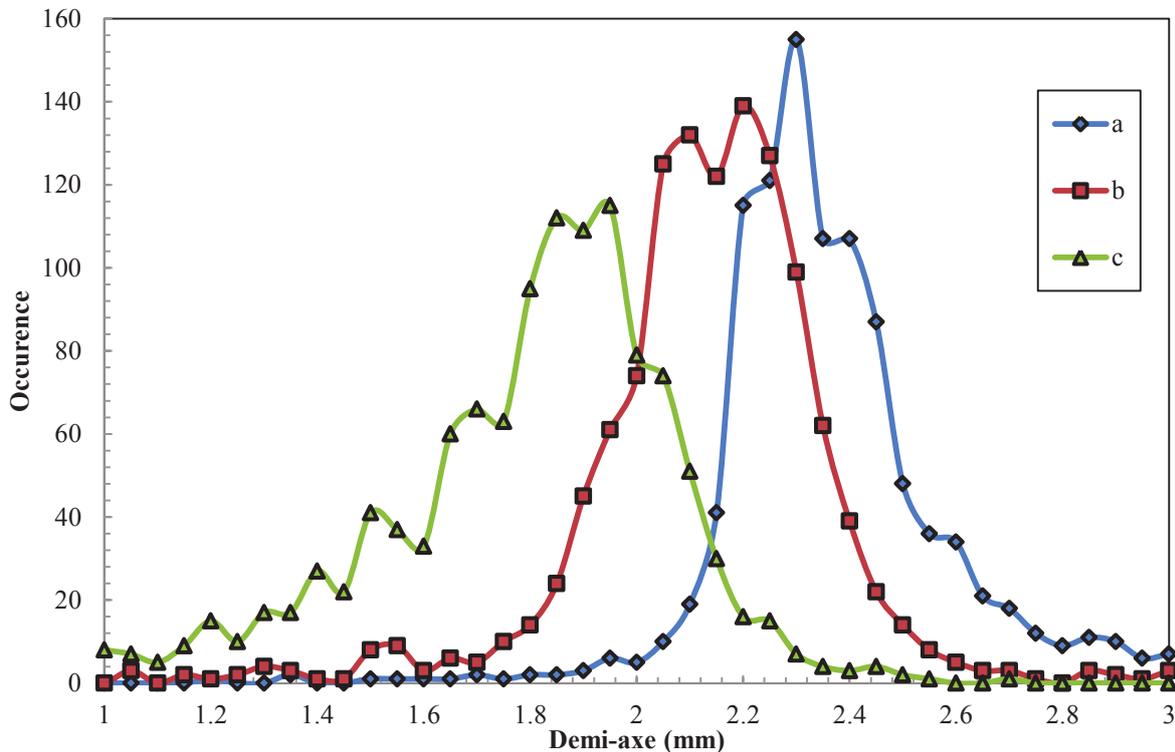


Figure 3. Distribution des demi-axes des ellipsoïdes inclus dans les pores d'une mousse stochastique.

2.2.3 *Diamètre de brin*

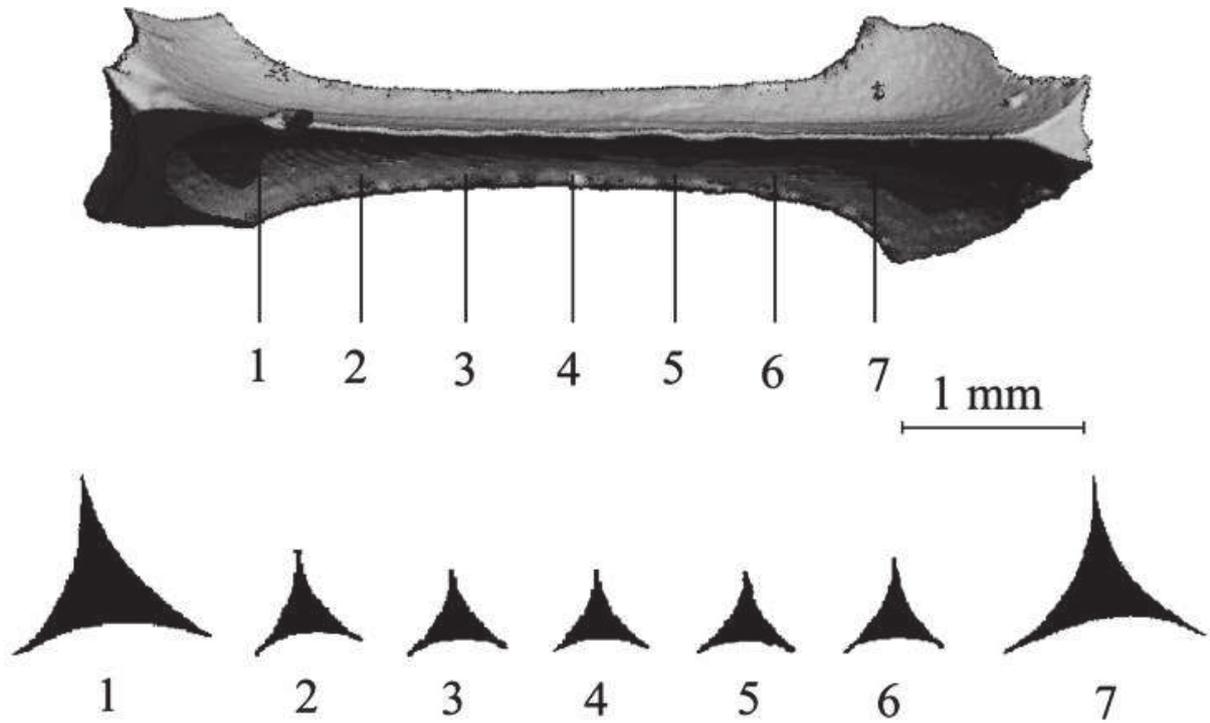


Figure 4. Descriptions de brins concave d'une mousse métallique par (Jang, Kraynok et al. 2008).

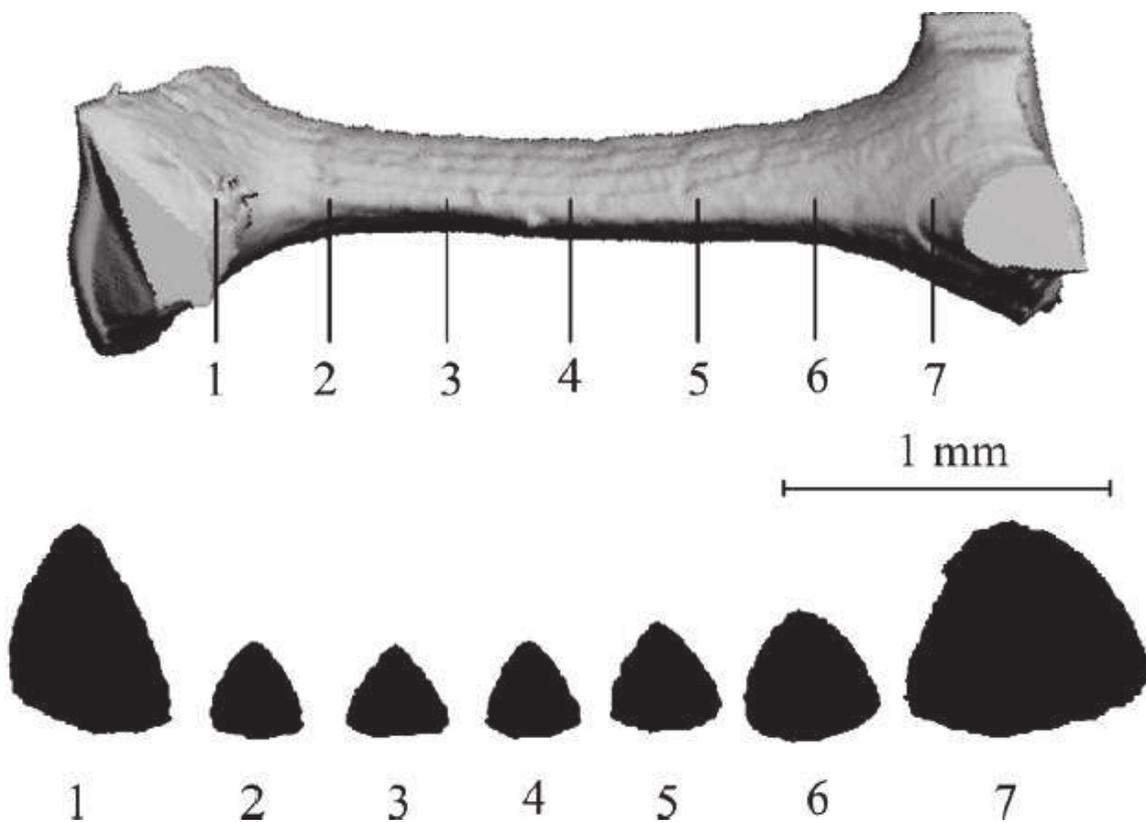


Figure 5. Descriptions de brins convexe d'une mousse métallique par (Jang, Kraynok et al. 2008).

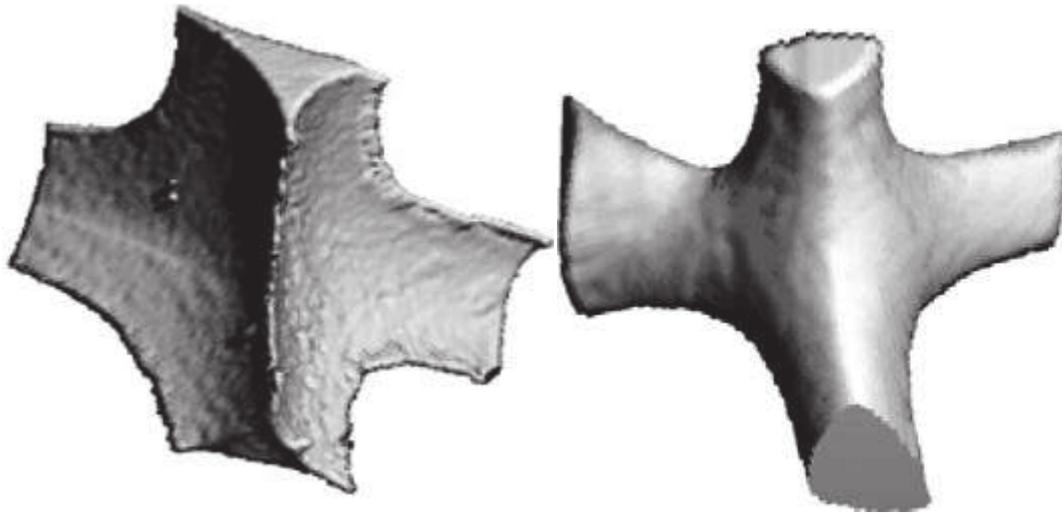


Figure 6. Descriptions des jonctions de brins concaves et convexe d'une mousse métallique par (Jang, Kraynok et al. 2008).

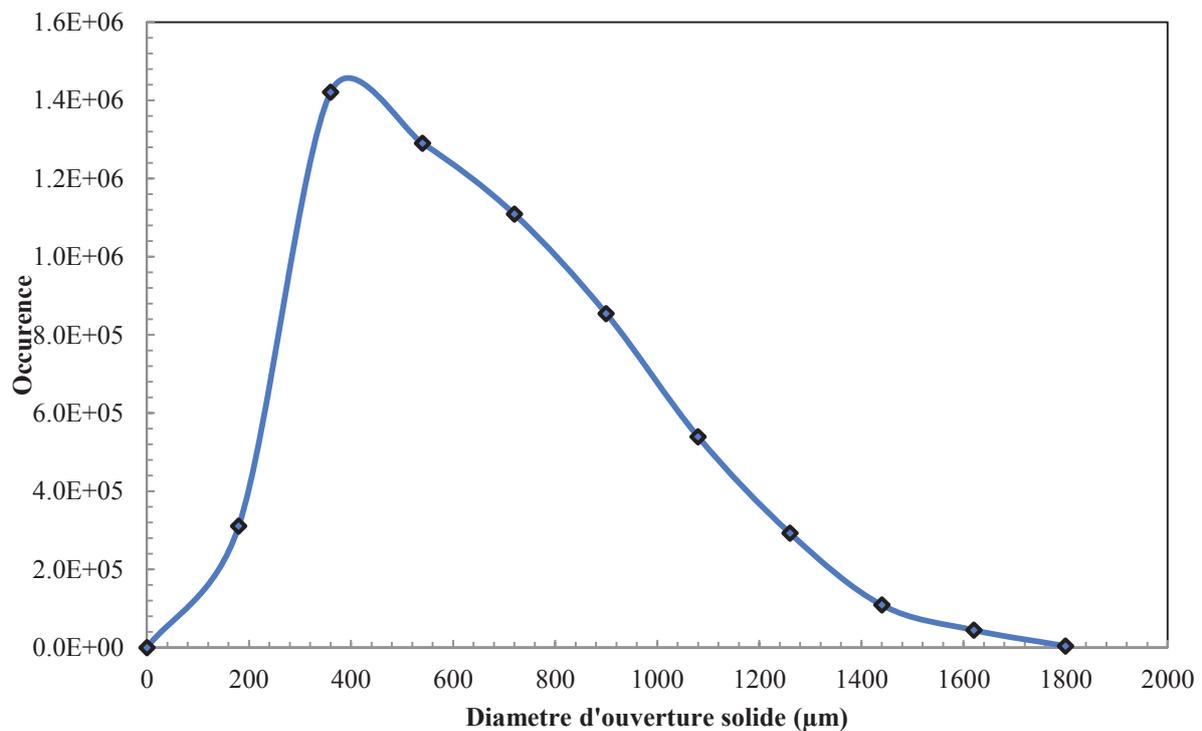


Figure 7. Distribution des diamètres d'ouverture des boules incluses dans la phase solide d'une mousse stochastique. Une distribution assez large est observée. Les tomographies ont une résolution de 200 µm. Cette taille est proche de la taille moyenne des brins.

Nous définissons le diamètre de brins par le diamètre moyens de boule incluse dans le solide (Brun, Vicente et al. 2007). La Figure 7 montre la distribution des diamètres d'ouvertures (boules incluses) dans la phase solide. On constate que la morphologie des brins est assez complexe. La présence jonctions (ou de nœuds), de brins concaves ou convexes amène à avoir une distribution de brins très large.

On peut s'interroger sur la pertinence d'utilisation du diamètre d'ouverture de la phase solide comme quantificateur de la taille des brins. En effet, la forme des brins aura un impact fort sur les propriétés thermophysiques. Les mousses métalliques de synthèse ont une structure complexe. (Jang, Kraynok et al. 2008) font une étude sur les propriétés mécanique des mousses et montrent que la forme des brins, leurs connexions (nœuds) et la forme des pores ont une grande importance sur la tenue mécanique et qu'elles peuvent être représentées dans le cas le plus idéal par une cellule de Kelvin. Les Figure 4 et Figure 5 montrent deux exemples de forme de brins, concave et convexe. La Figure 6 montre des nœuds de jonctions de tels brins.

2.2.4 *Surface spécifique*

Cette caractéristique joue un rôle important dans de nombreuses applications industrielles (la catalyse, le transfert de chaleur, l'absorption, la filtration, etc.). Elle est définie comme étant le rapport entre la surface des pores et le volume total de l'échantillon poreux.

$$S_p = \frac{\text{Surface totale des vides intersticiels}}{\text{Volume total du milieu}} \quad (3)$$

Nous mesurons la surface spécifique à partir des tomographies en, simplement, déterminant l'aire du maillage de surface de la phase solide. Dans le cas des échantillons virtuels, la même méthode est appliquée aux maillages générés par la CAO. Les mousses commerciales ont des surfaces spécifiques allant de 100 à 10 000m²/m³ ; les échantillons étudiés ici ont des surfaces spécifiques inférieurs à 2000m²/m³ du fait des contraintes de fabrication (cf. Tableau 1).

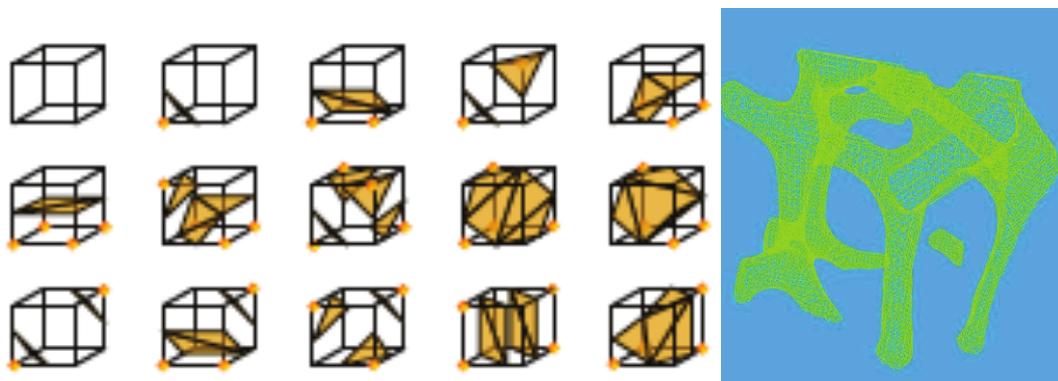


Figure 8. Principe de l'algorithme « marching cube » permettant d'obtenir le maillage surfacique d'une mousse sur lequel est mesurée la surface spécifique.

2.2.5 *Directions principales, notions d'isotropie et d'anisotropie.*

Les milieux poreux anisotropes présentent des directions privilégiées. Cette anisotropie est souvent liée à des strates ou couches, comme c'est le cas pour l'écorce terrestre. Ces directions principales influencent fortement les propriétés de transport de ce milieu. L'anisotropie peut également se traduire par une non-colinéarité entre le vecteur flux et le gradient.

Ainsi, un flux ψ est relié au gradient d'une propriété H par le tenseur $\bar{\bar{K}}$ qui est toujours diagonalisable mais dont la base propre n'est pas forcément orthogonale.

$$\psi = \bar{\bar{K}} \nabla H \quad \text{avec} \quad \bar{\bar{K}} = \begin{bmatrix} K_{xx} & K_{xy} & K_{xz} \\ K_{xy} & K_{yy} & K_{yz} \\ K_{xz} & K_{yz} & K_{zz} \end{bmatrix} \quad (4)$$

De manière générale, le tenseur $\bar{\bar{K}}$ est défini positif (et symétrique pour les phénomènes diffusifs). Le milieu est dit orthotrope lorsque la base propre est orthogonale. Si, de plus, les trois valeurs diagonales sont égales, le milieu est isotrope.

2.2.6 *Tortuosité géométrique*

La tortuosité a été pour la première fois définie par (Carman 1937) comme étant, dans une direction donnée, le carré du rapport des distances effective à travers chaque phase et euclidienne entre deux plans p_1 et p_2 . La tortuosité peut être définie pour chaque phase et dans toutes directions. Dans nos travaux, nous utilisons une méthode géométrique indépendante des propriétés thermophysiques permettant de déterminer la tortuosité. Cette méthode a été développée durant la thèse d'Emmanuel Brun au laboratoire (Brun 2009).

$$\tau(p_1, p_2) = \left[\frac{L_{\min}(p_1, p_2)}{\|p_1 - p_2\|} \right]^2 \quad (5)$$

Où $L_{\min}(p_1, p_2)$ est la longueur minimale (ou géodésique) entre les deux plans p_1 et p_2 . La Figure 9 illustre le cas d'une longueur capillaire L_c dans un empilement de grain par rapport à la distance euclidienne L_0 entre deux plans de l'empilement. Le rapport au carré de ces deux distances est une des définitions de la tortuosité de la phase fluide.

Le logiciel iMorph développé par (Brun, Vicente et al. 2008) permet de calculer ces géodésiques géométriques sur chaque phase en utilisant une méthode de Fast Marching. Une surface (ou un front) est propagé à vitesse constante dans chaque phase de façon indépendante. On obtient en tout point du milieu le temps d'arrivée du front. Ce temps d'arrivée peut être considéré comme une distance (et donc une géodésique, Figure 10).

Cette technique dite de mesure de la tortuosité plane géométrique permet de définir une tortuosité directionnelle. En inscrivant plusieurs parallélépipèdes identiques et ayant subi une rotation dans un échantillon, la tortuosité est définie dans toutes les directions. La Figure 11 montre la tortuosité de la phase solide pour différente mousse de répliation ainsi qu'un schéma de principe de la tortuosité directionnelle en deux dimensions.

La Figure 11 montre que les mousses de répliations étudiées sont orthotropes en tortuosité, les minima et maxima de tortuosité se retrouvant tous les 90° . Les procédés de fabrication des mousses étant fortement sujet à la gravité, il en résulte un étirement des pores dans une direction principale.

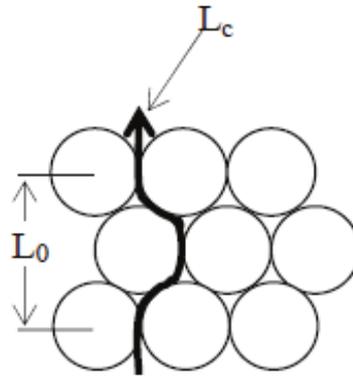


Figure 9 La longueur capillaire, chemin parcouru par une particule fluide, et la longueur de référence, utilisées pour la détermination de la tortuosité fluide.

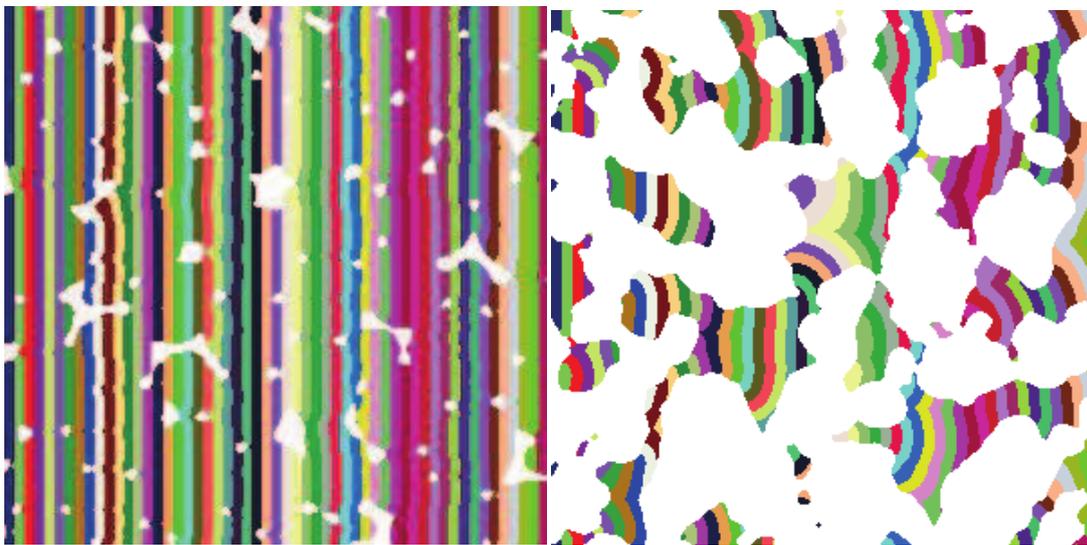


Figure 10 Propagation d'une surface dans un milieu poreux. Chaque couleur correspond à un temps t après le début de l'expérience. A gauche l'exemple d'une phase fluide peu tortueuse, à droite une phase solide beaucoup plus tortueuse.

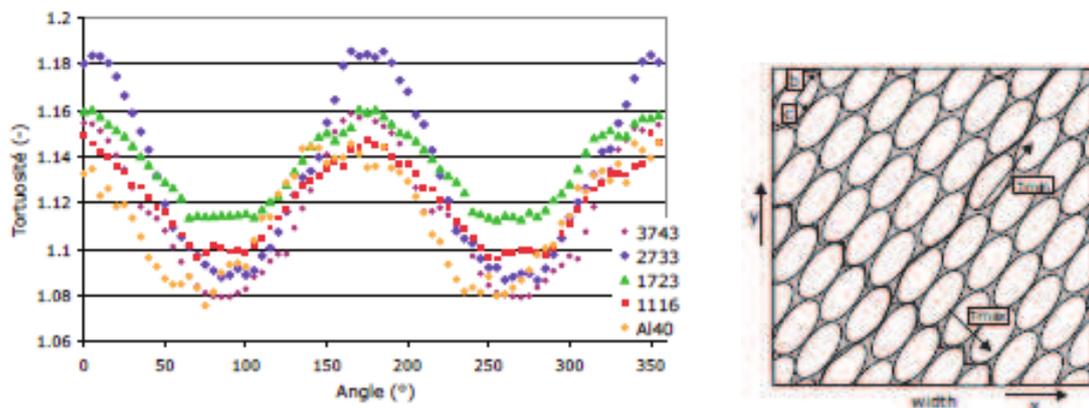


Figure 11 Tortuosité directionnelle. A gauche tortuosité de la phase solide pour différente mousse de réplification en fonction de l'angle de rotation du parallépipède de mesure. A droite, schéma de principe de la tortuosité directionnelle.

2.2.7 *Données morphologiques*

Dans le tableau suivant nous recueillons une base de données non exhaustive de paramètres morphologiques de différentes mousses utilisées dans la cadre de la présente étude ou d'étude antérieures du laboratoire.

Tableau 1. Paramètres morphologiques de mousses métalliques.

Echantillons*	Porosité (%)	Diam. de pore Dp(mm)	Diam. de brin (mm)	Surf. spécifique (m ² /m ³)	Tortuosité solide (-)
ERG A110	86.5	4.5	0.73	668	1.19/1.19/1.11
ERG A120	89.4	3.8	0.48	791	1.14
ERG A140	89.6	3	0.38	1120	1.11/1.14/1.09
CTIF Al Kelvin Cell	87	14.2	2.34	284	1.11/1.05/1.09
CTIFAl Kelvin Cell	87	10	1.6	343	1.08/1.14/1.13
Kelvin 80	80	14.2	-	273	-
Kelvin 85	85	14.2	-	251	-
Kelvin 90	90	14.2	-	220	-
Kelvin 95	95	14.2	-	167	-
Recemat NC 1723	88	1.84	0.15	1658	1.11/1.15/1.13
Recemat NC 4753	90	0.45	0.09	5.80E+03	1.20/1.19/1.09

* Nom du manufacturier / matériaux utilisés / grade (PPI)

2.3 Modèles thermophysiques

Nous présentons les différentes propriétés thermophysiques utiles à la description des phénomènes de transferts en milieux poreux et détaillons les principaux travaux de caractérisations expérimentales ou numériques de la littérature.

2.3.1 *Introduction*

La caractérisation morphologique des mousses étant complexes, voire impossible il y a quelques années encore, les auteurs ont décrit les mousses à travers des modèles plus ou moins simples liants la morphologie aux propriétés thermophysiques. Historiquement, l'approche du Milieu Poreux Equivalent (MPE) a été la première utilisée du fait de sa facilité de mise en œuvre, notamment expérimentalement. Le diamètre de pore, par exemple, est directement déduit de modèle et de données de perte de charge pour d'autres milieux poreux. Une loi de type Ergun développée pour les lits de billes est couramment appliquée pour les mousses métalliques (Ergun 1952) :

$$K = \frac{D_p^2 \varepsilon^3}{150(1-\varepsilon)^2} \quad \beta = \frac{1.75(1-\varepsilon)}{D_p \varepsilon^3} \quad (6)$$

Où Dp est usuellement le diamètre des billes et epsilon la porosité. Cette loi est étendue aux mousses en utilisant le diamètre de pore comme taille caractéristiques. Historiquement, les premiers travaux ne disposaient pas de mesures précises du diamètre de pore. La morphologie

locale des mousses n'étant atteignable que depuis récemment, les auteurs déterminaient un diamètre de pore équivalent à partir des mesures de perméabilité et de coefficient inertiel.

(Bonnet 2007) montre, à partir d'une synthèse des données de la littérature, la dispersion des résultats de pertes de charge adimensionnés en diamètre de pore équivalent. Ils montrent qu'il peut y avoir jusqu'à un facteur 1000 entre les différents auteurs et posent la question de la cohérence de l'utilisation unique du diamètre de pore comme paramètre morphologique. Les difficultés liées à l'étude des écoulements monophasiques dans les mousses métalliques apparaissent lorsque l'on essaye de corrélérer les paramètres de loi d'écoulement aux paramètres morphologiques. Avant même de chercher à comparer les résultats obtenus entre les différents auteurs, il est important de noter qu'un seul et même auteur éprouve déjà des difficultés pour corrélérer ses propres données.

Trois grands types de relations visant à relier les propriétés thermohydrauliques aux propriétés morphologiques de la matrice poreuse peuvent être distinguées. Ces approches sont illustrées ci-dessous pour le cas des lois d'écoulement :

- description qualitative de la variation des paramètres de loi d'écoulement (K , β ou les deux) en fonction de l'un des paramètres géométriques (PPI, porosité, taille de pore), sans chercher à fournir une corrélation spécifique entre eux (Boomsma and Poulikakos 2002; Khayargoli, Loya et al. 2004).
- description quantitative de la variation des paramètres de loi d'écoulement (K , β ou les deux) en fonction de l'un ou de combinaison de paramètres géométriques mesurés sur l'échantillon (PPI, porosité, taille de pore). Dans cette catégorie, nous trouvons les lois de type Ergun, utilisant des constantes déterminées d'une manière empirique à partir des données expérimentales (Moreira, Innocentini et al. 2004; Tadrist, Miscevic et al. 2004) ainsi que les approches de type « coefficient de frottement » (Liu, Wu et al. 2006)
- description quantitative de la variation des paramètres de loi d'écoulement (K , β ou les deux) en fonction de paramètres morphologiques qui sont issus de l'idéalisation la structure poreuse (Du Plessis, Montillet et al. 1994; Fourie and Du Plessis 2002; Despois and Mortensen 2005).

La dispersion des résultats expérimentaux pour les écoulements (Figure 12) en utilisant ce type de représentation est très grande. À taille de pore fixée, les pertes de pression générées par la mousse se dispersent sur trois ordres de grandeur pour les faibles vitesses, et sur deux ordres de grandeur pour les fortes vitesses. En termes d'application, cela signifie qu'il est à ce jour impossible de prédire de manière raisonnable la perte de pression générée par une mousse métallique à partir de caractéristiques géométriques classiques (telles que le grade).

Au delà du problème « pratique » de dimensionnement, il se pose le problème « fondamental » de la compréhension des mécanismes de transferts dans les milieux très fortement poreux et du « comment une telle dispersion est-elle possible ? ». Clairement, les éléments de réponse vont nécessiter la recherche de causes sur l'aspect « écoulement et transferts », sur l'aspect « milieu poreux », ainsi que sur leur couplage.

L'absence d'outils morphologiques permettant de caractériser la microstructure réelle de ces mousses a limité jusqu'à très récemment la mise en évidence de paramètres géométriques

pertinents pour décrire la texture des mousses en corrélation avec les propriétés de transport. Dans la majorité des études, les mousses sont considérées, soit comme un ensemble de brins aléatoirement orientés, soit comme des cellules périodique ; réseau cubique (Du Plessis, Montillet et al. 1994), réseau hexagonal (Calmidi and Mahajan 2000), des cellules de Kelvin (Boomsma, Poulikakos et al. 2003) ou des structures plus complexes obtenues par des tessellations de Voronoi d'empilements de billes (Kraynik 2005).

La structure des mousses ne permet pas, en général, d'étude analytique exacte., c'est pourquoi la majorité des travaux utilise des géométries idéalisées, quelquefois monodimensionnelles (Lu, Stone et al. 1998; Calmidi and Mahajan 1999; Paek, Kang et al. 2000; Bhattacharya, Calmidi et al. 2002). Par exemple, (Bastawros 1998; Bastawros, Evans et al. 1998) utilise la densité relative et un diamètre de brin pour décrire la morphologie de la mousse bien que les propriétés thermophysiques et d'écoulement dépendent fortement de la morphologie de la matrice solide et des pores (par exemple : constriction, taille & forme des ligaments, rugosité de surface....)

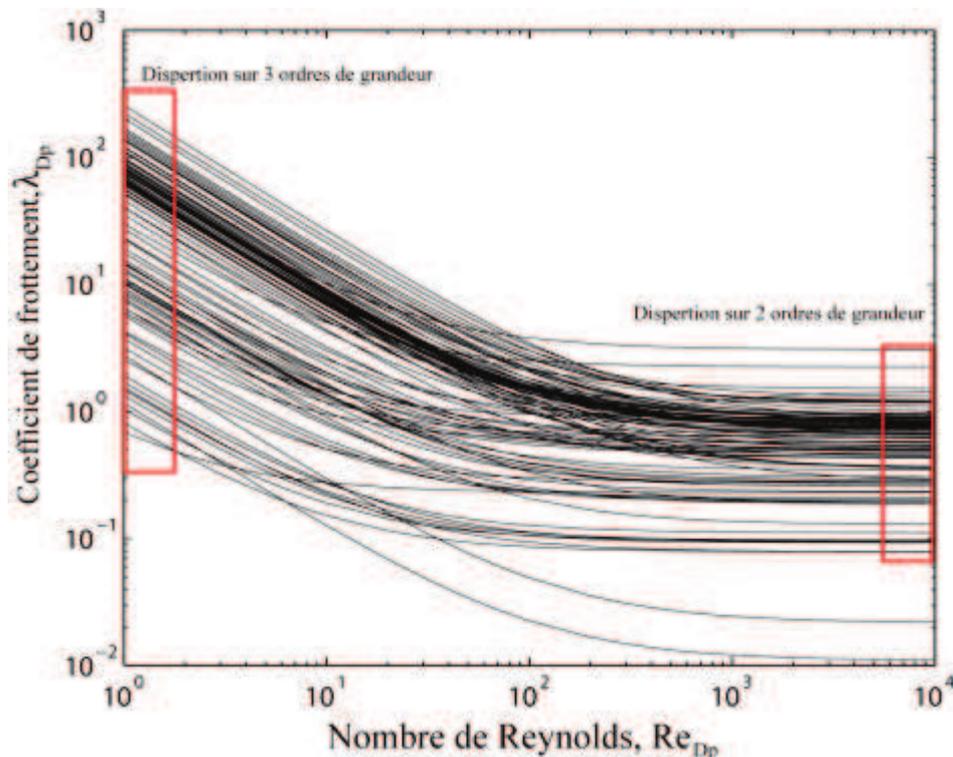


Figure 12 : Coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds construit sur la taille de pore. Sur cette représentation n'ont été reportées que les données publiées permettant directement le calcul de λ et du Reynolds (à savoir K , β et D_p simultanément). Données rassemblées pour quinze auteurs, pour un total de 120 valeurs de perméabilité et coefficient inertiel.

2.3.2 Descriptions géométriques

Comme nous l'avons vu, nous nous limitons ici à descriptions des mousses à brins. Il existe trois modèles géométriques idéalisés pour les mousses à brins. La cellule de Kelvin, le dodécaèdre et une cellule plus complexe qui est la cellule de Weaire.

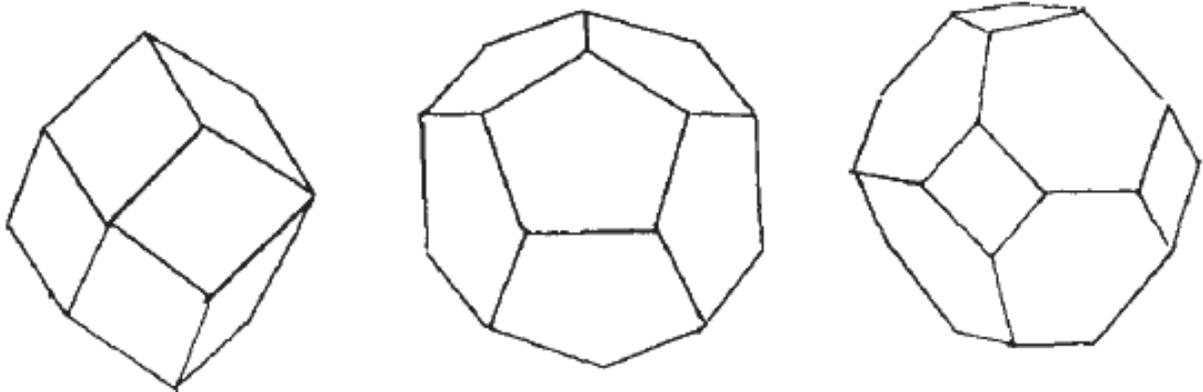


Figure 13. Polyèdres représentatifs de la structure des mousses: Dodécaèdre rhombique (constitué de losange) et pentagonal et une cellule de Kelvin qui est la base du modèle de la cellule de Kelvin (Wooten and Weaire 1987).

La cellule de Kelvin est couramment utilisée pour décrire les mousses. Sa topologie, proposée par Lord Kelvin, répond à la question suivante :

Quelle forme géométrique doit-on donner à des cellules, pour qu'elles occupent un espace optimal du récipient ? Lord Kelvin en 1887, postula que la forme idéale est celle connue sous la dénomination «tétrakaidécaèdre»; c'est une forme géométrique composée de six faces planes quadrilatérales et huit autres hexagonales légèrement courbées. La cellule de Kelvin a la propriété d'être la forme qui minimise la surface et donc l'énergie d'une mousse liquide.

Pour déterminer cette forme, Lord Kelvin s'est basé sur une expérience populaire qui consiste à compacté des petits pois dans une boîte de conserve ; cette forme, du point de vue énergétique, satisfait les conditions de Plateau pour un réseau de films de mousse. Trois films se rencontrent le long d'arêtes avec des angles de 120° , et quatre arêtes se rencontrent aux coins par des angles tétraèdres de $\cos^{-1}(1/3)$. Lord Kelvin développa aussi des expressions analytiques qui décrivent avec une haute précision la forme quadrilatérale et hexagonale des faces, ainsi que les 36 arcs caractérisés par leur planéité et non circularité.

(Mahjoob and Vafai 2008) ont récemment présenté une synthèse des modèles de propriétés géométriques des mousses. Les corrélations obtenues sont, selon ces auteurs, en bon accord avec des mesures expérimentales (Tableau 2 et Tableau 3). Cependant, ces relations nécessitent la connaissance préalable de plusieurs données morphologiques. De plus, certains paramètres sont corrélés sans raisons physiques apparentes. Le diamètre de pore est, souvent, corrélé à la tortuosité et à la porosité. Il semble normal que la porosité intervienne car elle est le rapport entre le volume de fluide et le volume de la cellule qui contient la matrice solide. Pour une cellule périodique inscrite dans un cube d'arête donnée, il existe une loi cubique (et non au carré) entre la porosité et le diamètre de la boule de même volume que le pore. Cependant il est surprenant d'introduire un paramètre tel que la tortuosité. En effet, nous pouvons facilement imaginer une cellule unitaire que nous étirons et compressons de manière à conserver le volume et la porosité. Nous avons modifier la tortuosité sans modifier le diamètre de pore. Cependant, cette manipulation modifiera le diamètre d'ouverture des pores.

Tableau 2. Synthèse de quelques corrélations pour les diamètres de pores et de brins de mousses métalliques.

Du Plessis et al. [37]	$d_p = \frac{6\varepsilon}{\chi}(\chi - 1) \frac{V_0}{S_{fs}} = \frac{2\varepsilon \cdot d}{\chi(3 - \chi)}$
	$d_p = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\chi}} d \quad d_f = \left(1 - \sqrt{\frac{\varepsilon}{\chi}}\right) d$
Fourie and Du Plessis [38]	$d_p = \frac{3 - \chi}{2} d$
Calmidi [39]	$\frac{d_f}{d_p} = 2\sqrt{\frac{(1 - \varepsilon)}{3\pi}} \frac{1}{G} = 2\sqrt{\frac{(1 - \varepsilon)}{3\pi}} \frac{1}{1 - e^{-(1-\varepsilon)/0.04}}$
	$\frac{d_f}{d_p} = 1.18\sqrt{\frac{(1 - \varepsilon)}{3\pi}} \frac{1}{G} = 1.18\sqrt{\frac{(1 - \varepsilon)}{3\pi}} \frac{1}{1 - e^{-(1-\varepsilon)/0.04}}$

Tableau 3. Synthèse de quelques corrélations pour la tortuosité et la surface spécifique de mousses métallique.

Du Plessis et al. [37]	$\frac{1}{\chi} = \frac{3}{4\varepsilon} + \frac{\sqrt{9 - 8\varepsilon}}{2\varepsilon} \times \cos \left\{ \frac{4\pi}{3} + \frac{1}{3} \cos^{-1} \left[\frac{8\varepsilon^2 - 36\varepsilon + 27}{(9 - 8\varepsilon)^{3/2}} \right] \right\}$
Bhattacharya et al. [40]	$\frac{1}{\chi} = \frac{\pi}{4\varepsilon} \left\{ 1 - \left(1.18\sqrt{\frac{(1 - \varepsilon)}{3\pi}} \frac{1}{G} \right)^2 \right\} = \frac{\pi}{4\varepsilon} \left\{ 1 - \left(1.18\sqrt{\frac{(1 - \varepsilon)}{3\pi}} \frac{1}{1 - e^{-(1-\varepsilon)/0.04}} \right)^2 \right\}$
Calmidi and Mahajan [36]	$a_{sl} = \frac{3\pi d_f}{(0.59d_p)^2} [1 - e^{-(1-\varepsilon)/0.04}]$
Fourie and Du Plessis [38]	$a_{sl} = \frac{3}{d} (3 - \chi)(\chi - 1)$

(Topin 2006) montre que la surface spécifique d'une mousse varie de façon inversement proportionnelle au diamètre de pore pour des mousses de topologie similaire. Ces résultats sont obtenus à partir de reconstruction 3D d'images issues de micro-tomographie au rayon X sur le logiciel iMorph. L'auteur conclut que les mousses sont « homothétiques », c'est-à-dire qu'il y a peu de variation morphologique dues au processus de fabrication pour les différents diamètres de pore. Topin et al. proposent d'évaluer la surface spécifique à partir de considérations géométriques. En supposant des brins prismatiques de section triangulaire équilatérale d'arête a , ils obtiennent la surface latérale et le volume d'une longueur l de brin :

$$S_b = 3al \quad \text{et} \quad V_b = \frac{\sqrt{3}}{4} a^2 l \quad (7)$$

La surface spécifique est donnée par les expressions suivantes en fonction de l'arête ou du diamètre d'ouverture des brins :

$$S_p = \frac{S_b}{V_b} (1 - \varepsilon) = \frac{4\sqrt{3}}{a} (1 - \varepsilon) = \frac{4(1 - \varepsilon)}{D_{ouv}} \quad (8)$$

Où D_{ouv} est le diamètre d'ouverture de la phase solide.

Cette corrélation simple permet d'approximer la surface spécifique d'une mousse à brins. Pour une cellule de Kelvin du CTIF, la porosité est de 87 %, le diamètre d'ouverture est 2.34 mm et la surface spécifique de $243 \text{ m}^2/\text{m}^3$ (Kumar, Topin et al. 2011). La corrélation précédente donne une valeur de $222 \text{ m}^2/\text{m}^3$, c'est-à-dire moins de 10% d'erreur. Néanmoins, il existe des modèles plus précis :

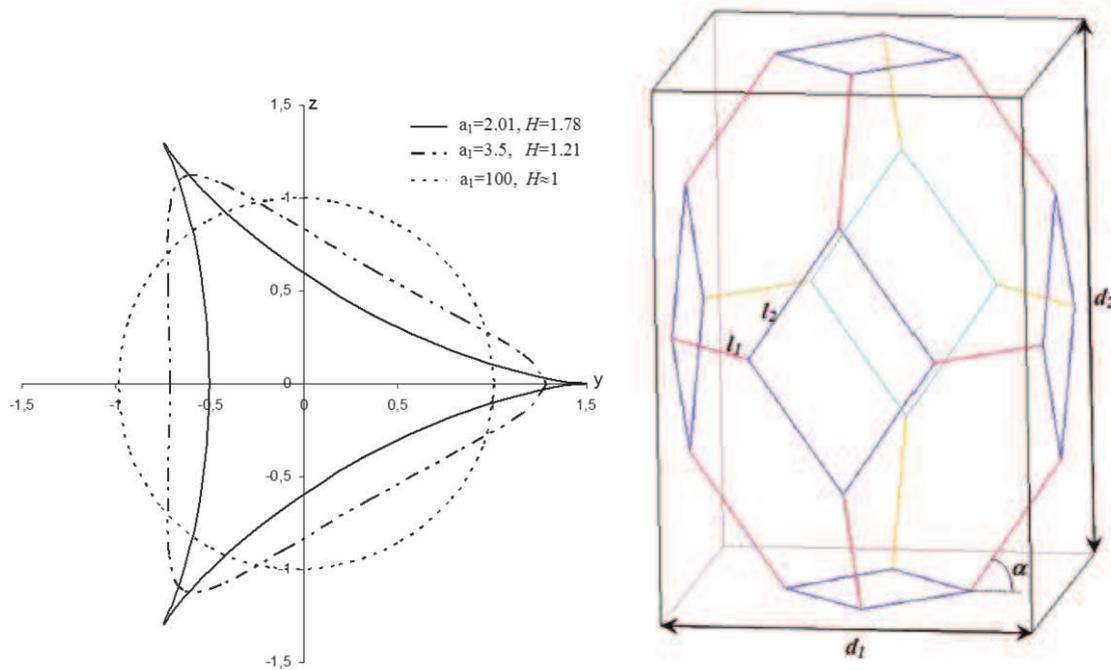


Figure 14. Section de brins et modèle géométrique d'une « cellule de Kelvin » paramétrique proposée par Jaeger et al.

(P. De Jaeger 2011). proposent un modèle géométrique des cellules qui sert de base à une analyse macroscopique. Les auteurs attachent un intérêt particulier aux brins à cause de leur influence sur les propriétés thermophysiques et mécaniques. Leur modèle prend en compte la variation du rayon d'ouverture des brins ainsi que la porosité. La mousse est générée en plaçant les brins aux arêtes d'un tétraédre. La forme du pore est quant à elle gérée par les axes principaux du tétraédre. Les auteurs proposent de déterminer ces paramètres d'entrée du modèle à partir de microtomographies, en mesurant les axes principaux des ellipsoïdes inclus dans les pores ainsi que le diamètre de pore équivalent et la section moyenne des brins. Ils développent un modèle similaire à celui décrit plus haut, mais où le brin n'est plus prismatique de section simple mais une forme paramétrée, qui permet de déterminer la surface spécifique et la porosité d'une mousse à partir de données géométriques telles que le diamètre de pore, l'élongation du pore, le diamètre de brin et la forme des brins. Ils remontent au volume du solide à partir de la connaissance des longueurs moyenne et de la section moyenne de brins obtenus par tomographie. La surface spécifique est, quant à elle, obtenue à partir de l'intégration des surfaces des brins sur tout le volume. Les auteurs obtiennent un bon accord de leur modèle avec les mesures de porosité et de surface spécifique de la littérature ou mesurées sur leurs mousses. Les paramètres de leur modèle permettent de retrouver la surface spécifique d'une cellule de Kelvin à 2% près.

Les descriptions géométriques des mousses ont évolué depuis une trentaine d'année avec les moyens et techniques d'observation. Aujourd'hui, il existe des moyens performants de mesure des paramètres géométriques d'une mousse indépendamment de ses propriétés thermophysiques. Pour relier les deux, le problème est qu'il n'existe pas suffisamment de variantes de mousses du point de vue expérimental. En effet, les paramètres géométriques influant sur les phénomènes physiques sont nombreux (diamètres de brins, de pore, leurs formes, la surface spécifiques, la tortuosité...) et il n'existe pas assez d'échantillons de mousses présentant des variations indépendantes de ses caractéristiques (par exemple de la porosité à D_p constant) pour effectuer des études systématiques. De plus, il existe une forte interdépendance des paramètres géométriques entre eux, et ces dépendances sont liées au procédé d'élaboration.

Nous avons choisi de classer l'analyse de l'état de l'art par propriétés physiques, sujet principal de l'étude. Bien évidemment, il existe des modèles géométriques se recoupant et utilisés pour l'évaluation de plusieurs propriétés physiques. Certains auteurs ayant étudié les transferts couplés en particulier.

2.3.3 *Lois d'écoulement*

2.3.3.1 *Définitions*

La perte de charge d'un fluide en écoulement dans un milieu poreux correspond à la perte d'énergie mécanique de celui-ci. Les phénomènes à l'origine de cette perte de charge sont les frottements visqueux, les forces de pression appliquées à la matrice solide et les accélérations et décélérations du fluide (Whitaker 1999). A l'échelle macroscopique, il en résulte une diminution de la pression totale entre l'entrée et la sortie d'un canal à mousse dans lequel s'écoule un fluide. En général, les configurations de mesure présentent des sections d'entrée et de sortie égales. La différence de pression totale est alors égale à la différence de pression statique. De plus les faces d'entrée et de sortie sont, en général, parallèles, le gradient de pression macroscopique est alors défini comme la différence de pression entre les deux faces rapportée à la distance les séparant.

À l'échelle macroscopique, trois formes de lois d'écoulements sont principalement utilisées pour décrire les pertes de pression lorsqu'un fluide s'écoule dans un milieu poreux. Les lois de Darcy (Darcy 1856) et de Forchheimer (Forchheimer 1901) sont les deux lois les plus couramment utilisées (Bonnet 2007).

Historiquement, ces lois ont toutes les deux été validées par l'expérience, pour des écoulements dans des milieux de type « lit de grains » ou la porosité n'excède pas 50 %. Plus récemment, quelques auteurs ont montré par la voie du calcul théorique que, dans certaines conditions d'écoulements, la dépendance de la perte de pression était cubique avec la vitesse d'écoulement. (Whitaker 1986; Firdaouss, Guermond et al. 1997) valident, par ailleurs, leur concept de loi d'écoulement (dite loi cubique) avec les données expérimentales de (Hazen 1895) et (Chauveteau 1965).

Dans le modèle de Darcy, la perméabilité K caractérise la résistance du milieu poreux à l'écoulement. Elle relie avec la viscosité dynamique le gradient de pression moyen $\frac{\Delta P}{dz}$ à la vitesse superficielle U . Par définition même du modèle, la valeur du paramètre de «perméabilité» est indépendante de la nature du fluide utilisé. Elle n'est fonction que de la géométrie du milieu poreux. Cette loi est généralement utilisée pour les écoulements à faible nombre de Reynolds où les effets visqueux sont prépondérants.

$$-\frac{\Delta P}{dz} = \frac{\mu}{K} U \quad (9)$$

Où μ (Pa/s) est la viscosité dynamique du fluide, U (m/s) sa vitesse superficielle et K (m^2) la perméabilité du milieu poreux.

Dans le cas d'un écoulement à plus haut régime, l'apparition des effets inertiels conduit à l'ajout d'un deuxième terme les prenant en compte et variant avec le carré de la vitesse.

$$-\frac{\Delta P}{dz} = \frac{\mu}{K} U + \beta \rho U^2 \quad (10)$$

Où β (m^{-1}) est le coefficient inertiel qui tout comme la perméabilité ne dépend que la géométrie de la mousse, ρ (kg/m^3) est la densité du fluide en écoulement.

2.3.3.2 Etat de l'art

(Fourie and Du Plessis 2002), dans leurs travaux analytiques sur la perméabilité et le coefficient inertiel, ont considéré une cellule sous la forme d'une cellule de Kelvin; les fibres sont prises comme des prismes triangulaires et les jonctions de fibres comme des tétraèdres tronqués. (Richardson, Remue et al. 2003) proposent aussi une cellule élémentaire tridimensionnelle des mousses métalliques basée sur une structure de cellule de Kelvin. A partir de cette représentation, l'auteur fixe les dimensions de la cellule unitaire représentative (CUR). En utilisant la méthode des écoulements autour d'obstacles, et en orientant la (CUR) d'une manière à tenir compte de l'orientation arbitraire des fibres, des expressions analytiques de la perméabilité et du coefficient d'inertie sont établis.

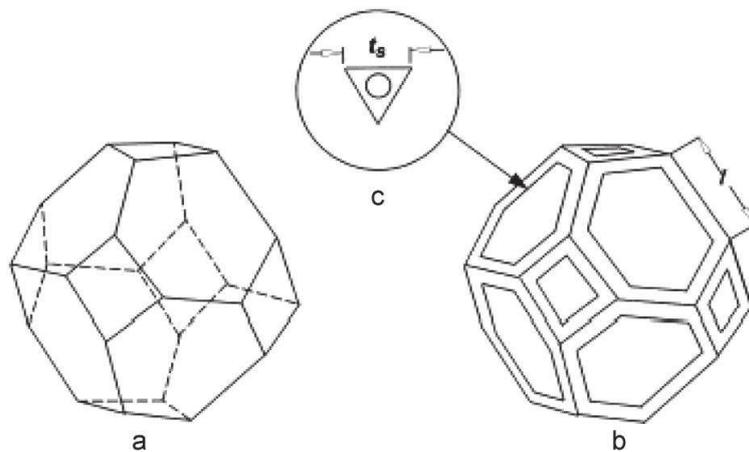


Figure 15. Modèle de Richardson et al.

(Bonnet 2007) et (Mahjoob and Vafai 2008) présentent des synthèses de corrélation de perte de charge dans les mousses ou dans les échangeurs à mousse. Les corrélations présentées sont des fonctions de plusieurs paramètres géométriques divers comme le diamètre de pore et la porosité (Richardson, Peng et al. 2000; Moreira, Innocentini et al. 2004; Tadriss, Miscevic et al. 2004; Liu, Wu et al. 2006), de la tortuosité (Du Plessis, Montillet et al. 1994; Fourie and Du Plessis 2002) ou même du grade de la mousse (Dukhan 2006). Certains auteurs proposent de corréler le coefficient inertiel à la perméabilité, (Paek, Kang et al. 2000) par exemple.

Le principal problème de ces corrélations est qu'elles sont difficilement transposables à d'autres mousses que celles étudiées. Elles permettent d'obtenir une bonne approximation des pertes de charge mais les paramètres géométriques ne prennent pas en compte la texture de différent type de mousse. Le grade par exemple n'est pas du tout adapté, il dépend fortement du manufacturier. La définition et la mesure des diamètres de pore équivalents restent problématiques, comme illustrée par la dispersion des résultats de perte de charge (Bonnet 2007). En outre, même pour des cellules de même taille de pore, de topologies très similaires et de porosités égales, le coefficient de perte de charge peut varier d'un ordre de grandeur (Hugo and Topin 2011). La Figure 16 montre les coefficients de frottement obtenus pour différentes mousses. Les mousses sont générés à partir d'empilement de sphères interconnectées. Elles ont quasiment la même porosité et ont le même diamètre de pore moyen. Nous observons cependant jusqu'à un ordre de grandeur de différence sur le coefficient de frottement. La différence essentielle entre les échantillons est la forme des pores. L'empilement de sphères est étiré et comprimé de manière à conserver la porosité et le diamètre de pore moyen.

Enfin l'utilisation de la tortuosité ne semble pas pertinente car la tortuosité de la phase fluide est quasiment égale à 1 pour toutes les mousses étudiées (Topin 2006). En ce qui concerne l'utilisation de la perméabilité pour déterminer le coefficient inertiel, les phénomènes physiques n'étant pas les mêmes, les corrélations établies pour un type de mousse ne sont pas généralisables.

2.3.3.1 *Conclusions*

La littérature propose de nombreuses corrélations donnant la perméabilité et/ou le coefficient inertiel en fonction de paramètres géométriques. Ces lois permettent d'obtenir des tendances générales en fonction de paramètres génériques (Porosité, diamètre de pore, ex : $K \sim D_p^2$) et ont été pendant longtemps satisfaisantes pour prédire l'ordre de grandeur des gradients de pression.

Aujourd'hui, les applications utilisant les mousses nécessitent une connaissance plus fine des phénomènes et l'utilisation de corrélations plus précises en termes de prédictions.

De plus, les contraintes d'utilisations des mousses nécessitent une optimisation topologique, en particulier, en ce qui concerne les pertes de charges, il est donc nécessaire de disposer de relations quantitatives reliant leur forme aux gradients de pression. Or, si chaque étude propose des coefficients d'ajustement des corrélations spécifiques aux types de mousses

utilisées, il n'existe pas de données reliant explicitement les paramètres de formes à la perte de charge.

Les coefficients d'ajustement pour chaque catégorie de mousse proviennent des différents paramètres géométriques (taille de brins, formes des pores et des brins, tortuosité...) influant sur les gradients de pression. L'interdépendance des ces paramètres (ex : la surface spécifique varie avec la forme des brins, taille de pore...) et le peu d'échantillons disponibles font qu'il n'existe pas de lois généralisables à tous les types de mousses.

Il semble donc nécessaire, tant d'un point de vue applicatifs que scientifiques, de générer une base de données d'échantillons sur laquelle nous pourrions étudier *individuellement* l'influence de chacun des paramètres géométriques sur les lois d'écoulement.

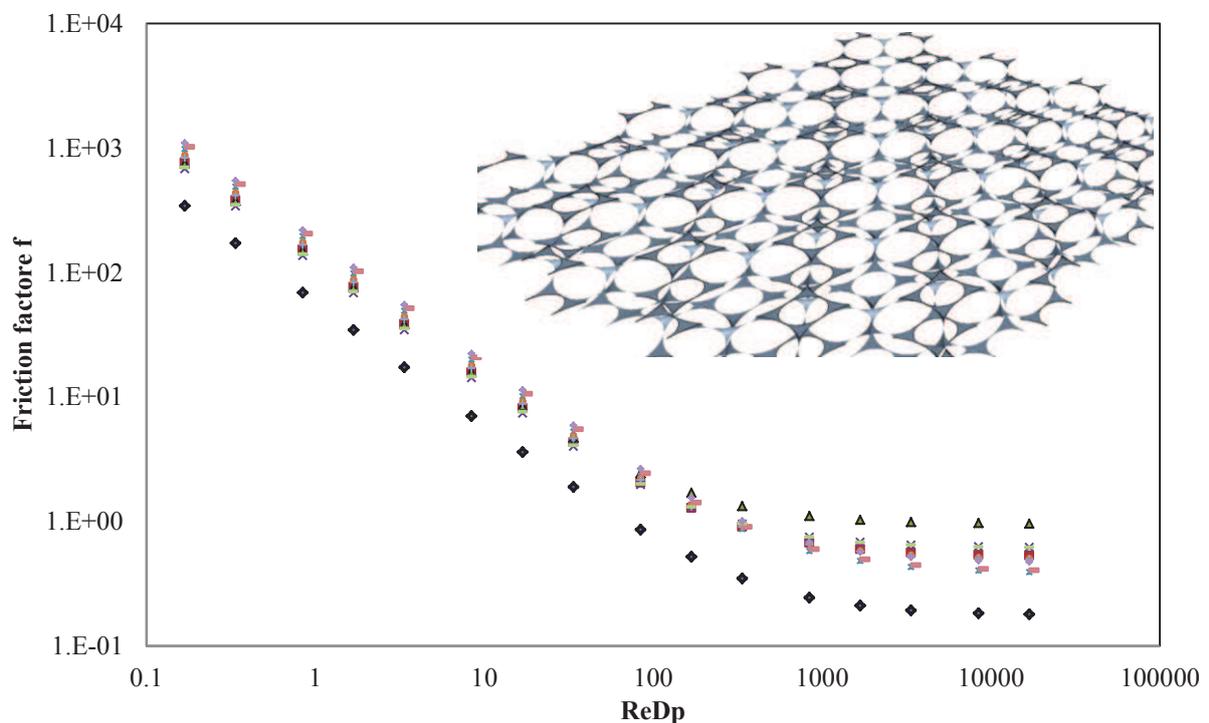


Figure 16. Coefficient de perte de charge en fonction du nombre de Reynolds. Longueur caractéristique utilisée : diamètre de pore. Chaque mousse a la même porosité et le même diamètre de pore équivalent. Les échantillons sont obtenus à partir d'empilements de sphères interconnectées qui sont ensuite étirés. L'image en encadré représente l'échantillon virtuel, la partie grisée étant la phase solide.

Tableau 4. Synthèse des corrélations de perte de charge dans les échangeurs à mousse.

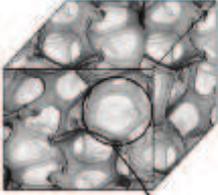
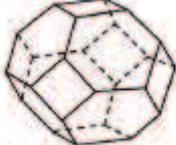
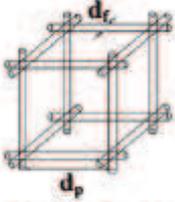
Category	References	Correlation
<p>Category I: Microstructural based correlations for metal foam heat exchangers</p>   <p>Tetrakaidecahedron unit cell model</p>  <p>Cubic unit cell model</p>	Paek et al. [47]	$\frac{(\Delta P/L)\sqrt{K}}{\rho u^2} = f = \frac{1}{Re_x} + 0.105 - \frac{\mu}{\rho u \sqrt{K}} + 0.105$
	Liu et al. [31]	For $30 < Re_{ds} < 300$: $f = 22 \frac{1-\varepsilon}{Re_{ds}} + 0.22$ For $Re_{ds} \geq 300$: $f = 0.22$
	Du Plessis et al. [37]	$Re_{ds} = \frac{D_p \rho u}{\mu} (1-\varepsilon) = \frac{6 \rho u}{\mu S_v} (1-\varepsilon) = \frac{3 \rho u d_p}{2 \mu \chi} (1-\varepsilon)^2$ $\frac{\Delta P}{L} = f \frac{\rho u^2}{D_p} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon^3}$
	Calmidi [39]	$\frac{K}{d^2} = \frac{\varepsilon^2}{36 \chi (\chi - 1)}$ $F = \frac{2.05 \chi (\chi - 1) \sqrt{K}}{\varepsilon^2 (3 - \chi) d}$
	Calmidi [39]	$\frac{K}{d_p^2} = 0.00073(1-\varepsilon)^{-0.220} \left(\frac{d_p}{d_p}\right)^{-1.111}$ $F = 0.00212(1-\varepsilon)^{-0.220} \left(\frac{d_p}{d_p}\right)^{-1.60}$
	Bhattacharya et al. [40]	$F = 0.095 \frac{C_{D(\chi-0.85)}}{12} G^{-0.88} \sqrt{\frac{\varepsilon}{3(\chi-1)}} \left(1.18 \sqrt{\frac{(1-\varepsilon)1}{3\pi G}}\right)^{-1}$ $C_{D(\chi-0.85)} = 1.2$
	Dukhan [32]	For $0.85 < \varepsilon < 0.97$: $G = 1 - e^{-0.10/0.85\varepsilon}$ For $\varepsilon \geq 0.97$: $G = 0.5831$
	Dukhan [32]	$K = a_1 \exp[b_1 \varepsilon]$ $F = (a_2 \varepsilon + b_2) \sqrt{K}$ a_1, a_2, b_1 and b_2 are constants.
	Tadrist et al. [64]	$K = \frac{\varepsilon^2 d_p^2}{\alpha(1-\varepsilon)^2}$ $\frac{F}{\sqrt{K}} = \frac{\beta(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 d_p}$ $\alpha: 100 - 865, \beta: 0.65 - 2.6$
	Fourie and Du Plessis [38]	$F = (3 - \chi)(\chi - 1) \frac{C_D \chi^4}{24 \varepsilon^3}$ $C_D = 1 + (10/Re_{ds}^{0.667}) = 1 + 10(\rho u d_p (\chi - 1)/2\mu)^{-0.667}$
Calmidi and Mahajan [36]	$Nu_{ds} = \frac{h_c d_p}{k_s} = C_1 Re_{ds}^{0.3} Pr^{0.37} = C_1 \left(\frac{\mu d_p}{\mu}\right)^{0.3} Pr^{0.37}$ ($C_1 = 0.52$)	
Shih et al. [65]	$Nu_{ds} = \frac{h_c D_p}{k_s} = a Re_{ds}^b = a \left(\frac{\rho u D_p}{\mu}\right)^b$ a and b are constants.	

Tableau 5. Analyse des données de la littérature. Corrélations entre paramètres morphologiques et paramètres d'écoulement (Bonnet 2007). Les paramètres utilisés dans la littérature ne sont pas suffisants pour généraliser les mousses en termes de perte de charge.

Auteur	Loi d'écoulement	Modèle morpho/écoulement
(Ashby, Evans et al. 2000)	Inertiel pur	$\frac{\Delta P}{L} = \xi \frac{1}{a} \left[\frac{\nu_a^m \rho_a}{(1-\alpha)^{2-m}} \right] V_f^{2-m} d^{-m} \quad a = 1.24d \sqrt{\frac{3\pi}{\rho_{rel}}}$
(Despois and Mortensen 2005)	Darcy	$K = \frac{\Delta r^2}{\pi} \left[\frac{\Delta - \Delta_0}{3(1-\Delta_0)} \right]^{3/2}$
(Du Plessis, Montillet et al. 1994)	Forchheimer	$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{K} u + \beta \rho u^2$ $\frac{K}{d^2} = \frac{\varepsilon^2}{36\chi(\chi-1)}$ $f = \beta \sqrt{K} = \frac{2.05\chi(\chi-1)\sqrt{K}}{\varepsilon^2(3-\chi) d^2}$
(Dukhan 2006).	Forchheimer	10PPI : $K = 10^{-8} (0.0013e^{0.0955\varepsilon})$ 20PPI : $K = 10^{-8} (0.0009e^{0.0946\varepsilon})$ 40PPI : $K = 10^{-8} (8 \times 10^{-7} e^{0.1639\varepsilon})$ 10PPI : $C = 100(-2.3992\varepsilon + 222.51)$ 20PPI : $C = 100(-1.1461\varepsilon + 108.44)$ 40PPI : $C = 100(-0.6133\varepsilon + 58.362)$
(Liu, Wu et al. 2006).	Forchheimer	$f_k = 22 \frac{1-\varepsilon}{Re} + 0.22 \quad f_k = \frac{\Delta P}{L} \frac{D_p}{\rho u^2} \frac{\varepsilon^3}{1-\varepsilon}$
(Moreira, Innocentini et al. 2004)	Forchheimer	$\frac{\Delta P}{L} = \frac{\mu}{k_1} u + \frac{\rho}{k_2} u^2$ $k_1 = \frac{\varepsilon^3 d_{pore}^{0.264}}{1.36 \times 10^8 (1-\varepsilon)^2} \quad k_2 = \frac{\varepsilon^3 d_{pore}^{-0.24}}{1.8 \times 10^4 (1-\varepsilon)}$
(Richardson, Peng et al. 2000)	Forchheimer	$\frac{dP}{L} = \frac{\alpha S_v^2 \mu (1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3} u + \frac{\beta S_v \rho (1-\varepsilon)}{\varepsilon^3} u^2$ $\alpha = 9.73 \times 10^2 d_p^{0.743} (1-\varepsilon)^{-0.0982}$ $\beta = 3.68 \times 10^2 d_p^{0.7523} (1-\varepsilon)^{0.07158}$
(Tadrist, Miscevic et al. 2004)	Forchheimer	$\frac{\Delta P}{L} = \alpha \frac{(1-\varepsilon)^2}{\varepsilon^3 d_p^2} u + \beta \frac{(1-\varepsilon)}{\varepsilon^3 d_p} \rho u^2$

2.3.4 *Conductivité thermique effective*

2.3.4.1 *Définitions*

De manière générale, la conductivité effective, ou apparente, λ_{eff} est définie à partir d'une loi de Fourier macroscopique dont une définition plus précise est donnée dans la section §4.2.

$$\phi = -\lambda_{eff} \cdot \nabla T \quad (11)$$

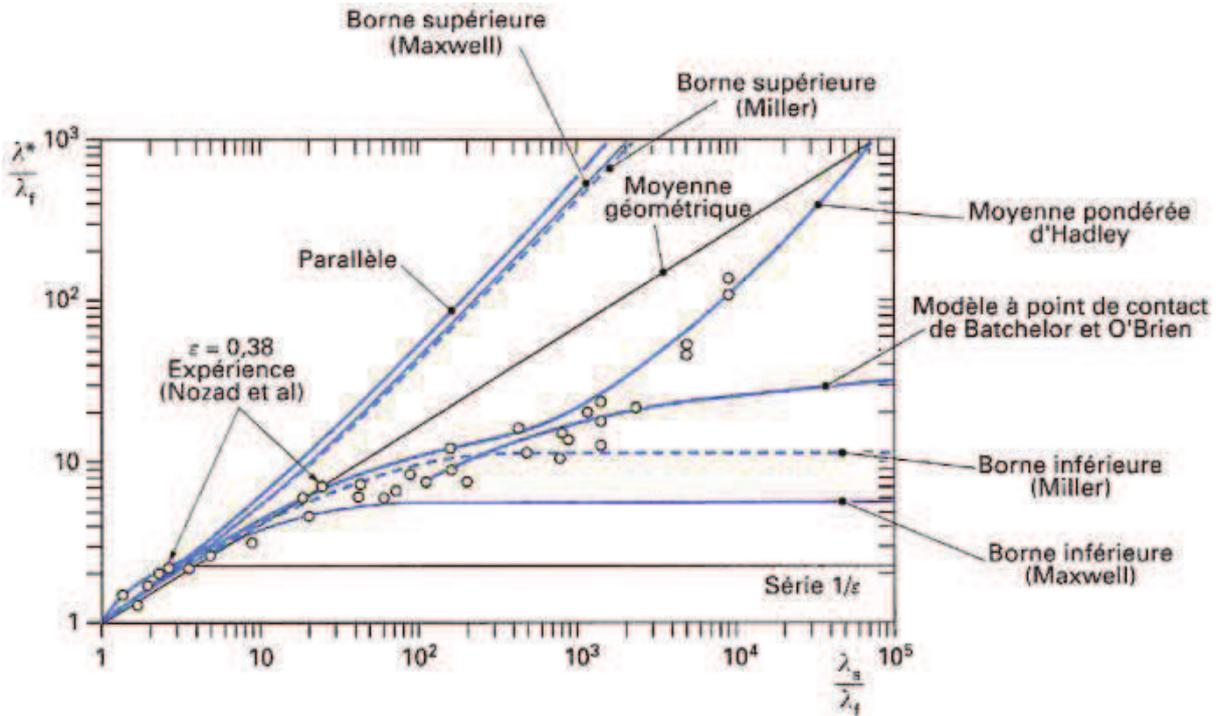


Figure 17. Conductivité effective en fonction du rapport des conductivités des phases fluide et solide d'après Bories and Pratt 1996.

La conductivité effective d'un milieu poreux (pour un fluide à vitesse nulle) se décompose en deux termes correspondant à la conductivité équivalente des deux phases mises en parallèles et un terme dû à la géométrie du milieu (tortuosité, connectivité des brins ...) et aux échanges locaux entre phases. La conductivité parallèle constitue la borne supérieure et la conductivité effective peut être reliée à cette dernière par l'ajout d'un terme de tortuosité. Ce dernier étant toujours négatif, la conductivité parallèle est bien la borne supérieure de la conductivité effective. La conductivité en série étant la borne inférieure.

$$k_{série} = \frac{k_{solide}k_{fluide}}{\epsilon k_{solide} + (1-\epsilon)k_{fluide}} \quad (12)$$

$$k_{parr} = \epsilon k_{fluide} + (1 - \epsilon) k_{solide} \quad (13)$$

$$k_{stag} = k_{parr} + k_{tor} \quad (14)$$

Le premier terme parallèle k_{parr} ne dépend que des conductivités intrinsèques de chaque phase et des porosités. Le deuxième terme k_{tor} dépend des conductivités de chaque phase et de la géométrie du milieu. k_{tor} dépend de la variation locale du champ de température

2.3.4.2 Etat de l'art

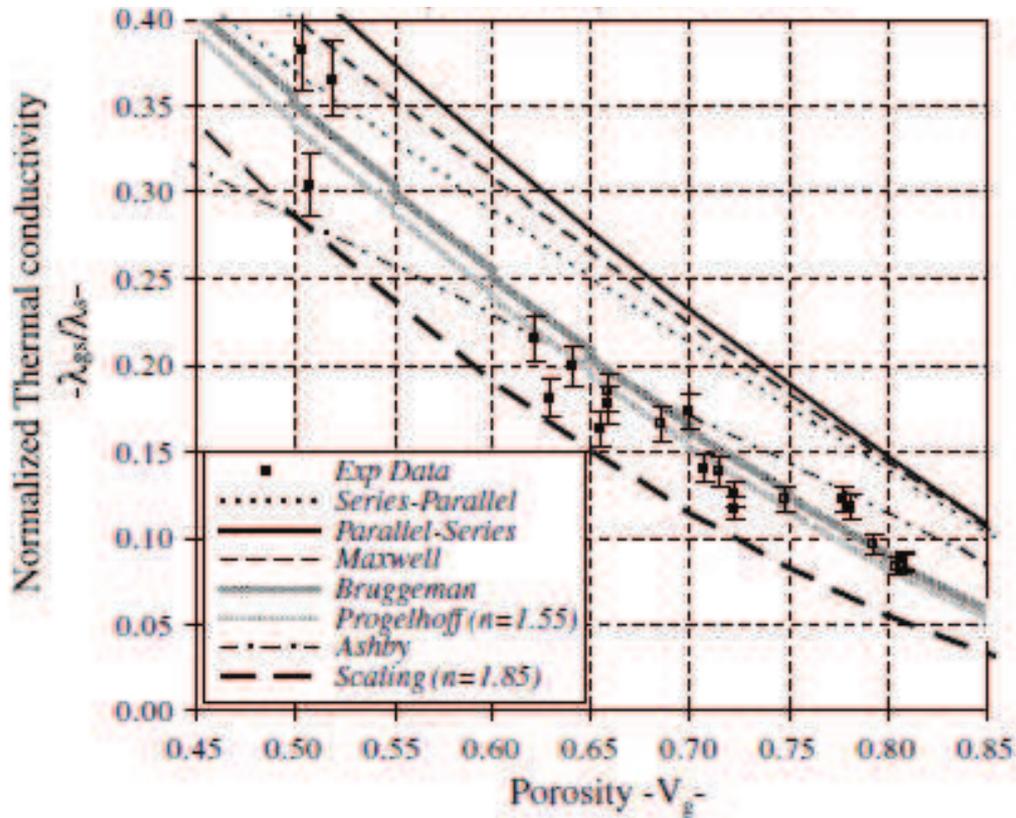


Figure 18. Mesures expérimentales de Solorzano et al. comparées aux modèles de la littérature.

La conductivité thermique apparente d'un milieu poreux est due à la fois aux phénomènes de conduction dans la matrice solide et dans la phase fluide et aux phénomènes radiatifs. Dans les travaux présentés dans ce mémoire, nous ne traitons uniquement que de la conduction. (Loeb 1954) présente une étude théorique corrélant la conductivité effective à la conductivité de la phase solide, à la taille des pores ainsi qu'à leur forme et leur distributions. Il montre que pour une distribution anisotrope et une orientation des pores donnée, le matériau poreux peut avoir une conductivité effective directionnelle et être complètement anisotrope.

Divers auteurs proposent des revues de la littérature donnant le rapport de conductivité effective sur la conductivité intrinsèque du solide en fonction du rapport de conductivité des deux phases. Usuellement les auteurs placent également les bornes supérieure et inférieure théoriques (Kaviany 1992).

Les résultats de conductivité effective –usuellement réduite par celle de la phase solide - sont généralement présentés en fonction de la fraction de solide du milieu poreux (Figure 18). La phase solide est, en effet, généralement beaucoup plus conductrice que la phase fluide et régit

donc les transferts conductifs macroscopiques. La Figure 19 montre l'influence de la phase fluide pour une mousse immergée dans de l'eau et dans de l'air. La conductivité effective peut être multipliée pas un facteur 4 pour de très fortes porosités.

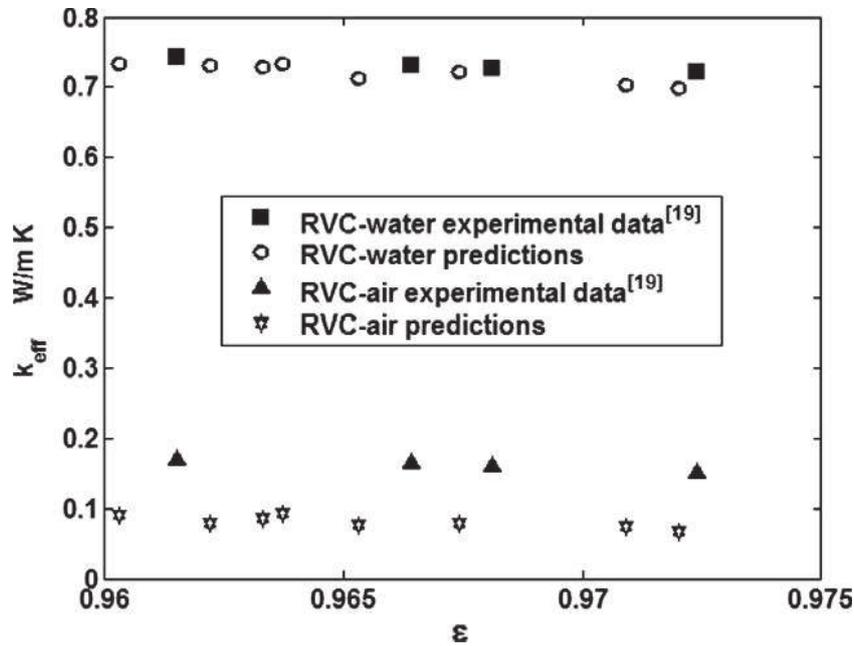


Figure 19. Prédiction de conductivité effective du modèle de Calmidi et Mahajan comparées à des données expérimentales pour une mousse plongée dans de l'eau et de l'air.

De nombreux auteurs ont développé des modèles pour prédire la conductivité thermique effective des mousses dans un régime de conduction pure. Ces modèles sont basés sur l'association de propriétés thermophysiques de la matrice solide et du fluide avec des propriétés morphologiques du milieu poreux comme par exemple la tortuosité, la porosité ou encore le rapport entre la taille des brins et de leurs jonctions (Calmidi and Mahajan 1999; Bhattacharya, Calmidi et al. 2002; Boomsma, Poulikakos et al. 2003).

Dans les travaux de (Lu, Stone et al. 1998), une CUR est prise sous la forme d'un simple cube avec des arêtes formés de cylindres pleins (Figure 20). (Decker, Möbbauer et al. 2001) proposent une caractérisation expérimentale détaillée et un modèle numérique des propriétés de transferts de chaleur et de masse dans les milieux fortement poreux pour absorbeur solaire ou bruleur poreux.

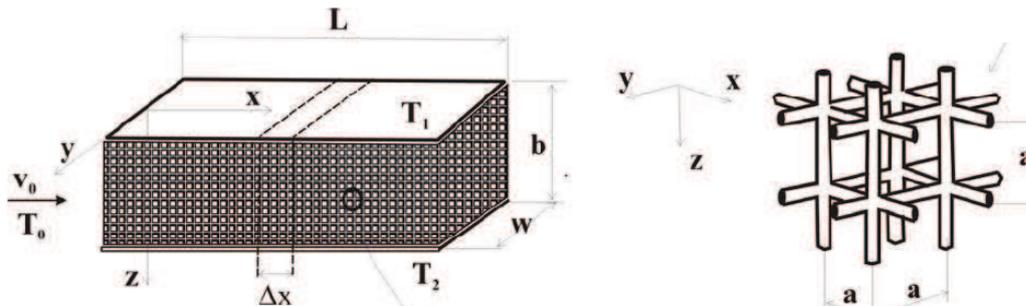


Figure 20. Modèle géométrique de Lu

(Calmidi and Mahajan 1999), pour la modélisation de la conductivité d'une mousse de forte porosité, ont considéré une structure bidimensionnelle constituée de cellules hexagonales. Les jonctions des fibres qui constituent les frontières de ces cellules, sont supposées carrée (Figure 21 -a).

(Boomsma and Poulikakos 2001) ont étendu leur étude unidimensionnelle des transferts de chaleur à la conductivité effective de la mousse métallique 3D. Sur la base d'une analyse du processus d'obtention des mousses et en appliquant le principe de la surface énergétique minimale, ils ont opté pour une CUR en forme de tétrakaïdécaèdre avec des arêtes cylindriques représentant les fibres. Les points d'intersections de ces fibres sont représentés par des morceaux de métal de formes cubiques (Figure 22). Dans leur étude numérique, ces auteurs ont opté pour une (CUR) développée par (Ahern, Verbist et al. 2005) . Celle-ci est constituée de huit cellules possédant des volumes égaux. Cette CUR est constituée de six polyèdres à 14 facettes (12 facettes pentagonales et deux facettes hexagonales), et de deux dodécaèdres présentant des facettes de formes pentagonales (Figure 23). Selon la porosité voulue, une partie de la surface du film entre les cellules est supprimée.

(Bhattacharya, Calmidi et al. 2002) ont établi des modèles analytiques pour le calcul des conductivités effectives et des coefficients de transport hydrodynamique des mousses métalliques. Ils ont considéré une CUR hexagonale qui ressemble à celle de Calmidi (1999) où les jonctions des fibres sont prises comme des formes circulaires planes (Figure 21-b).

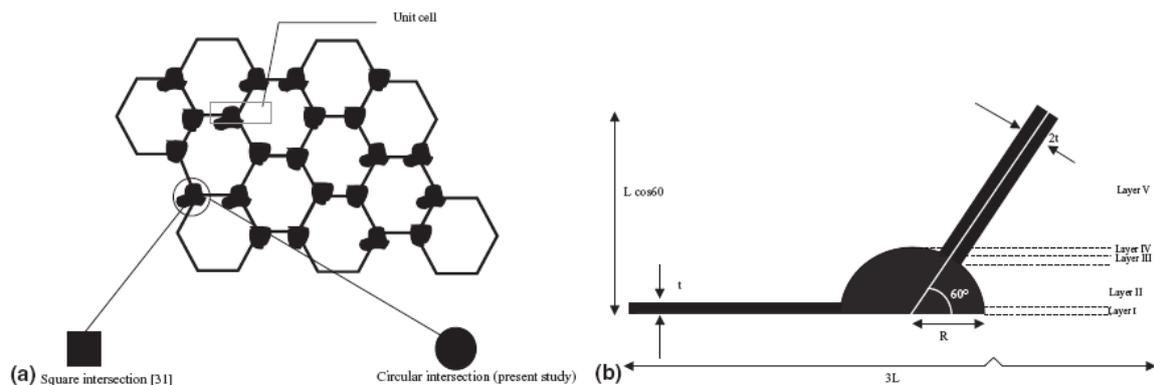


Figure 21. Modèle géométrique 2D de mousses à forte porosité présenté par (Bhattacharya, Calmidi et al. 2002). (a) Motif constitué d'hexagones pour le calcul analytique de conductivité effective. (b) Intersection des brins de la mousse représentée par un cercle.

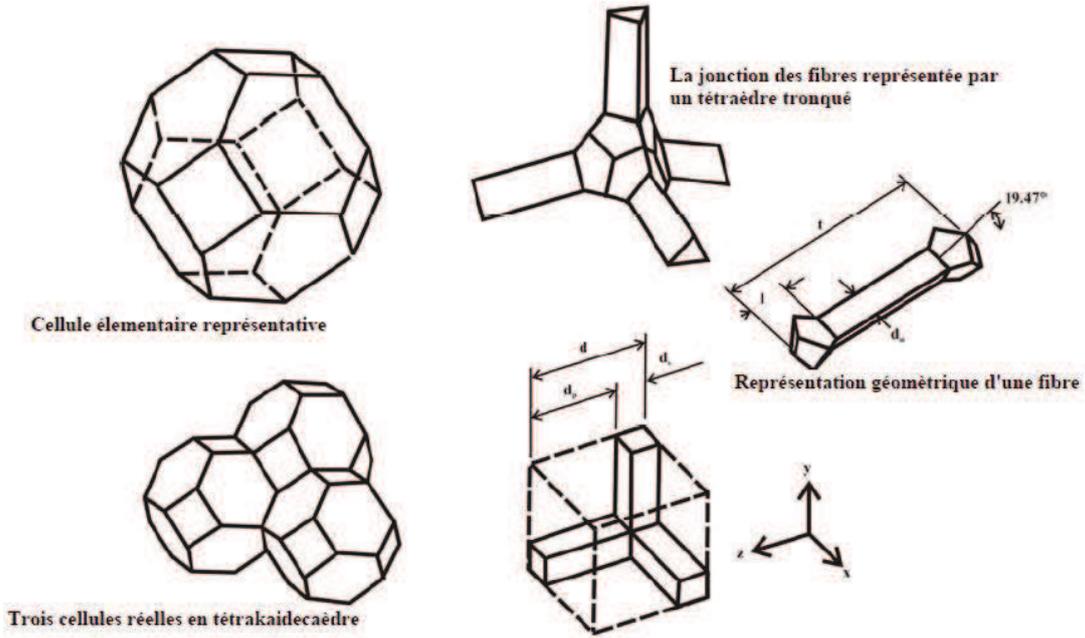


Figure 22 Modèle géométrique de Boomsma et al.

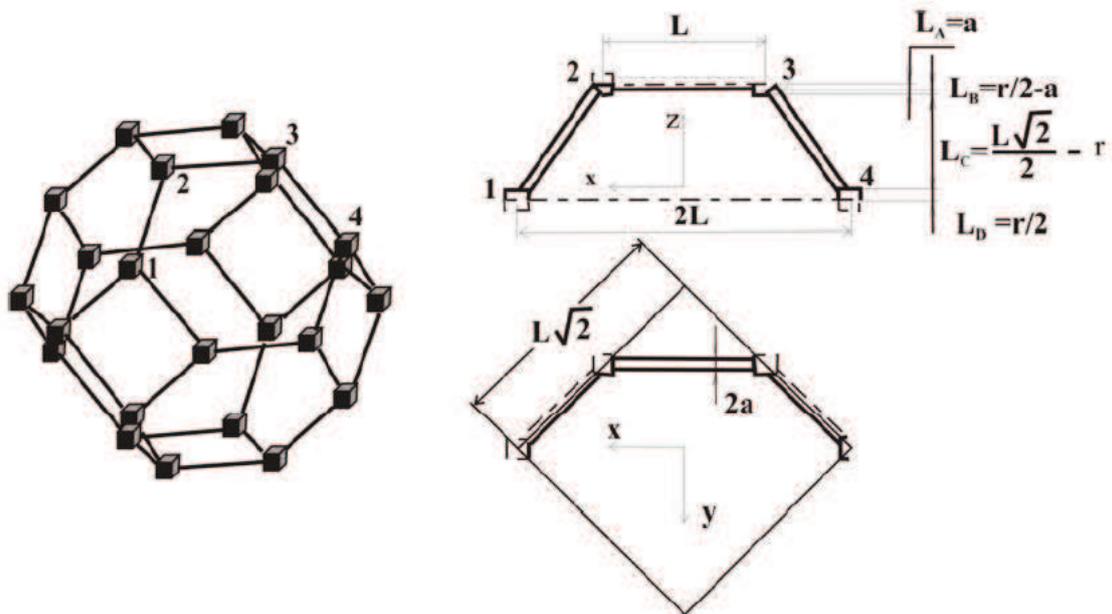


Figure 23. Modèle géométrique de Ahern et al.

(Pan, Pickenacker et al. 2002) ont développé une méthode de génération aléatoire pour reproduire la microstructure de mousses à pores ouverts par méthode numérique 2D. Les équations de transport d'énergie sont ensuite résolues sur ces réseaux (Figure 24) en utilisant une méthode numérique Boltzmann sur réseau. La conductivité thermique effective est ensuite calculée et comparé aux résultats expérimentaux.

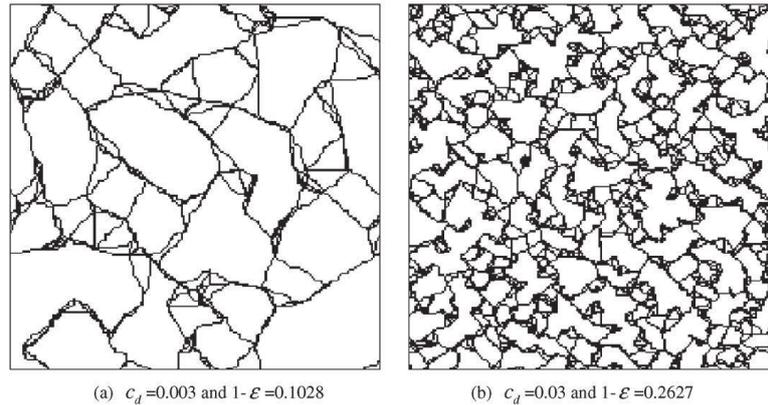


Figure 24. Modèle de mousse 2D aléatoire de Pan et al.

(Huu, Lacroix et al. 2009) proposent une structure géométrique de la phase solide des mousses métalliques basée sur un dodécaèdre pentagonal régulier (Figure 25). Ces auteurs déduisent des propriétés morphologiques ou thermophysiques effectives de la mousse telles que sa surface spécifique, sa porosité ou la perte de charge et la conductivité effective. Les valeurs obtenues sont comparées aux données expérimentales de la littérature avec un bon accord. Le modèle prend en compte différentes formes de brins (triangulaire, cylindrique) et les accumulations de solide à la connexion des brins. La connaissance de la porosité (comprise entre 75 et 98%) et du diamètre de brins moyens est suffisante pour déterminer plusieurs propriétés thermophysiques. Si les résultats semblent intéressants au premier abord, cette étude pose un problème conceptuel important, en effet le dodécaèdre pentagonal n'est pas un solide de Platon et ne pave donc pas l'espace. Elle ne peut donc en aucun cas être utilisée comme cellule unitaire périodique.

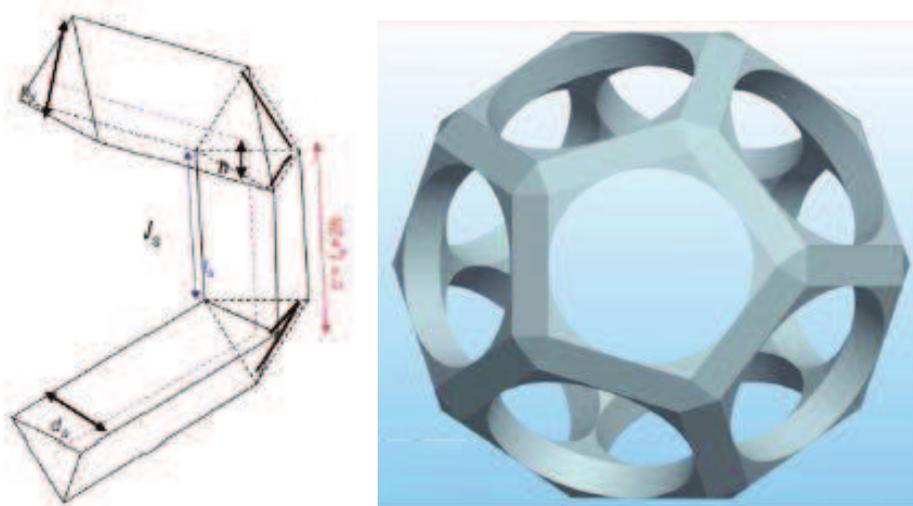


Figure 25 Modèle de Huu et al. Cette cellule ne pave pas l'espace.

(Yang and Nakayama 2010) ont étudié de manière analytique, les effets de la tortuosité et de la dispersion sur la conductivité effective thermique de milieux poreux saturés par un fluide. Une expression générale de la conductivité pour le fluide stagnant est donnée à partir d'une

cellule unitaire. Cette cellule est constituée de solides rectangulaires connectés entre eux par des brins arrangés en ligne (Figure 26).

$$k_{stag_{xx}} = \frac{\varepsilon k_f + (1-\varepsilon)k_s}{1 + \frac{(k_f - k_s)^2 \frac{1}{Ra_x} \left(1 - \frac{D_x}{H_x}\right) \frac{D_x}{Rb_x} + \frac{1}{Rb_x} \left(1 - \frac{C_y}{H_x}\right) \frac{C_y}{H_x} + \frac{1}{Rc_x} \left(1 - \frac{C_y}{H_x}\right) \frac{C_y}{H_x}}{\frac{1}{Ra_x} + \frac{1}{Rs_x} + \frac{1}{Rb_x} + \frac{1}{Rc_x} + \frac{1}{Rf_x}} \quad (15)$$

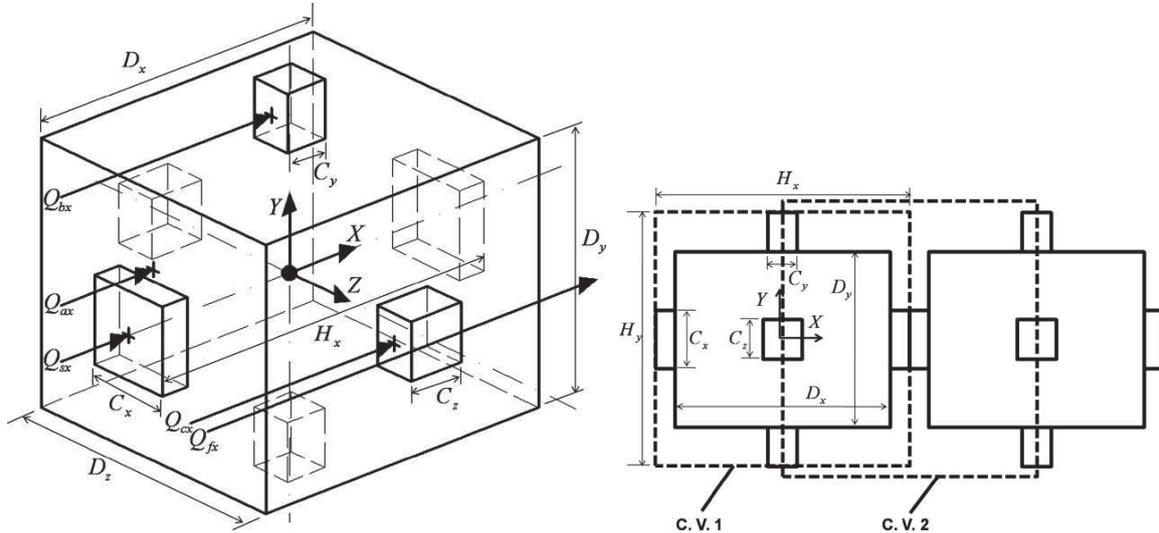


Figure 26. Cellule unitaire et volumes de contrôle.

2.3.4.3 Approche basée sur les structures réelles

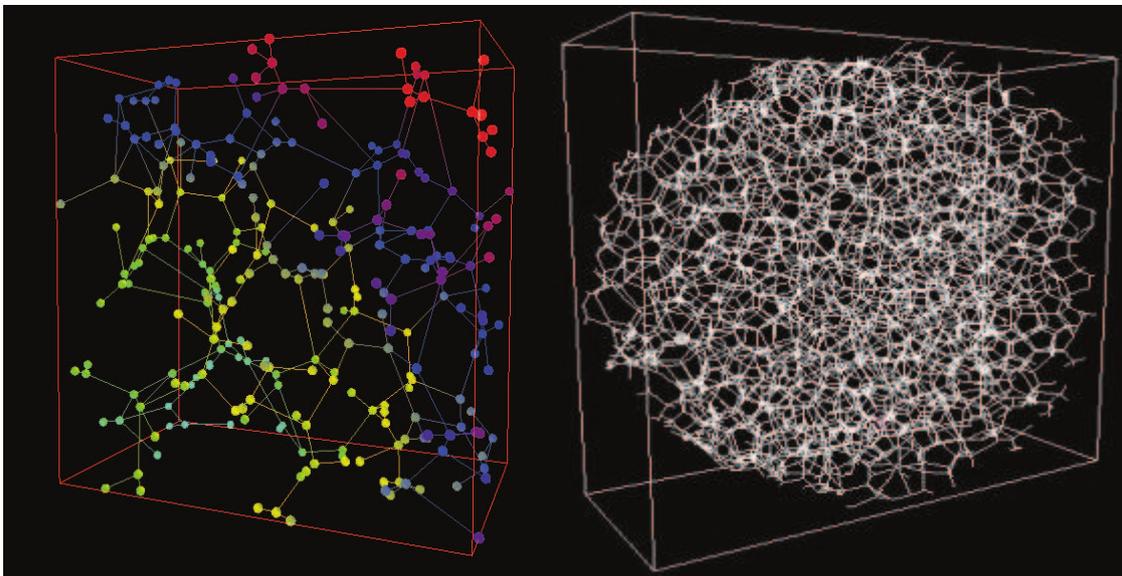


Figure 27 : Schématisation morphologique - réseau de brins interconnectés (Topin 2006; Vicente, Topin et al. 2006; Brun, Vicente et al. 2007)

Les travaux précédents ne tiennent pas compte de la morphologie réelle des mousses. (Vicente, Topin et al. 2006) proposent une segmentation en réseaux décrivant les différentes phases du milieu (solide/fluide) permettent la description des milieux en termes de géométries simplifiées et la mise en place d'outils de simulation des phénomènes de transferts. Ceci permet d'évaluer directement les relations entre les paramètres structuraux et les propriétés de

transport. La détection des embranchements de la matrice solide permet de la découper en éléments structurants (brins rectilignes, nœuds) à partir desquels ils fabriquent un réseau idéalisé : un squelette filaire centré à l'intérieur des brins. La contrainte principale à l'utilisation de méthodes classiques de squelettisation provient de la très forte résolution des images tomographiques. Il est en effet primordial d'assurer la continuité des brins solides, et ce malgré leur faible épaisseur (quelques voxels de diamètre). La distribution, relativement large des longueurs de brins montre bien l'écart entre la structure réelle de la mousse et les structures périodiques simplifiées pour lesquelles les longueurs de brins sont constantes (mono ou bimodales). De plus la longueur moyenne des brins est proche des longueurs des axes des cellules. (Topin 2006; Brun, Vicente et al. 2007) proposent une squelettisation similaire des mousses à partir des images tomographiées. Chaque brin est remplacé par un cylindre d'un diamètre permettant d'obtenir la porosité de la mousse. La tortuosité est conservée par l'orientation locale de cylindre. Cet outil permet d'effectuer des calculs rapides sur la matrice solide de la mousse afin d'obtenir le tenseur complet de conductivité effective en utilisant l'équation suivante.

$$\sum_{j=1}^{\text{Noeuds voisins}} \phi_{ij} = \sum -\frac{k_{\text{solide}}}{d_{ij}} S_{\text{brin}} (T_j - T_i) = 0 \quad (16)$$

Où ϕ_{ij} est le flux de chaleur traversant le brin i j , k_{solide} la conductivité intrinsèque du solide, d_{ij} la longueur du brin reliant les nœuds i et j , S_{brin} la section du brin, et T_i , T_j les températures aux nœuds i et j . Les bilans de flux de chaleur sur chacun des nœuds du réseau conduit à l'expression d'un système linéaire dont les inconnues sont les températures des nœuds. Les auteurs corrèlent notamment la conductivité mesurée dans chaque direction à la tortuosité directionnelle (Figure 28). Cette approche sur le squelette de la mousse a été reprise plus récemment par (Bodla, Murthy et al. 2010) qui arrive à des conclusions similaires sur l'utilisation de cette technique.

Nous montrons (Hugo, Roachat et al. 2010) qu'il est possible d'effectuer des simulations numériques à l'échelle du pore sur la topologie réelle de la mousse, de résoudre les équations de conduction de la chaleur à cette échelle (Figure 30) et d'extraire des champs locaux de flux de chaleur (Figure 31). Nous avons déterminé ainsi la conductivité effective de mousses reconstruites à partir de tomographies 3D. Bodla et al montrent également qu'il est possible de réaliser des simulations numériques à l'échelle du pore pour déterminer la conductivité effective d'une mousse.

Nous avons utilisé cette technique de simulation numérique à l'échelle du pore pour comparer, avec un milieu homogène équivalent ayant les mêmes propriétés effectives, des résultats de mesures de diffusivité thermiques effectives dans les conditions expérimentales instationnaires (réponses en face arrière d'un choc thermique en face avant) (Hugo and Topin 2011), Figure 32. Nous montrons qu'en fonction de la durée d'expérience, les échantillons doivent avoir une taille minimale donnée pour être représentatif.

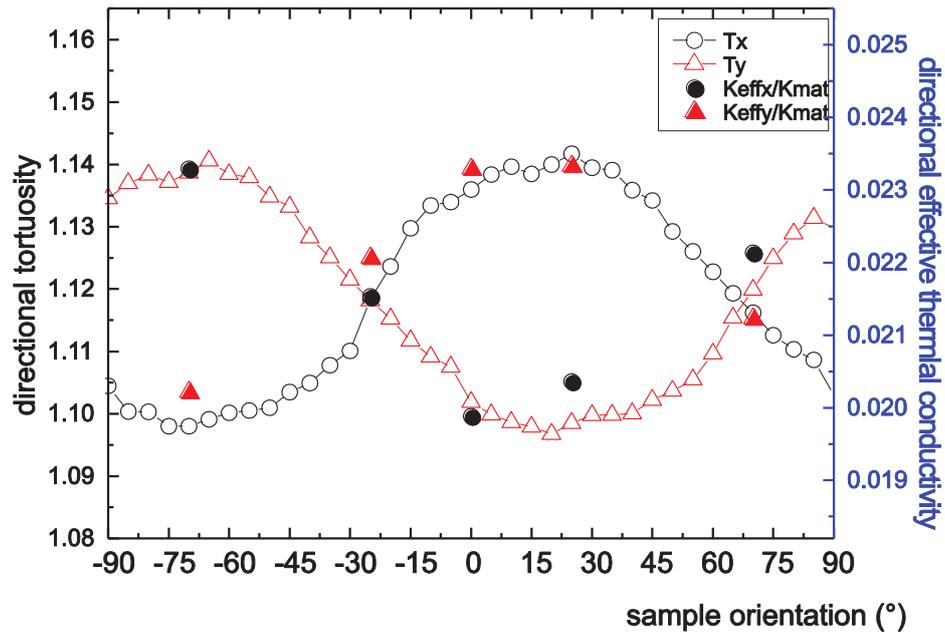


Figure 28. Conductivité effective directionnelle comparé à tortuosité directionnelle. Il y a clairement opposition de phase entre les deux grandeurs. Plus les matériaux seront tortueux, plus leur conductivité sera faible.

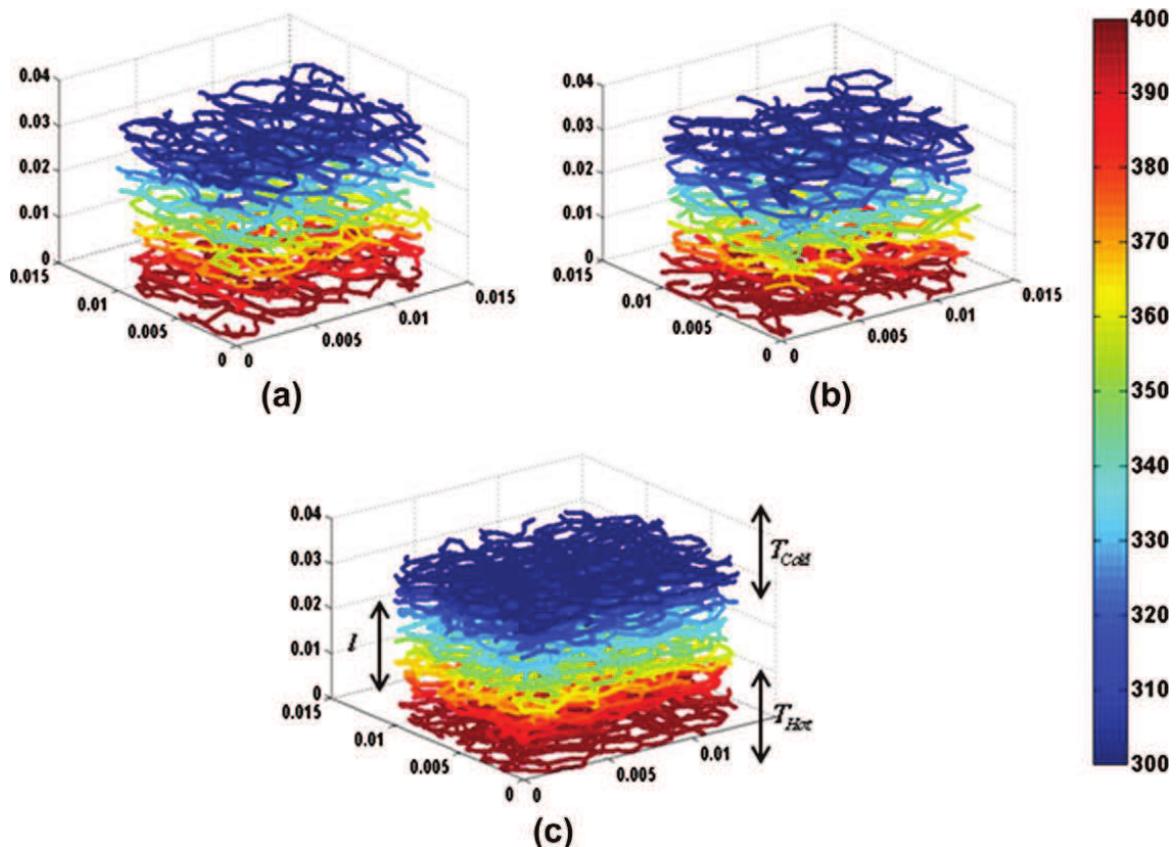


Figure 29. Transfert de chaleur par conduction dans un squelette de mousse. Bodla et al.

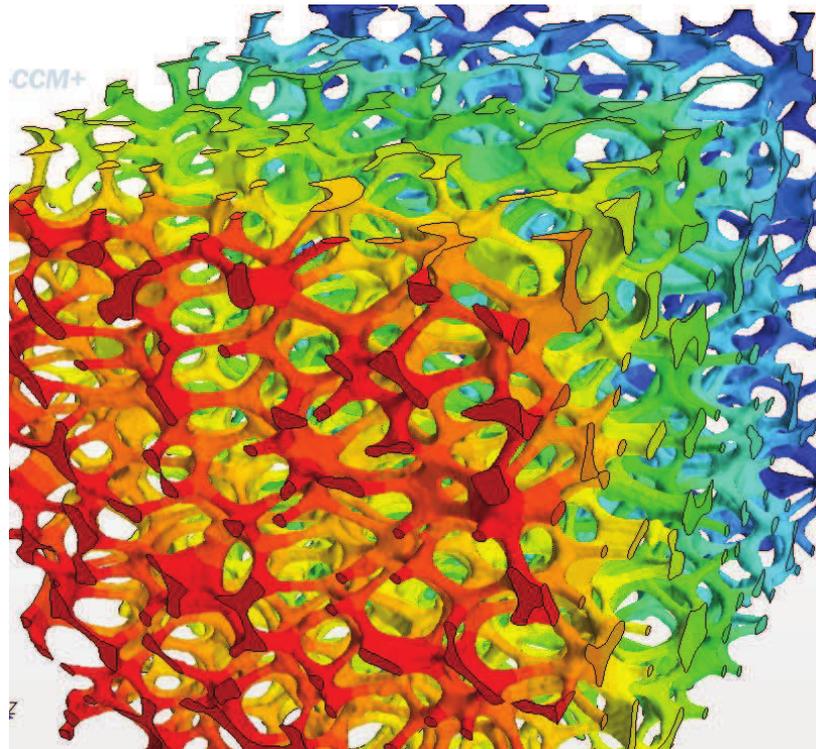


Figure 30. Simulation numérique des transferts de chaleur par conduction dans une mousse ERG20PPI reconstruite à partir de tomographies (Hugo, Rochat et al.).

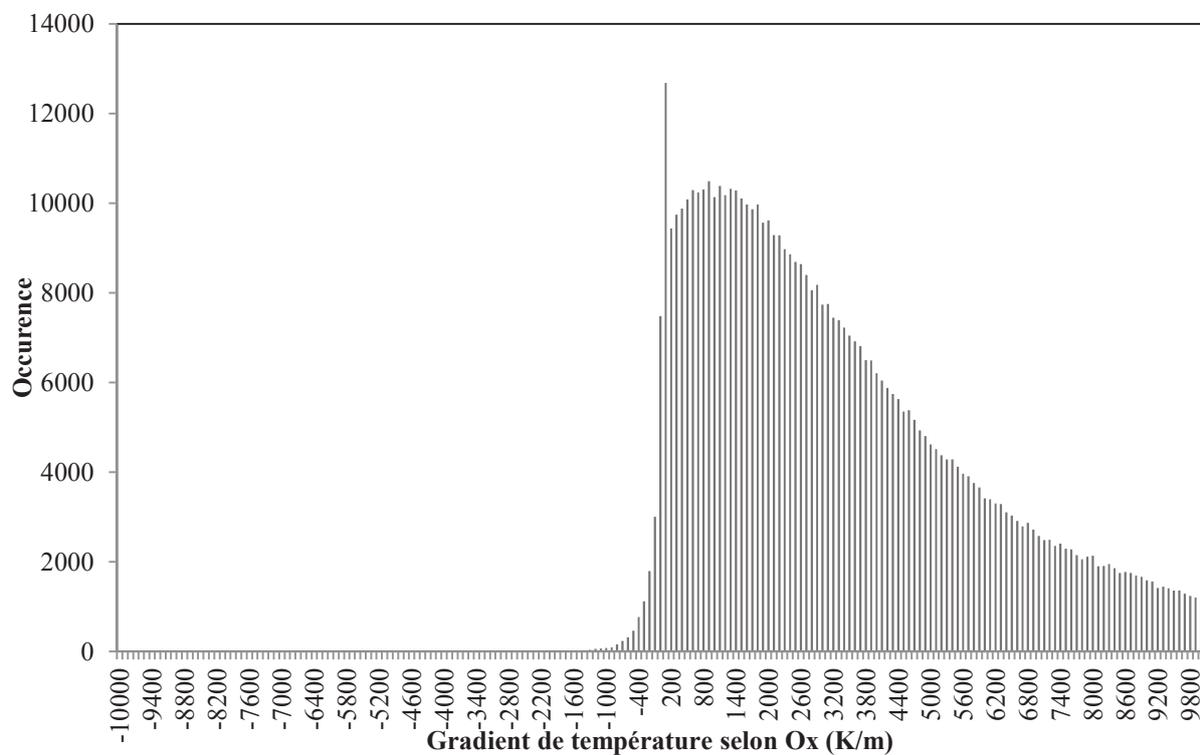


Figure 31. Distribution des gradients de température de la matrice solide selon l'axe principal du flux de chaleur Ox. (Hugo, Rochat et al.)

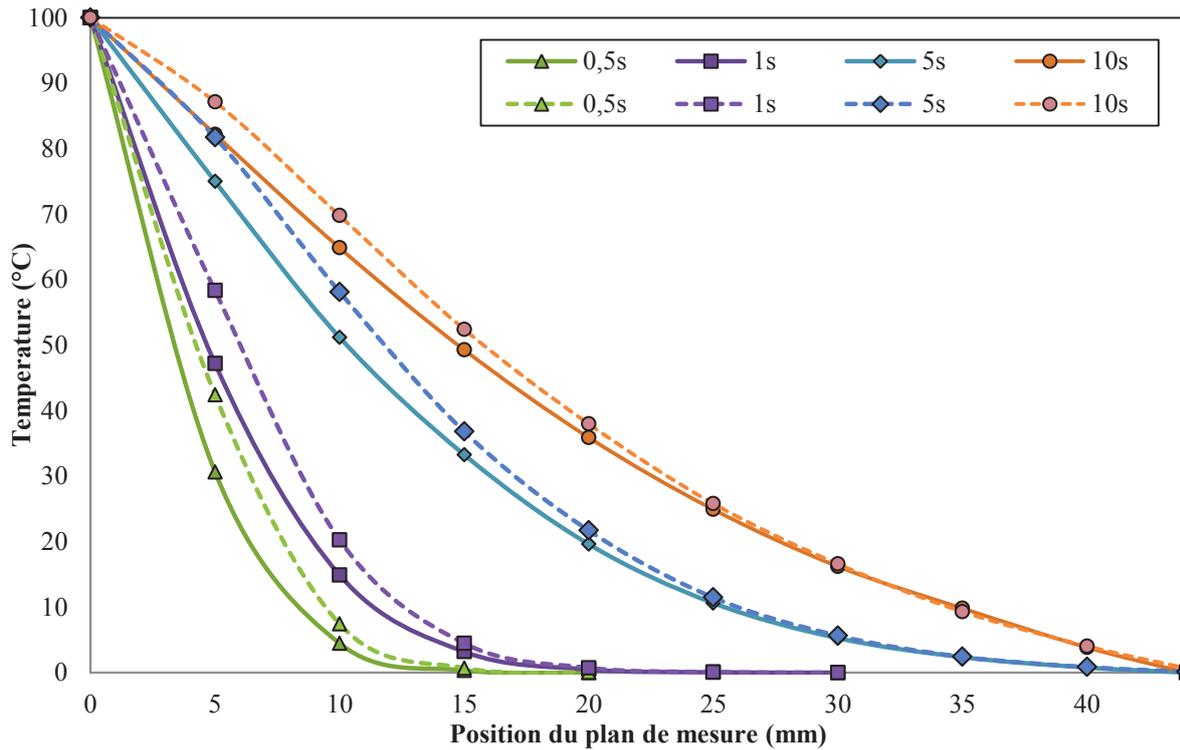


Figure 32. Profil de température moyen obtenu à $t=0.5, 1, 5$ et $10s$ pour une simulation numérique directe à l'échelle du pore sur une ERG20PPI (pointillés) et sur un milieu homogène équivalent ayant les mêmes propriétés effectives (trait continu). Conditions opératoires : à $t=0$, tout l'échantillon est à $0^{\circ}C$, la face de l'échantillon à $x=0$ est fixée à $100^{\circ}C$.

2.3.4.4 Méthodes de mesures

Expérimentalement, il existe plusieurs techniques de mesure de la conductivité effective de matériaux (cf. la revue de (Saleh A 2006) pour des matériaux faiblement conducteurs). Nous pouvons les classer en deux grandes catégories. Les méthodes stationnaires et instationnaires. Parmi les méthodes stationnaires, la plaque chaude gardée est la plus utilisée. Sur le principe, la méthode consiste à établir un gradient de température constant dans le temps sur deux faces opposées d'un échantillon, et de mesurer le flux de chaleur traversant l'échantillon. C'est cette technique que nous utiliserons dans les expériences numériques. Au plan expérimental, le problème principal de cette méthode demeure dans deux points principalement. Le premier est le temps d'établissement des gradients de température qui peut être long. De plus, le gradient imposé, doit être assez grand pour limiter les erreurs de mesures sur le flux de chaleur. Le deuxième point est la connaissance de la résistance de contact entre l'échantillon et les capteurs de flux de chaleur. Soit cette résistance est considérée comme négligeable, soit elle est connue. De plus l'échantillon doit avoir une section assez grande pour diminuer l'erreur de détermination du flux. Les difficultés évoquées ici n'existent pas du point de vue numérique ce qui en fait une technique performante pour travailler sur des échantillons virtuels. Dans le cas des mousses, il se pose également la question de la taille de VER à utiliser pour obtenir une bonne représentativité des mesures (cf. §3.2).

Les méthodes instationnaires (« transient techniques ») consistent, elles, à mesurer la réponse de l'échantillon à un flux ou à un échelon de température. Une des méthodes les plus utilisées est la méthode flash. C'est cette dernière que nous utilisons pour mesurer expérimentalement les conductivités (et/ou diffusivité) effectives de nos échantillons. Notons que dans toute notre étude nous relierons la diffusivité effective et à la conductivité effective. En effet nous considérerons que sur l'échelle d'un VER (en accord avec la Figure 32) la conductivité effective est constante et quelle peut être sortie du terme de divergence de l'équation de conduction macroscopique. Le lien entre la diffusivité effective et la conductivité effective se fait alors par la densité fois la capacité thermique équivalente (pondéré par la porosité de chaque phase).

(Rigollet, Topin et al. 2005; Fetoui, Albouchi et al. 2009) ont mis en place un dispositif expérimental en vue de mesurer la conductivité thermique des échantillons de mousses par une méthode photothermique instationnaire : réponse à un échelon de puissance dans une configuration monodimensionnelle. La source produit un flux uniforme sur la face avant de l'échantillon (initialement isotherme) pendant une durée contrôlée. Ils obtiennent un bon accord avec les données de la littérature (Figure 35).

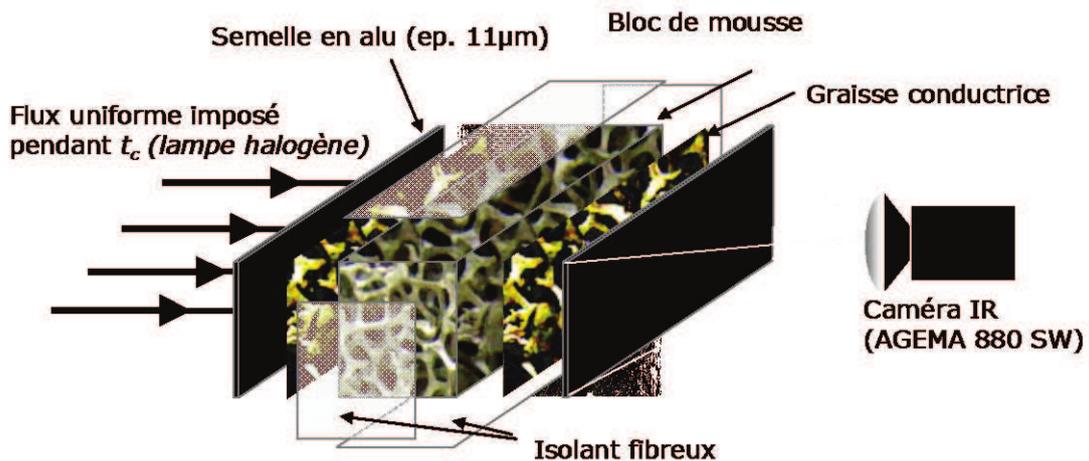


Figure 33. Schéma de principe du banc de mesure de la conductivité effective des mousses.

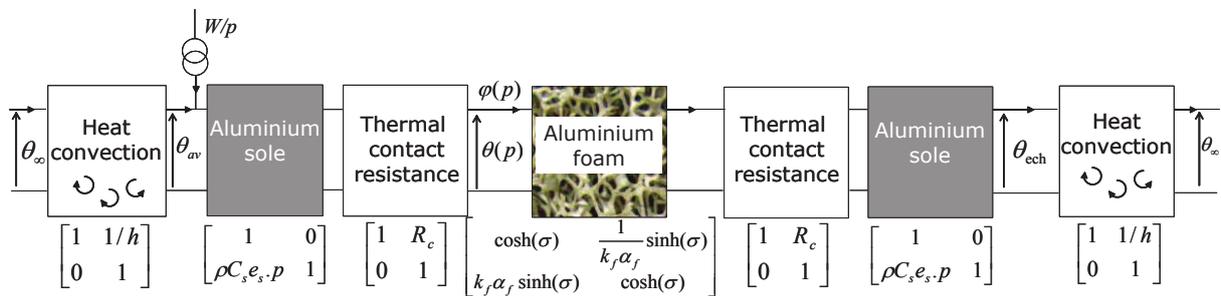


Figure 34. Modèle monodimensionnel multicouche (quadripôles) utilisé pour l'identification de la conductivité thermique.

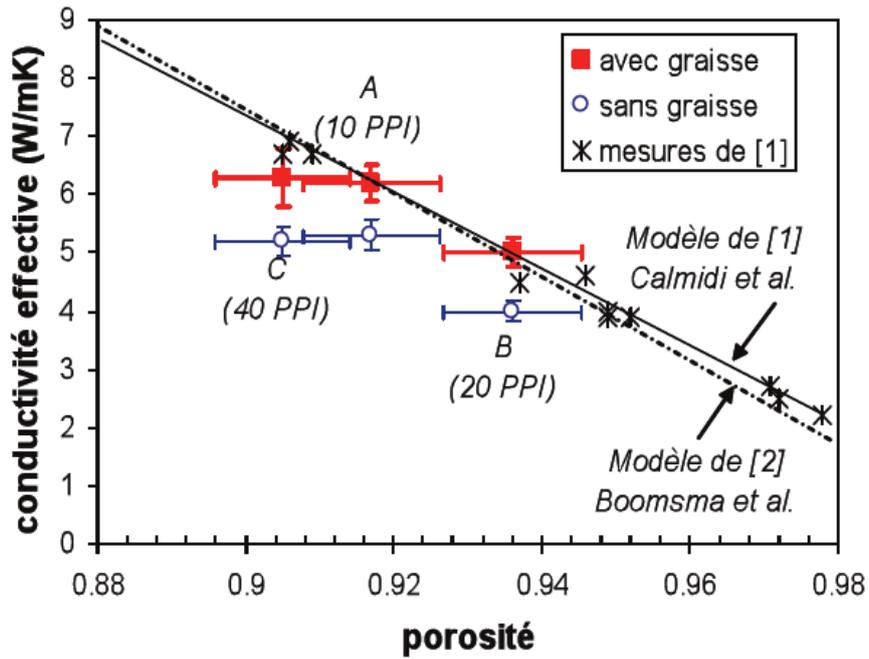


Figure 35. Mesures des conductivités effectives (Rigollet, Fetoui et al. 2005) de mousses ERG comparés au modèles classique en fonction de la porosité (Calmidi and Mahajan 1999; Bhattacharya, Calmidi et al. 2002). Mousses saturées en air

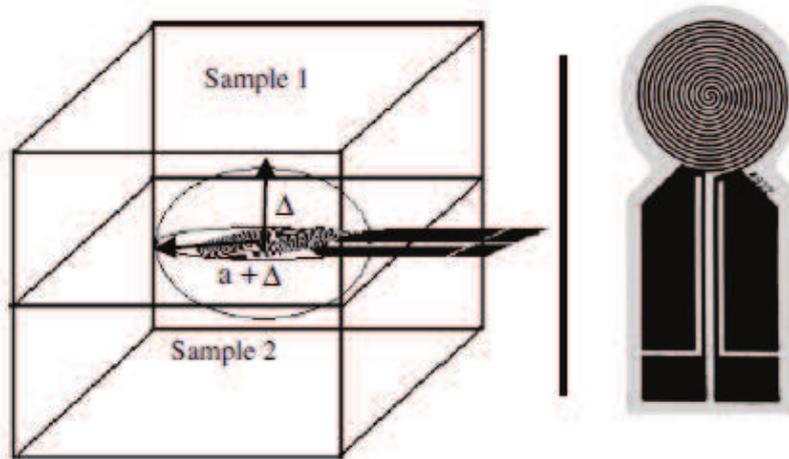


Figure 36. Schéma de principe de la mesure par plan chaud de la conductivité effective.

Il existe une autre méthode instationnaire, dite du fil chaud ou du plan chaud (TPS : Transient Plane Source). Cette méthode a été développée plus récemment et permet de mesurer simplement une large gamme de conductivité (0.02 – 400 W/mK). Elle consiste à placer un élément chauffant qui permet également de mesurer la température. L'élément est introduit entre deux échantillons ayant les mêmes caractéristiques. A un flux et une taille d'élément donnés, l'évolution de la température dans le temps permet de déterminer la diffusivité effective du matériau. (Solórzano, Reglero et al. 2008) ont effectué une série de mesure de conductivité effective en utilisant cette méthode sur une mousse de AlSi7. Ils ont montré que la conductivité dépend fortement de la porosité et de la zone de l'échantillon sur laquelle est réalisée la mesure. La méthode TPS est particulièrement sensible aux inhomogénéités locales

de la mousse. Les auteurs comparent leurs mesures aux modèles théoriques de la littérature avec un bon accord. Ils concluent que la plupart des modèles théoriques ne prennent en compte que la porosité et ne tiennent pas compte des déformations locales de la mousse. La forme des pores et des brins étant due aux procédés de fabrication (fonderie gravitaire, réplique etc.). La taille des pores et la porosité ont elles-mêmes un impact sur le procédé de fabrication et donc sur la forme locale des brins.

2.3.4.5 *Conclusions*

Les techniques expérimentales apportent uniquement des mesures de conductivité apparente et ne permettent pas d'atteindre les tenseurs de conductivité complets de la mousse. Dans le cas de mousse fortement anisotrope, les termes non diagonaux des tenseurs ne sont pas mesurés.

Les méthodes instationnaires sont très intéressantes car elles permettent de s'affranchir des résistances de contact entre les capteurs et l'échantillon dues semelles de fixation de l'échantillon sur le dispositif expérimental et permettent surtout de mesurer la conductivité effective sur une large gamme. Cependant, il n'existe pas de travaux sur les mousses traitant sur les tailles d'échantillons et temps de mesures nécessaires pour pouvoir faire l'équivalence entre la diffusivité apparente et la conductivité. De plus, nous avons vu que les inhomogénéités locales de la mousse influent fortement sur la mesure.

La simulation numérique directe permet de tenseurs complet de conductivité effective et de pallier à plusieurs limitations rencontrées expérimentalement. Ses limites sont liées uniquement à la l'obtention de la géométrie fine de la matrice solide (en particulier dans le cas de brins creux) et à la connaissance de la conductivité intrinsèque des phases.

D'un point de vue pratique enfin, les corrélations proposées relient la conductivité effective à la porosité sur des plages très restreintes sur lesquels il existe de fortes variations entre différents type de mousse, voire entre auteurs sur une mousse similaire. Les paramètres utilisés, comme la tortuosité, ne suffisent pas à généraliser les corrélations proposées.

De plus, les mesures expérimentales ne sont généralement effectuées que pour une différence faible de conductivité entre phases. La phase fluide n'est en général pas prise en compte. Cependant, il se pose la question de développement de convection naturelle générant un terme de dispersion (qui dépendra fortement de la taille des pores et de l'échantillon) et des transferts par rayonnement pouvant rendre une mesure non transposable. La propriété mesurée devient apparente et non effective.

D'une manière générale, nous pouvons tirer les mêmes conclusions que pour les lois d'écoulement. Il est nécessaire de disposer d'échantillons de référence.

2.3.5 *Dispersion thermique*

2.3.5.1 *Définitions*

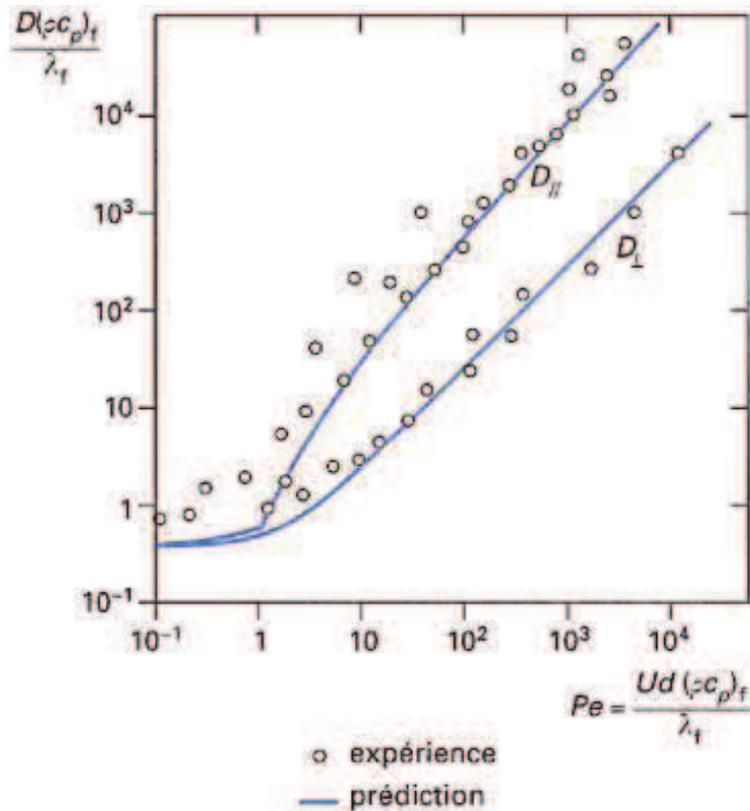


Figure 37. Variation de la conductivité effective d'un lit de billes normée par la conductivité du fluide en fonction de la vitesse d'écoulement (Bories and Prat 1996).

Nous considérons la dispersion dans sa forme la plus simple, c'est-à-dire comme le résultat des phénomènes couplés de transport convectif et de diffusion. Il n'y a ni réaction chimique ni transfert de masse à l'interface solide/fluide. Les équations de transport microscopique de polluant étant les mêmes que celles pour le transport de chaleur (on peut remplacer le terme de transport d'énergie $\rho C_p T$ par la concentration de polluant c). Nous étudierons aussi les phénomènes de dispersion concentration.

Au niveau macroscopique, un étalement du champ de température est observé, il est dû essentiellement aux contributions des termes de transport microscopique sur toute la géométrie. Il en résulte une conductivité apparente de la phase fluide plus importante. Le terme de dispersion dépend des propriétés thermophysiques du fluide et de la vitesse d'écoulement. Usuellement, le nombre de Péclet (17) est utilisé pour caractériser le régime d'écoulement. Il compare les termes de transport de chaleur au terme de diffusion.

Cette dispersion joue un rôle important dans beaucoup d'applications (Amiri and Vafai 1994). A l'échelle de l'échantillon apparaît une conductivité thermique apparente de la phase fluide due à ce mélange. Dans le domaine de la chimie on parlera de dispersion d'un soluté ou d'un polluant. Un fluide présentant un fort nombre de Prandtl, comme l'huile, aura donc des

applications très intéressantes dans un écoulement à bas Reynolds circulant au travers d'une mousse (Miscovic 1997).

$$P_e = \frac{(\rho C_p)_{\text{fluide}} U d}{k_{\text{fluide}}} \quad (17)$$

Deux termes de dispersion sont généralement utilisés dans la littérature : la dispersion longitudinale (dans le sens de l'écoulement) et la transverse (perpendiculaire à l'écoulement). En général, la dispersion longitudinale est dix fois plus grande que la dispersion transverse dans les milieux poreux. Ces termes sont non négligeables dans le dimensionnement d'échangeur. En effet, pour un Péclet de 100, la conductivité apparente transverse est environ égale à 10 fois la conductivité intrinsèque du fluide en écoulement.

2.3.5.2 *Etat de l'art*

Les effets de la dispersion thermique sont essentiels dans de nombreuses applications industrielles telles que les échangeurs-réacteurs. (Catillon, Louis et al. 2004; Catillon, Louis et al. 2005) montrent l'intérêt d'utiliser des mousses métalliques comme support de catalyseur pour la production de dihydrogène. (Hutter, Zenklusen et al. 2011) montrent également le grand potentiel d'utilisation des mousses dans les réacteurs à catalyse grâce à la dispersion engendrée par celles-ci lors d'un écoulement. Elles ont une surface spécifique importante et génèrent moins de perte de charge qu'un lit de billes.

Vafai et al. ont montré que les effets de dispersion transverse était plus important que ce de la longitudinale dans le dimensionnement d'échangeurs de chaleur. En effet, le mélange engendré par la dispersion augmente de façon considérable les performances thermiques et donc l'efficacité de l'échangeur (Hunt and Tien 1988; Amiri and Vafai 1994; Mahjoob and Vafai 2008).

(Delgado 2007) a récapitulé de nombreuses corrélations de la littérature à la fois pour la dispersion transverse et longitudinale dans des lits de billes ou milieux poreux à faible porosité (~30%).

Les auteurs proposent généralement des corrélations en fonction de la vitesse d'écoulement de la forme (18) pour la dispersion longitudinale et (19) pour la transverse.

$$D_L = D'_m + \alpha_L U^n \quad (18)$$

$$D_T = D'_m + \alpha_T U^n \quad (19)$$

Où D'_m est la diffusion massique effective stagnante du milieu poreux (respectivement, diffusion thermique effective stagnante), α_L et α_T les dispersivités longitudinale et transverse. L'exposant n est généralement compris entre 1 et 2.

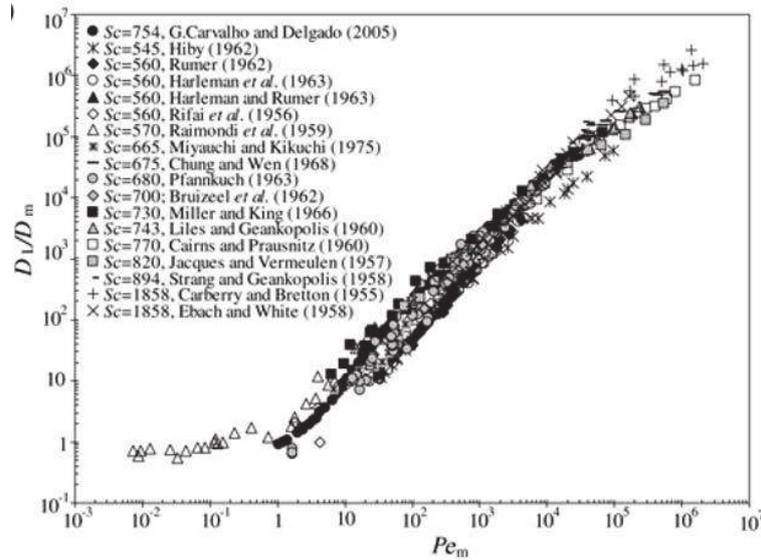


Figure 38. Données de la littérature sur la dispersion longitudinale de concentration de polluant dans des lits de billes et de sables en fonction du nombre Péclet.

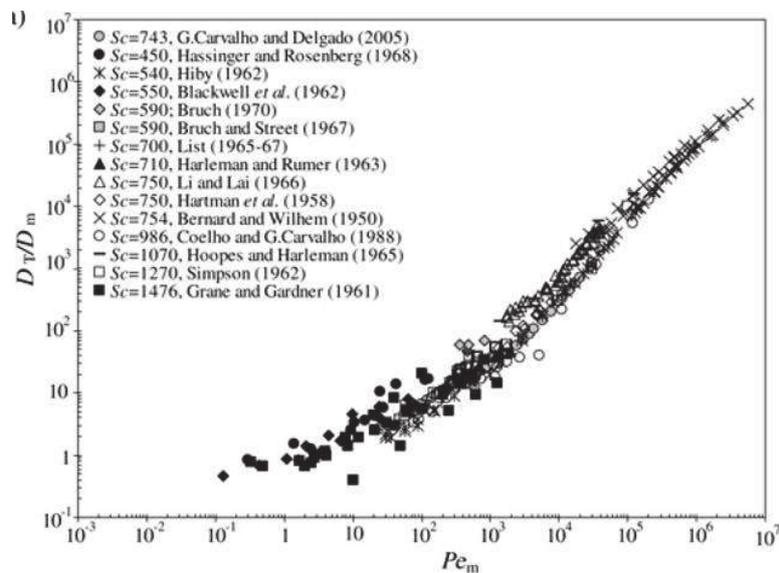


Figure 39. Données de la littérature sur la dispersion transverse de concentration de polluant dans des lits de billes et de sables en fonction du nombre Péclet.

Quelques-uns des travaux les plus référencés ont été développés par (Fried and Ungemach 1971 ; Bear 1979 ; Quintard and Whitaker 1991; Radilla, Aigueperse et al. 1997; Quintard, Cherblanc et al. 2001). Les auteurs ont montré qu'il existait 5 régimes de dispersion dans les milieux poreux dont les quatre premiers pour des régimes d'écoulement Darcéen, le cinquième pour des écoulements non Darcéen. Sahimi (Sahimi, Hughes et al. 1986) et Marsily (Dieulin, Matheron et al. 1981) ont proposé des corrélations pour les différents régimes :

- Régime purement diffusif (vitesse d'écoulement très faible). Les dispersions transverse et longitudinale y sont égales à la diffusion stagnante effective.

- Régime dit de superposition pour des Péclet compris entre 0.3 et 5. Dans cette zone les effets de diffusion et de dispersion sont du même ordre de grandeur. Il n'existe pas de corrélation pour ce régime.
- Régime de prédominance des effets de dispersion pour des Péclet compris entre 5 et 300. Pour ce régime, les auteurs proposent les corrélations (20) et (21) :

$$\frac{D_L}{D'_m} = 1 + 0.5 Pe_m^{1.2} \quad (20)$$

$$\frac{D_T}{D'_m} = 1 + 0.025 Pe_m^{1.1} \quad (21)$$

- Régime de dispersion pure pour des Péclet compris entre 300 et 100.000 décrit par les corrélations :

$$\frac{D_L}{D'_m} = 1 + (1.8 \pm 0.4) Pe_m \quad (22)$$

$$\frac{D_T}{D'_m} = 1 + 0.025 Pe_m \quad (23)$$

- Régime de dispersion pour des écoulements non Darcéen et des Péclet supérieur à 100.000. Dans ce régime, les effets inertiels et les effets de turbulence ne sont pas négligeables. Koch et Brady proposent la corrélation (24):

$$\frac{D_L}{D'_m} = \frac{D_T}{D'_m} \approx Pe_m^2 \quad (24)$$

(Koch and Brady 1987) ont montré que le ratio de diffusion effective sur la diffusion stagnante dépend uniquement du nombre de Péclet (Reynolds fois Prandtl en thermique ou Reynolds fois Schmidt pour des polluants) pour des régimes d'écoulement de Stokes. Cependant expérimentalement, les résultats montrent que ce ratio n'est pas une fonction du produit Reynolds x Prandtl mais une fonction des deux variables (25).

$$\frac{D_{T \text{ ou } L}}{D'_m} = f(R_e, P_r) \neq f(R_e P_r) \quad (25)$$

Koch et Brady donnent également des corrélations prenant en compte la porosité du milieu poreux :

$$\frac{D_L}{D'_m} = 1 + \frac{3 Pe'_m}{4} + \frac{\pi^2}{6} (1 - \varepsilon) \frac{Pe'_m}{2} \ln\left(\frac{Pe'_m}{2}\right) \quad (26)$$

$$\frac{D_T}{D'_m} = 1 + \frac{63\sqrt{2}}{320} \sqrt{(1 - \varepsilon)} \frac{Pe'_m}{2} \quad (27)$$

Il y a beaucoup de travaux traitant de la dispersion longitudinale (Hutter, Zenklusen et al. 2011; Jobic, Topin et al. 2011), mais il y en a très peu sur la dispersion transverse (Pereira, Malico et al. 2005; Yang and Nakayama 2010). De plus la plupart des travaux sont effectués avec un gaz où est introduit un polluant. C'est alors le suivi de concentration au cours du temps et de l'espace qui permet d'obtenir une diffusion apparente du polluant. Nous n'avons trouvé à ce jour que très peu de travaux reportant des mesures de dispersions thermiques dans les mousses à forte porosité (Huu, Lacroix et al. 2009; Edouard, Truong Huu et al. 2010), cependant, les équations microscopiques régissant les transferts de masse ou de chaleur sont de la même forme. La dispersion est donc déterminée usuellement par suivi d'un profil de concentration. Dans le cas de la dispersion longitudinale, les auteurs imposent un créneau de

concentration qui devient gaussien le long de l'écoulement. L'étalement de la gaussienne (écart type) en fonction de la vitesse et de la distance entre les points de mesures permet de déterminer la dispersion. De la même façon, la dispersion transverse est mesurée à partir de l'étalement de la concentration dans les directions perpendiculaires à l'écoulement. Les auteurs imposent généralement une concentration au centre de l'écoulement en entrée et observent l'étalement de la concentration.

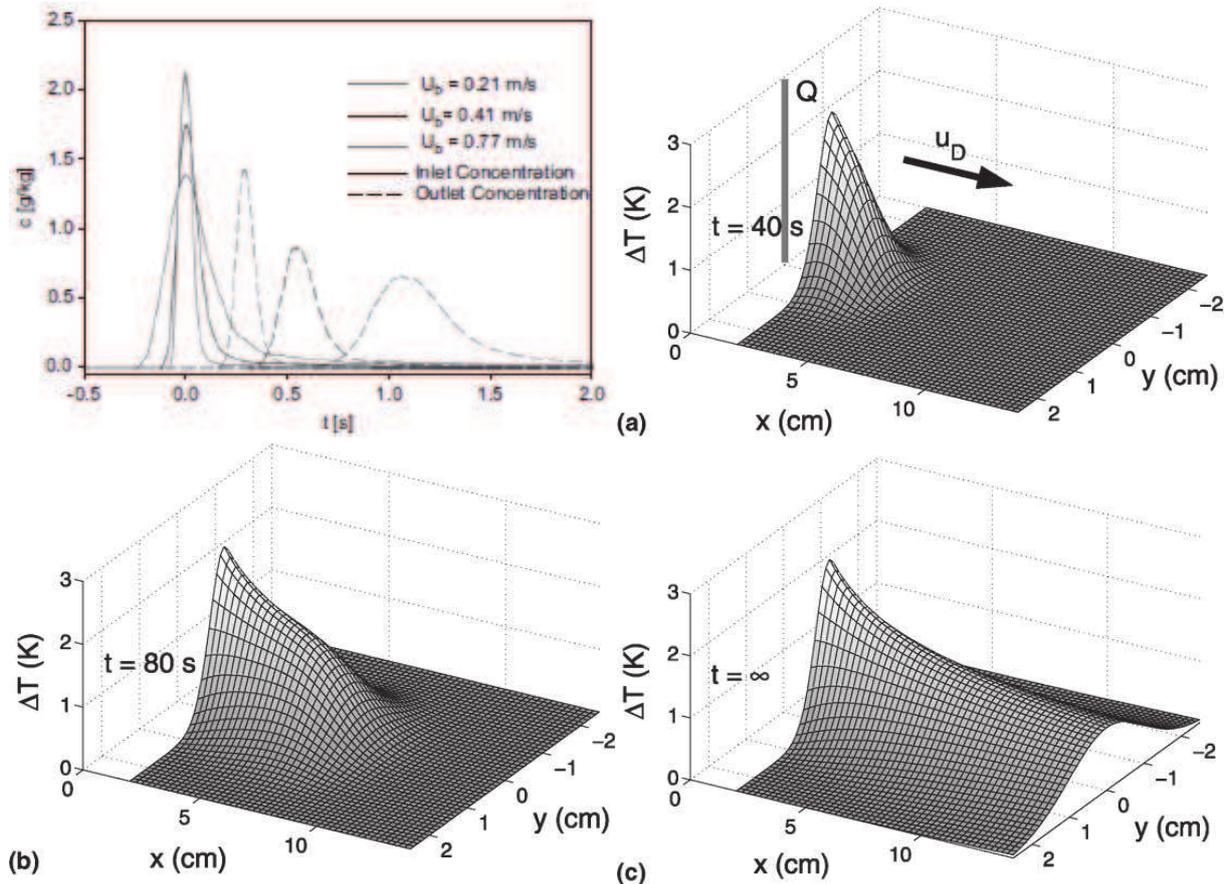


Figure 40. Exemple d'étalement dans l'espace et le temps d'un profil de concentration ou de température (Metzger, Didierjean et al. 2004; Hutter, Zenklusen et al. 2011).

(Metzger, Didierjean et al. 2004) proposent une méthode expérimentale optimisée de mesure pour estimer la dispersion thermique dans un milieu poreux basé sur un modèle à une température. Le dispositif expérimental utilise une technique peu intrusive pour caractériser la dispersion dans un lit de billes. Des thermocouples et des fils chauds permettent la mesure de la vitesse et de la température le long de l'écoulement et perpendiculairement à celui-ci et d'ainsi déduire la dispersion transverse et longitudinale simultanément.

(Didierjean 2005) montre que si l'on souhaite conserver l'indépendance des coefficients de dispersion à la géométrie du milieu poreux considéré, le nombre de Reynolds est plus approprié que le nombre de Péclet. C'est en effet le Reynolds qui décrit le mieux le régime d'écoulement et donc les phénomènes hydrodynamiques dont résulte la dispersion thermique (ou massique). L'auteur insiste sur le fait que l'hydrodynamique régit la dispersion et que les effets inertiels sont prépondérants. S'appuyant sur une étude de (Fourar, Radilla et al. 2004),

montrant que la loi de Darcy doit être corrigée pour des nombre de Reynolds supérieur à 20 dans des assemblages cubiques centrés de cylindres, l'auteur conclut que le nombre de Reynolds est plus adapté pour comparer la dispersion engendrée par des fluides différents.

Didierjean montre également, pour des milieux périodiques 2D ordonnés, qu'il y a une très forte dépendance des coefficients de dispersion en fonction de l'orientation du vecteur vitesse macroscopique. Par contre, l'auteur montre, pour des milieux périodiques formés de cellules aléatoires, que la dispersion est beaucoup moins sensible à l'orientation du vecteur vitesse et que des cellules désordonnées très différentes peuvent produire la même dispersion.

2.3.5.3 Conclusions

Nous remarquerons que l'essentiel des travaux, compte tenu des bornes de mesures (Péclet) et des moyens de caractérisation, portent sur des écoulements darcéen d'eau dans des lits de billes. Les auteurs classifient les corrélations par régime d'écoulement et associent à chaque plage un type de corrélation.

Or les grandeurs caractéristiques dans les mousses et les lits de billes ne sont pas les mêmes en terme de transition de régime visqueux/inertiel. Il se pose donc la question de savoir si les corrélations pour des lits de billes sont transposables aux mousses. En effet, pour un Péclet de 200 en air (avec $Pr=0.7$), le nombre de Reynolds vaut 150, et à ce régime là l'écoulement n'est plus darcéen dans une mousse. Les bornes des corrélations présentées ne correspondent donc pas aux bornes utilisables dans les mousses. Nous ne pouvons donc pas transposer les corrélations.

Comme pour les autres grandeurs, il n'existe pas de modèle général reliant les phénomènes de dispersion dans les mousses à leur géométrie.

2.3.6 *Coefficient d'échange*

2.3.6.1 *Définitions*

Lorsque, le système n'est pas en équilibre thermique local. Il est nécessaire d'utiliser un modèle à deux températures qui s'appuie sur une représentation schématique du milieu poreux en deux milieux continus fictifs. Il y a donc une équation de conservation de l'énergie par phase présente dans le milieu.

$$\begin{cases} \varepsilon (\rho C_p)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon (\rho C_p)_f \mathbf{U} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\lambda_f^{\text{eff}} \nabla T_f) + h (T_f - T_s) \\ (1 - \varepsilon) (\rho C_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_s^{\text{eff}} \nabla T_s) + h (T_s - T_f) \end{cases} \quad (28)$$

Le coefficient h est le coefficient d'échange entre les deux phases. Il solde, sous une forme linéaire, l'ensemble des contributions microscopiques. Si on souhaite résoudre numériquement ce problème couplé, toute la difficulté des transferts de chaleur entre phases résulte dans la connaissance des valeurs du paramètre h , et du paramètre de dispersion. Or selon le milieu poreux étudié et la valeur du nombre de Péclet associé, il peut y avoir deux, voire trois, ordres de grandeur entre la diffusion thermique et la dispersion. De plus h varie en fonction des conditions d'écoulement.

Notons que dans le cas de déséquilibre thermique entre phases, il est nécessaire d'introduire une conductivité thermique effective pour chaque phase (Whitaker). La conductivité effective de la phase fluide est alors composée d'un terme dit stagnant et d'un terme de dispersion.

$$\lambda_{\text{eff}}^{\text{fluide}} = \lambda_{\text{eff.stagnant}}^{\text{fluide}} + \lambda_{\text{disp}} \quad (29)$$

Dans le cas de dispersion massique, la diffusion de masse étant très quasiment nulle dans le solide, seule la phase fluide est prise en compte. (Bories and Prat 1996) présentent une revue de la littérature montrant que la conductivité effective stagnante plus le terme de dispersion sont égal à la somme des conductivité effective de chaque phase (30). Pour les transferts de chaleur, la diffusion dans la phase solide étant importante, il est préférable d'utiliser un milieu à deux températures et donc de définir un coefficient d'échange entre phases.

Nous trouvons classiquement dans la littérature la corrélation donnant la conductivité thermique effective d'un modèle à 2 températures en fonction des conductivités de chaque phase :

$$\lambda_{\text{eff}}^{\text{fluide}} + \lambda_{\text{eff}}^{\text{solide}} = \lambda_{\text{eff}}^* + \lambda_{\text{disp}} \quad (30)$$

Cette relation laisse supposer que dans le cas du fluide stagnant, où le terme de dispersion est nul, la conductivité effective du milieu poreux en équilibre local est égale à la somme des conductivités effectives de chaque phase. Pour vérifier cette hypothèse il faut non seulement que les flux échangés entre phases soient en moyennes nul, mais qu'ils le soient aussi localement.

2.3.6.2 *Etat de l'art*

L'étude des écoulements et des transferts thermiques par convection à travers des mousses métalliques a commencé il y a trente-cinq ans avec les travaux de (Beavers and Sparrow 1971). Leurs travaux portaient sur la détermination de la perméabilité du milieu poreux. Ils avaient considéré leur écoulement à travers la mousse comme darçéen. D'autres publications ont permis de distinguer deux approches permettant de caractériser les échanges de chaleur dans les mousses métalliques. Parmi toutes les publications parues, nous avons choisi de détailler un nombre restreint de travaux illustrant les principaux axes de travaux du domaine.

(Calmidi and Mahajan 2000) ont traité numériquement de la convection forcée dans une mousse d'aluminium. Ils ont, essentiellement mis en évidence le fait que dans le cas d'un écoulement d'air, les effets de dispersion thermique sont négligeables pour des Reynolds de pore modérés. (Lu, Stone et al. 1998) ont développé un modèle analytique permettant la détermination du coefficient de transfert global pour une mousse métallique en aluminium, modélisée par des cellules cubiques. (Bastawros, Evans et al. 1998) ont travaillé sur l'évaluation de la dispersion thermique et de son impact sur les transferts de chaleur dans ces milieux. (Decker, Möbbauer et al. 2001; Fend, Hoffschmidt et al. 2004) effectuent des études assez détaillées des propriétés thermophysiques et d'écoulement en vue de la simulation des transferts couplés pour l'utilisation de matériaux fortement perméables pour des capteurs solaires et des brûleurs.

a) Echange pariétal global.

La première approche consiste à comparer les échanges de chaleur avec ou sans mousse métallique. La mousse sert d'intensificateur d'échange comme les ailettes dans les échangeurs par exemple. La thèse de (Miscevic 1997) et les travaux de (Noh, Lee et al. 2006) peuvent être cités ici. Ces derniers ont montré deux points importants :

- Lors de l'utilisation de mousses métalliques, la résistance thermique du contact entre la mousse et la paroi peut varier du simple au triple selon la méthode utilisée lors de l'assemblage.
- Le Nusselt pariétal est multiplié par un facteur variant entre 3.5 et 6 selon le nombre de Reynolds

Les méthodes de mesures des coefficients d'échanges pariétaux dans un canal à mousse sont sur le principe relativement simple. Un fluide traverse un canal rempli de mousse et échange de la chaleur avec une des parois qui est soit maintenue en température soit soumise à un flux de chaleur constant. Des mesures de température en différents points du canal sont effectuées dans le fluide et dans la paroi. Les températures d'entrée et de sortie sont en général mesurées en plusieurs points pour obtenir un profil et dans un convergent pour obtenir une température moyenne enthalpique. La plus grande difficulté réside dans la mesure de la température de paroi et/ou le maintien de celle-ci à une température de consigne. Par exemple, (Kim, Kang et al. 2001) tentent d'imposer la température de paroi en utilisant un bain thermostaté.

Cependant, ils ne prennent pas en compte la résistance convective engendré entre le bain et la paroi qui n'est pas négligeable contrairement à la résistance de conduction dans la paroi.

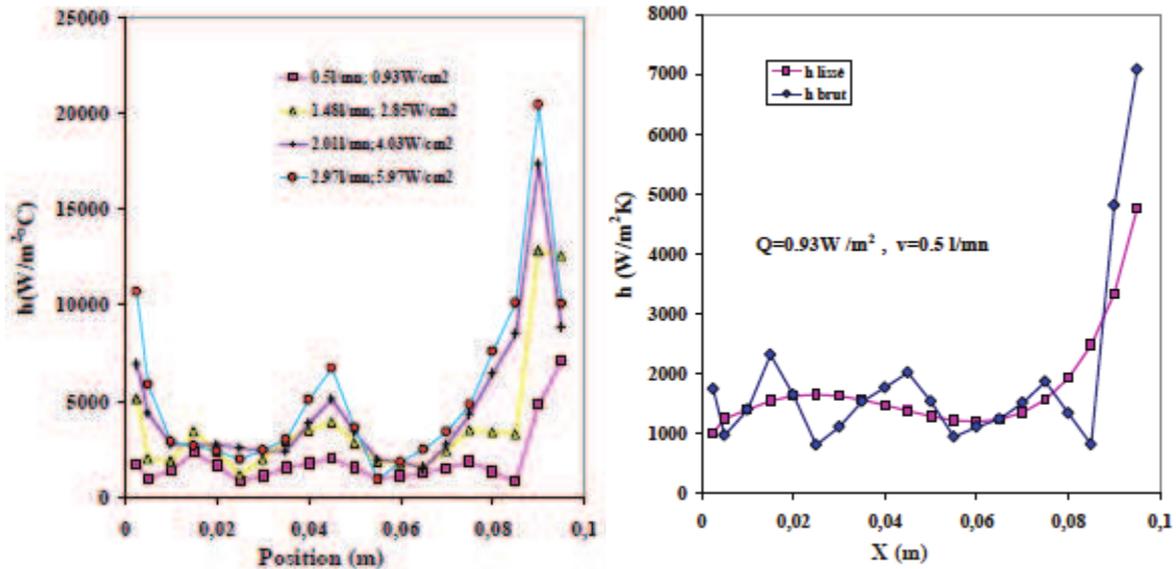


Figure 41. Coefficient d'échange de chaleur pariétal local en fonction de la position. A gauche : Différentes conditions d'écoulement et de chauffage sont testées sur une mousse. A droite : Coefficient d'échange mesuré et moyenné. Il apparait clairement que les effets locaux d'entrée et de sortie du canal ont un effet prépondérant sur la qualité des transferts de chaleur.

Dans le cas d'un flux de chaleur imposé en paroi, il est nécessaire d'implanter des thermocouples, le moins intrusif possible, dans la paroi. (Madani, Topin et al. 2005) effectuent des mesures locales (Figure 41), à la fois dans le fluide et dans la paroi dans le but de déterminer des coefficients d'échange pariétaux locaux. Nous avons perfectionné cette méthode lors d'une étude précédente (Hugo, Topin et al. 2009) en mesurant les flux de chaleur moyens et locaux à l'aide de capteurs de flux plans insérés entre la mousse et la paroi du canal. Ces capteurs permettent également la mesure d'une température moyenne. Cependant, ils nécessitent un bon contact entre eux et la mousse pour éviter de créer des hétérogénéités de flux.

Les auteurs proposent en général des corrélations en nombres adimensionnés liant le coefficient d'échange pariétal (Nusselt) au régime d'écoulement (Reynolds) et à la nature du fluide (Prandtl). Les longueurs caractéristiques étant en général une dimension du canal. Il se pose cependant un problème de transpositions de ces corrélations. En effet, le coefficient d'échange pariétal résulte du fort couplage des transferts convectifs locaux, à la conduction de la chaleur dans la phase solide, et donc à la géométrie du canal dans l'espace. Une seule longueur caractéristique du canal ne suffit donc pas. Il est nécessaire de connaître la géométrie du canal, la conductivité effective de la mousse et d'introduire le coefficient d'échange convectif brins fluide.

(Daurelle, Topin et al. 2004) proposent à partir d'une géométrie simple figurant une mousse métallique de cuivre, de simuler les transferts de chaleur dans un canal afin d'étudier

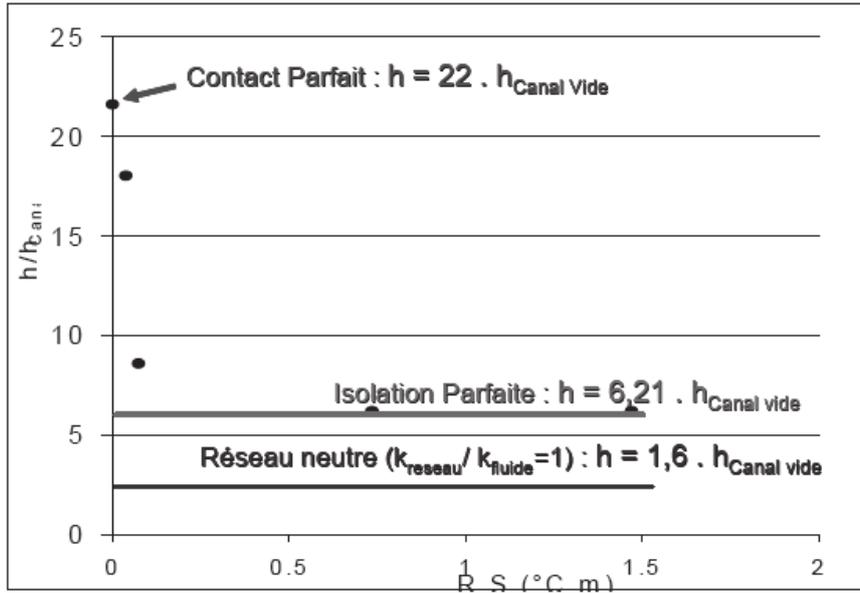


Figure 42. Ratio du coefficient d'échange pariétal par rapport au coefficient obtenu avec une isolation parfaite entre la matrice solide et la paroi en fonction de la résistance de contact mousse paroi ($V=1\text{cm/s}$)

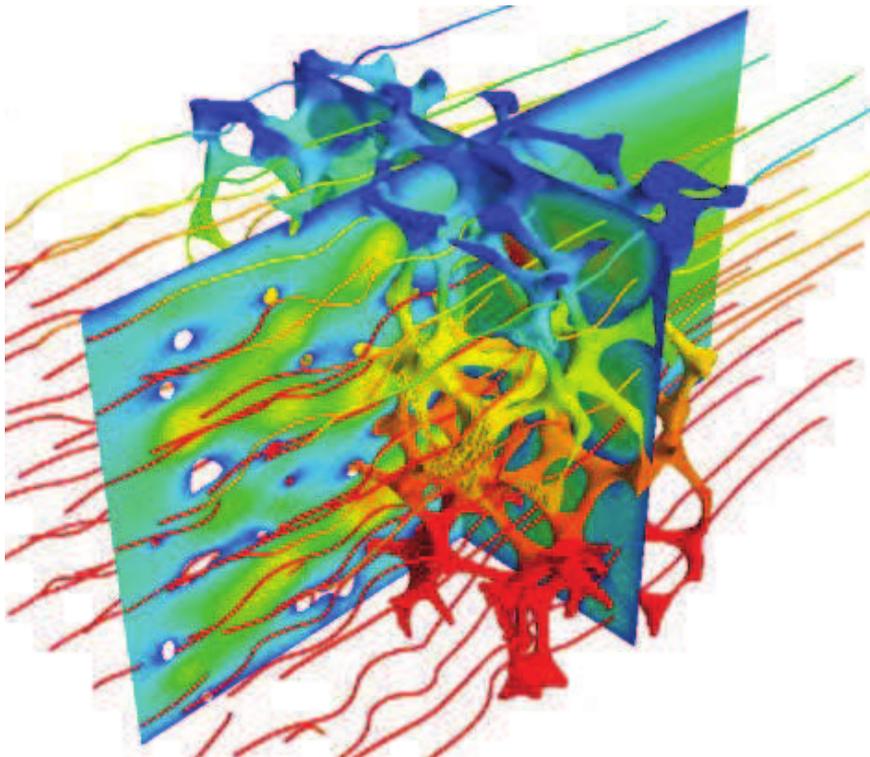


Figure 43. Simulation numérique de l'écoulement couplé aux transferts de chaleur convectif et conductif sur une reconstruction 3D à partir de tomographies d'une ERG20PPI (Hugo, Topin et al. 2010).

l'influence du contact entre la paroi et la mousse et le contraste de conductivité brin/fluide. Ils étudient la longueur d'établissement thermique. Ils montrent qu'un bon contact n'est pas nécessaire pour une amélioration significative des transferts. Ils étudient l'évolution du

coefficient de transfert global adimensionné par le coefficient global du canal à vide en fonction de cette résistance de contact ramenée à la surface chauffante.

Pour un contact parfait, le coefficient d'échange global est multiplié par 22 par rapport au canal vide. Il décroît rapidement quand on augmente la résistance de contact. Pour une isolation parfaite, le coefficient d'échange reste 6 fois plus grand que celui du canal vide. Ils montrent que le réseau joue le rôle d'un pont thermique. A proximité de la plaque chauffante, le fluide est plus chaud que le réseau, celui-ci chauffe le réseau, qui par conduction transmet la chaleur au cœur de l'écoulement qui est plus froid que le réseau. Ceci montre qu'on ne peut utiliser un modèle à une seule température. La Figure 42 montre également que l'introduction d'une mousse neutre (conductivité de la phase solide égale à celle de la phase fluide) dans un écoulement permet une augmentation du coefficient d'échange pariétal d'un facteur 1.6.

Nous avons montré, par simulation numérique à l'échelle du pore (Figure 43), que le coefficient d'échange pariétal évolue en fonction de la racine carré de conductivité de la phase solide, pour une structure d'écoulement fixe, et donc à même coefficient d'échange de chaleur brin-fluide (Hugo, Brun et al. 2009). Ce résultat montre la dépendance du coefficient pariétal à d'autres phénomènes que la convection. Nous montrons, au chapitre 4, une étude paramétrique des propriétés effectives influant sur le coefficient pariétal.

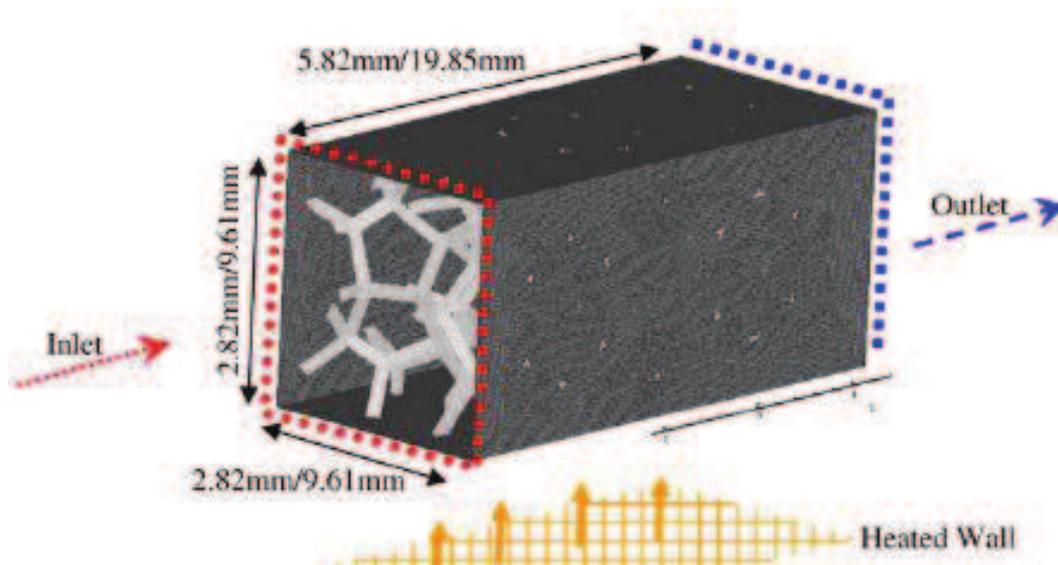


Figure 44. Conditions aux limites du modèle de Kopanidis.

(Kopanidis, Theodorakakos et al. 2010) proposent une méthode de simulation numérique 3D similaire. Les champs de température, de vitesse et de pression sont obtenus conjointement par la résolution des équations de Navier-Stokes et de transport d'énergie à l'échelle du pore pour différentes conditions d'écoulement. Le modèle est validé en comparant des grandeurs macroscopiques telles que la perte de charge et le coefficient d'échange de chaleur à des résultats expérimentaux. Les conditions aux limites du domaine de calcul sont représentées Figure 44. La topologie du milieu poreux est directement obtenue numériquement à partir d'un modèle géométrique 3D (Figure 45) discrétisé à l'aide d'un maillage tétraédrique pour les deux phases

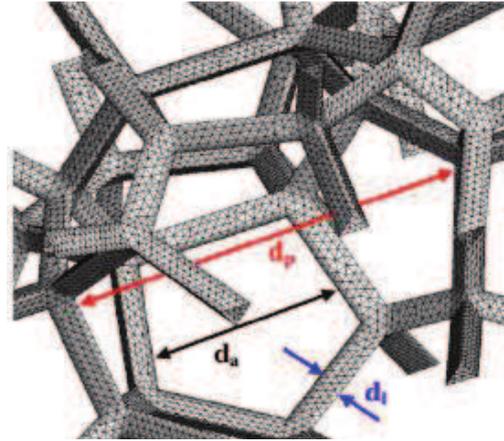


Figure 45. Modèle géométrique de Kopanidis.

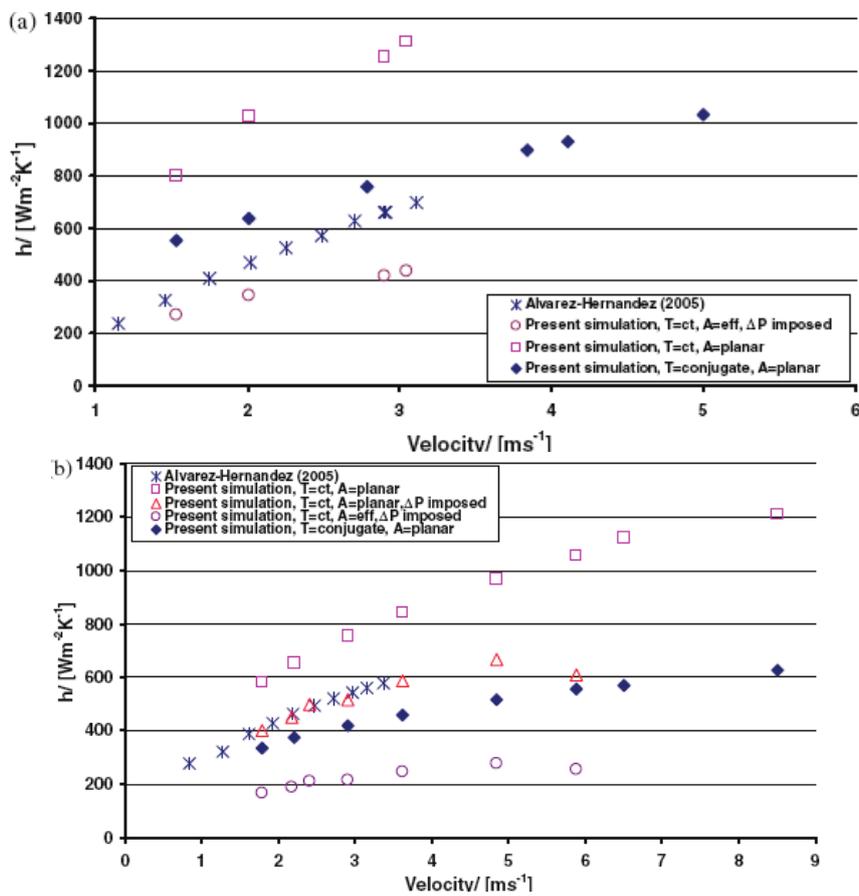


Figure 46 Résultats de Kopanidis comparés aux résultats expérimentaux de Alvarez-Hernandez.

(Bai and Chung 2011) proposent un modèle analytique simplifié de mousse métallique basé sur une cellule unitaire pour prédire la capacité d'un canal rempli de mousse à échanger de la chaleur. Il déduit la perte de charge par CFD (sous Fluent) sur un modèle géométrique simple (Figure 47). Les résultats obtenus sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de (Calmidi and Mahajan 2000) et montrent le fort intérêt des mousses comme promoteur d'échange par rapport à un canal vide (Figure 48).

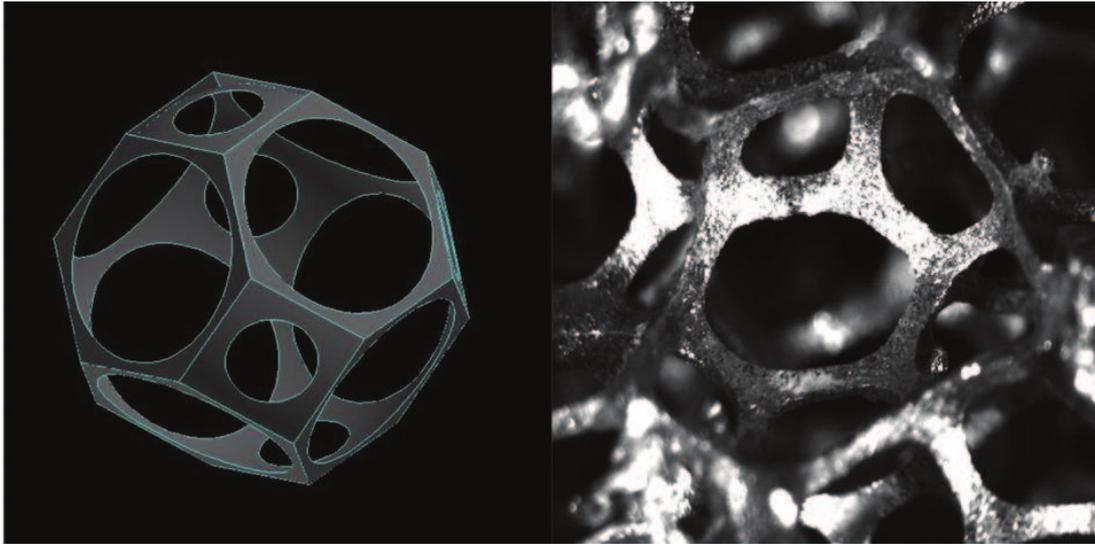


Figure 47. Modèle géométrique de Bai et al pour la détermination numérique de la perte de charge.

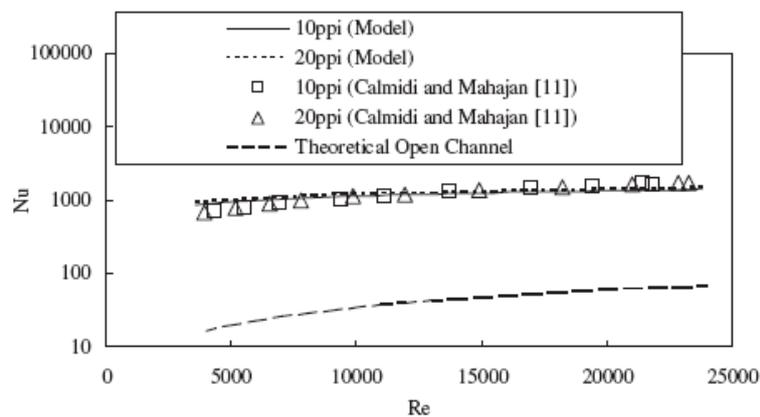


Figure 48. Résultats analytiques de bai et al. comparés aux résultats expérimentaux de Calmidi et al. Un bon accord est trouvé. Le coefficient d'échange d'un canal vide est environ 10 fois plus petit que pour un canal rempli de mousse.

Le coefficient d'échange pariétal n'est pas satisfaisant car il dépend non seulement de la nature de la matrice solide, de la vitesse et de la nature du fluide, mais également, de la géométrie du canal. C'est une propriété apparente, relative à un dispositif donné, et les résultats ne sont donc pas transposables.

b) *Echange volumique/local*

Il est donc nécessaire de discerner les phénomènes de transferts de chaleur mis en jeux dans un canal poreux traversé par un fluide en écoulement et chauffé par l'une au moins de ses parois:

- La conduction dans le support mousse.
- La résistance de contact entre la paroi et la mousse.
- L'échange convectif local entre le fluide et la mousse (effet d'ailette).

En effet on peut considérer différents phénomènes dans l'échange thermique entre le fluide et la paroi. On a une résistance de contact entre la mousse et la paroi, un échange convectif entre le fluide et la paroi et un échange convectif entre la mousse et le fluide.

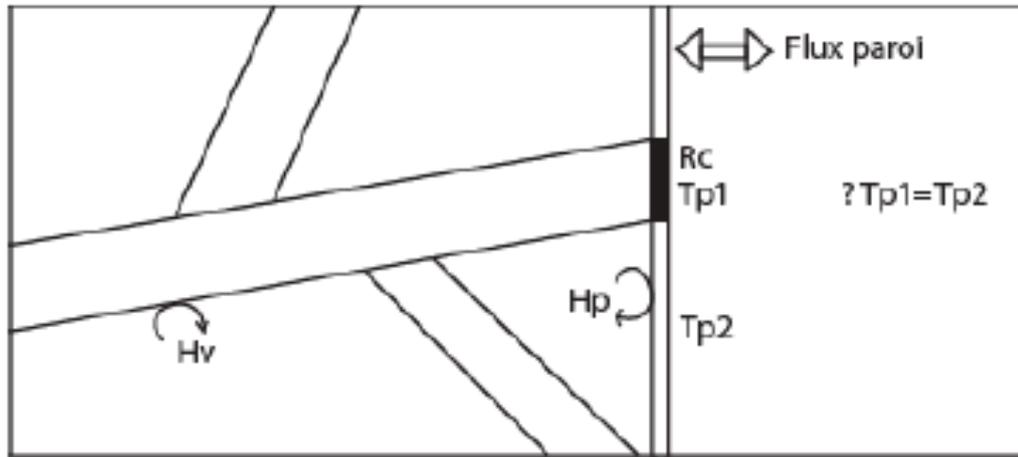


Figure 49. Schématisation des différents transferts de chaleur par convection et conduction dans une mousse.

La détermination expérimentale de ce coefficient est beaucoup plus complexe que pour le coefficient pariétal. En effet, il semble très difficile, voire impossible, d'atteindre les flux de chaleur locaux, ainsi que la température sur toute la surface de la matrice solide et dans le fluide. Le coefficient volumique ne peut donc pas être mesuré directement et nécessite l'utilisation de modèle macroscopique. L'inversion de mesures macroscopique permet de remonter à la grandeur locale qu'est le coefficient brins/fluide.

Les premiers travaux traitant des échanges de chaleur locaux traitaient le problème au travers d'un modèle à une température : (Hunt and Tien 1988), pour des écoulements à très faibles nombres de Reynolds. Nous trouvons dans la littérature des travaux traitant les transferts locaux au travers d'un modèle à une température. A priori pour un régime d'écoulement darcyen où la dispersion thermique est négligeable, l'utilisation d'un tel modèle est justifiée. Historiquement, ces modèles étaient utilisés pour les transferts dans des milieux à faibles porosités comme les lits de billes. Le modèle à une température n'utilise pas de coefficient d'échange entre phases mais une conductivité effective. Il permet d'obtenir un champ de température local et de déterminer un coefficient d'échange pariétal d'un écoulement dans un canal à mousse.

Ces auteurs adoptent, pour un tel modèle, le principe de moyenne volumique à l'équation de conservation de l'énergie adimensionnée (31). Cette approche ne fait pas intervenir de coefficient d'échange local entre phase, mais permet une description des champs locaux.

$$U \frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{\partial}{\partial Y} \left[(1 + \gamma R_e P_r U) \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right] \quad (31)$$

γ est le coefficient de dispersion. Θ est la température moyenne adimensionnée. X et Y sont les coordonnées spatiales adimensionnées.

Cette équation est celle du milieu thermique adimensionnée dont la solution est :

$$\theta = 1 - \operatorname{erf} \left\{ \frac{Y}{2} \left[(1 + \gamma R_{ea} P_r) \frac{X}{U_a} \right]^{-\frac{1}{2}} \right\} \quad (32)$$

Avec R_{ea} le nombre de Reynolds basé sur la vitesse moyenne de pore et sur la racine carrée de la perméabilité.

Finalement, les auteurs se servent de cette approche locale pour déterminer un nombre de Nusselt pariétal moyen :

$$N_u = 2 \left[\frac{1}{\pi} R_{ea} P_r D_{aL} (1 + \gamma R_{ea} P_r) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (33)$$

Si on considère le coefficient de dispersion nul, alors le nombre de Nusselt moyen est une fonction de Re_a^2 . Nu (et donc h) est indépendant de conductivité effective de la mousse pour des grand nombre de Reynolds. Ceci amène à se poser deux question : y-a-t-il une indépendance du coefficient d'échange convectif local à la conductivité effective de la mousse ? ou y-a-t-il un facteur de forme modifiant les échanges selon Re ?

L'approche est la même pour (Kim, Kang et al. 2001) mais avec des valeurs d'exposant différentes. Il prend 1/3 pour le nombre de Prandtl ce qui change donc les autres exposants.

Les auteurs concluent que la seule connaissance de la perméabilité permet de déterminer le coefficient d'échange h pour de grands nombres de Reynolds. Ceci laisse supposer que la structure d'écoulement à haut et bas Reynolds reste identique ce qui est incompatible avec l'existence d'effets inertiels. Les champs de vitesse locale sont très différents en fonction du Reynolds (Figure 97), ce qui induit inévitablement des modifications des lois de transfert brin-fluide

Ces approches, utilisant un modèle d'équilibre thermique local, permettent une description locale des champs de température, mais ne décrivent en aucun cas les échanges locaux entre phases. De plus, (Whitaker 1999) montre que pour utiliser un modèle d'équilibre thermique local on doit satisfaire les conditions suivantes :

$$\langle T_f \rangle - \langle T_s \rangle \ll \tilde{T}_f, \tilde{T}_s \quad (34)$$

Ces conditions ne sont pas toujours vérifiées. L'utilisation d'un modèle à 1 température classique ne semble donc pas adaptée pour décrire les transferts convectifs couplés dans une mousse. (Moyné 1997) introduit la nécessité d'utiliser un modèle à 2 températures lorsque les phénomènes de diffusion sont prépondérants.

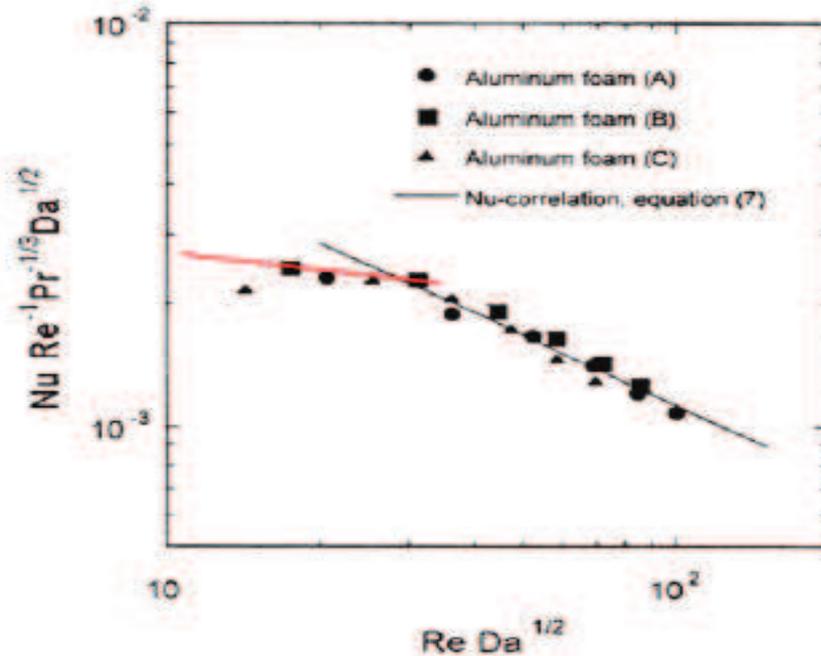


Figure 50. Combinaison de plusieurs nombres adimensionnés pour comparer différentes mousses (Kim, Kang et al. 2001).

(Viskanta and Gore 1998), pour des mousses céramiques, ont estimé le nombre de Nusselt local par méthode instationnaire en faisant subir un signal de température périodique à la mousse. Ils obtiennent la corrélation suivante en utilisant le diamètre de pore comme longueur caractéristique :

$$\text{Nu} = 0.137 \left[1 + 33.73 \left(\frac{d}{L} \right) \right] \text{Re}^{0.472} \left[1 + 4.57 \left(\frac{d}{L} \right) \right] \quad (35)$$

Cette corrélation est propre aux mousses de céramique car il n'y a pas de prise en compte de la conductivité du solide. Elle n'est pas applicable pour des mousses de structure et nature différentes, les auteurs mettent en évidence une forte dépendance du Nusselt à Re à cause de la morphologie.

Les travaux de (Dukhan, Quinones-Ramos et al. 2005) portent sur les effets d'ailettes de la mousse. Il place un morceau de mousse dans une soufflerie (donc un milieu non confiné) et ils utilisent un modèle à 2 températures.

Ils définissent $m_{fm}^2 = \frac{h_{fm} S_p L^2}{\lambda_s (1-\epsilon) + \lambda_f \epsilon} = \frac{h^* L}{\lambda_{eff}}$ le paramètre de mousse comparable au paramètre d'ailette. Le profil de température obtenu est $\theta(X) = \frac{\cosh(m_{fm}(1-X))}{\cosh(m_{fm})}$

Cette méthode semble pouvoir être utilisée pour trouver h local pour un diamètre de pore assez grand. Cependant il a un problème technique : la taille des thermocouples par rapport à la taille des brins, on ne sait pas si la mesure de température donne la température du brin, du fluide, ou du couple brin+fluide.

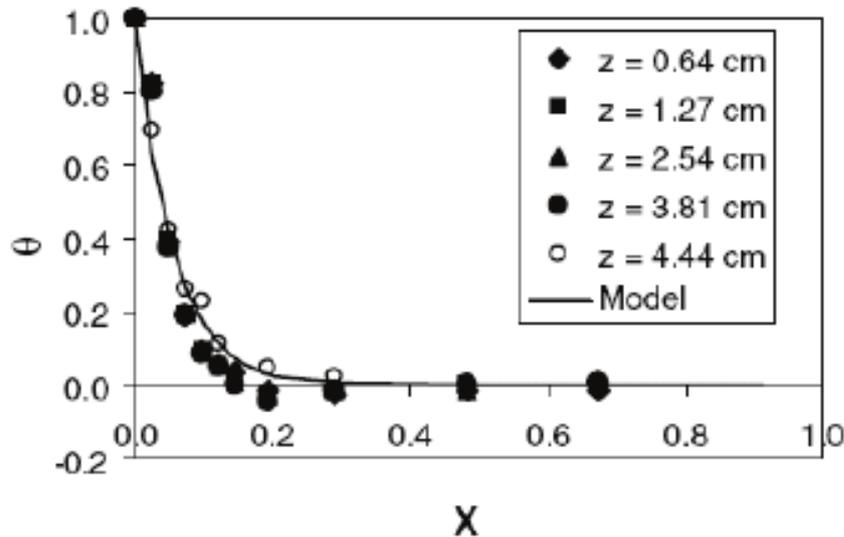


Figure 51. Paramètre de mousse (ou d'ailette) en fonction de la largeur de mousse.

(Jeng, Wang et al. 2004) publient un travail où ils couplent expérience et modélisation numérique pour déterminer la résistance de contact, le coefficient d'échange paroi/fluide et le coefficient d'échange local. Leur méthode consiste à utiliser des cristaux liquides qui changent de couleurs selon la température. Cependant la profondeur de champ de la caméra utilisée limite fortement l'expérience en termes de diamètre de pore.

(Serret, Stamboul et al. 2007) présentent un montage expérimental et un modèle analytique simples permettant de faire des essais systématiques sur toute une gamme de mousse dont l'étude morphologique a déjà été faite, et d'obtenir précisément le coefficient d'échange local entre le brin de mousse et le fluide. Les auteurs développent pour cela deux approches.

La première est une approche pariétale des échanges de chaleur. Elle consiste à contrôler la différence de température entre le fluide qui s'écoule et les parois du canal. On peut ainsi mesurer l'influence de la présence de la mousse sur les échanges par rapport au cas d'un canal vide. Dans ce cas, la mousse joue typiquement le rôle d'une ailette. Cette approche du problème à une température permet de travailler avec des signaux stationnaires. Elle nécessite de connaître les températures d'entrée et de sortie du fluide, la température de la paroi, et la résistance de contact.

La deuxième approche consiste à exciter thermiquement les brins de la mousse et travailler, dans ce cas, avec un modèle à deux températures. Toute la difficulté de cette approche locale réside dans les visions locale des échanges, et globale pour l'intégration dans un modèle physique. Pour exciter thermiquement la mousse, ils génèrent un signal de température instationnaire périodiquement établi et en déduisent le coefficient d'échange local à partir de l'analyse des différents signaux mesurés (températures du fluide en entrée et en sortie, de paroi, flux en paroi)(Topin 2006).

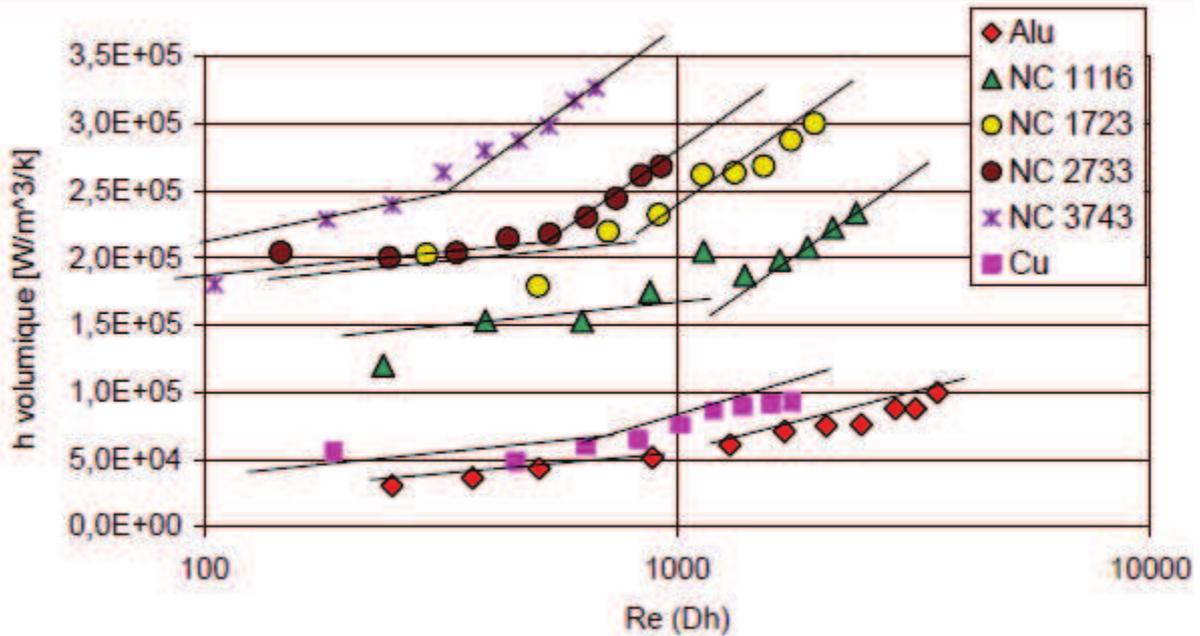


Figure 52. Coefficient d'échange volumique en écoulement d'air pour différentes mousses métalliques de réplifications (Serret, Stamboul et al. 2007).

D'un point de vue des mesures du coefficient d'échange de chaleur brins/fluide moyen, trois techniques sont utilisées. Les deux premières sont instationnaires. Dans la technique dite « single blow », un écoulement d'air à une température donnée en entrée se réchauffe au passage d'une mousse chauffée au préalable et considérée comme isotherme. Il suffit de suivre le profil de températures dans le temps pour évaluer le coefficient d'échange volumique. Une technique similaire consiste à imposer un signal de température périodique en entrée et d'observer son déphasage en sortie. Ces deux techniques nécessitent que l'échantillon de mousse reste homogène en température pendant l'expérience. Il faut respecter l'hypothèse du corps thermiquement mince. L'échange convectif doit donc être grand et la taille caractéristique de l'échantillon assez petite. Dans le cas d'un échantillon trop grand pour cette hypothèse du corps mince, une mesure stationnaire peut être effectuée couplée à un modèle d'inversion à deux températures, mais nécessitant la connaissance de la conductivité effective de la phase solide.

Nous avons utilisé des méthodes de simulation numérique sur des géométries réelles de mousse pour déterminer les propriétés effectives d'une ERG 20PPI (Hugo, Topin et al. 2010). Nous choisissons un volume de mousse assez grand pour être représentatif, et assez petit pour limiter le coût et le temps de calcul de la simulation numérique. (Bodla, Murthy et al. 2010) présentent une approche similaire, basée sur des reconstructions 3D du milieu poreux. Les calculs sont effectués sur la vraie géométrie de la matrice solide pour ces deux études et sont en très bon accord avec des résultats expérimentaux sur exactement les mêmes mousses.

La Figure 53 montre les flux de chaleur obtenus à l'interface entre le fluide et le solide. Seule une zone de la mousse participe à l'échange. La taille de cette zone dépend fortement du couplage convection/conduction et va fortement impacter sur les échanges globaux.

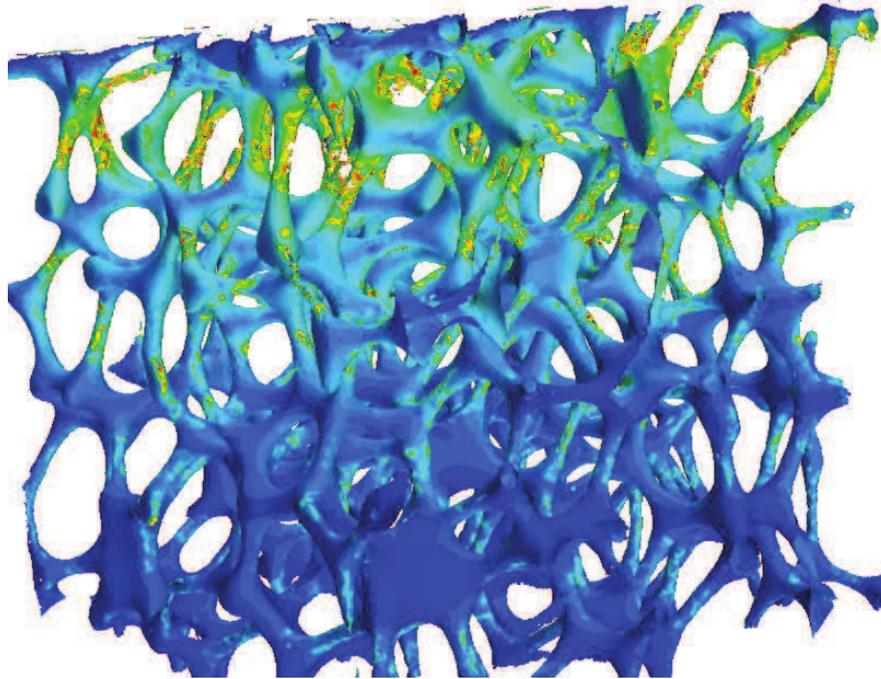


Figure 53. Flux de chaleur échangé entre la phase fluide et la phase solide à la surface de la matrice solide. Un flux de chaleur est imposé sur la partie haute de la mousse alors qu'un écoulement traverse la mousse de gauche à droite.

2.3.6.3 Conclusions partielles sur les coefficients d'échange locaux

Historiquement, les premières descriptions des phénomènes de transferts locaux utilisaient des modèles à une température dont l'utilisation était justifiée pour les milieux poreux à faible porosité comme les lits de billes. Les surfaces d'échange et la quantité de solide étant toutes deux très élevées, localement la température du fluide s'homogénéise avec le solide. Pour les milieux à forte porosité comme les mousses, cette approche n'est pas du tout adaptée. De plus, nous montrons la dépendance du coefficient pariétal à d'autres phénomènes que la convection.

L'utilisation d'un modèle à deux températures est nécessaire. Ce modèle nécessite, en outre du coefficient d'échange entre phases, la connaissance des conductivités effectives de chaque phase, dont le terme de dispersion de la phase fluide. Si l'échantillon est assez petit, nous trouvons des travaux où les auteurs s'abstraient des termes diffusifs et considèrent la mousse comme un objet « 0D » isotherme.

Il existe de nombreuses techniques expérimentales de détermination du coefficient d'échange de chaleur. Nous trouvons beaucoup de travaux traitant du coefficient pariétal. La mesure de celui-ci est en effet plus simple que la mesure d coefficient d'échange pariétal qui est, de plus, un bon estimateur des transferts. Les mesures d'échanges de chaleur sont en général effectuées sur des bilans macroscopiques de flux et ne donne pas accès aux champs locaux.

Les techniques de simulation numériques permettent depuis récemment d'obtenir ces champs locaux et d'en déduire différents coefficient d'échange avec un bon accord avec l'expérience.

Cependant, peu de travaux traitent de l'influence de la dispersion thermique sur la détermination formelle des coefficients d'échange locaux.

Tout comme pour les écoulements, il existe un certains nombres de corrélation donnant le nombre de Nusselt issu du coefficient d'échange volumique brins-fluide relié au régime d'écoulement (Mahjoob and Vafai 2008). Tout comme pour les lois de pertes de charges, il se pose la question de savoir si les longueurs caractéristiques utilisées sont pertinentes pour pouvoir généraliser les corrélations à tous les types de mousse.

De plus, nous remarquons que les travaux traitent généralement d'un coefficient moyen et il n'y a pas de travaux sur la détermination des coefficients d'échange locaux à l'échelle du pore de la mousse.

2.3.7 *Conclusions sur les modèles thermophysiques*

La littérature présente de nombreuses corrélations permettant de relier les principales propriétés thermophysiques aux conditions d'écoulement (vitesse et nature des fluides) et à des paramètres géométriques décrivant la géométrie des mousses. Depuis une quarantaine d'années, les modèles se sont complexifiés. Des modèles géométriques paramétrés sont apparus et ont permis de mieux comprendre les phénomènes mis en jeu dans les transferts en milieux poreux et de proposer un certain nombre de corrélations.

Les corrélations qui sont proposées par la littérature permettent d'obtenir des tendances générales en fonction de paramètres génériques (Porosité, diamètre de pore, ex : $\lambda \sim f(\varepsilon)$) et ont été pendant longtemps satisfaisantes pour prédire l'ordre de grandeur des propriétés physiques.

A l'heure actuelle, les applications utilisant les mousses nécessitent une connaissance plus fine des phénomènes et l'utilisation de corrélations plus précises en termes de prédictions. De plus, les contraintes d'utilisations des mousses nécessitent une optimisation topologique. Or, si chaque étude propose des coefficients d'ajustement des corrélations spécifiques aux types de mousses utilisées, il n'existe pas de données reliant explicitement les paramètres de formes aux propriétés.

Les coefficients d'ajustement pour chaque catégorie de mousse proviennent des différents paramètres géométriques (taille de brins, formes des pores et des brins, tortuosité ...) influant sur les gradients de pression, de température, de vitesse etc. L'interdépendance des ces paramètres (ex : la surface spécifique varie avec la forme des brins, taille de pore ...) et le peu d'échantillons disponibles font qu'il n'existe pas de lois généralisables à tous les types de mousse.

Nous pouvons conclure qu'il y a clairement un manque d'unicité de la littérature sur la description de la géométrie et des phénomènes physiques des mousses. Aujourd'hui les moyens de simulations numériques permettent de réaliser des calculs à l'échelle du pore sur des géométries reconstruites depuis des micro-tomographies aux rayons X. Ces simulations permettent une meilleure compréhension des transferts locaux, mais le peu de variance

géométrique notable entre les échantillons disponibles ne permettent pas de proposer des lois générales pour toutes les propriétés thermophysiques.

De plus, les paramètres morphologiques utilisés pour décrire les phénomènes de transport et de conduction macroscopique ne semblent pas adéquats. En effet le diamètre de pore ne semble pas suffisant pour décrire la physique mise en jeu. Bonnet et al. ont montré expérimentalement que pour des mousses semblables les coefficients de perte de charge peuvent être adimensionnés par le diamètre de pore, mais qu'à même diamètre de pore une topologie de mousse différente n'aura pas le même comportement. Nous avons confirmé ce résultat numériquement sur des transformations homothétiques d'une ERG 20PPI et sur des échantillons virtuels périodiques déformés mais ayant le même diamètre de pore moyen et la même porosité. Nous montrons que la perte de charge et la dispersion hydrodynamique peuvent être d'un ordre de grandeur différent (Hugo, Topin et al. 2010). Nous montrerons également dans ce chapitre que la conductivité effective est indépendante du diamètre de pore (pour une forme donnée). Enfin, en ce qui concerne la porosité, il semble que les modèles utilisant les techniques de prise de moyenne volumique prennent en compte celle-ci. Les propriétés déduites doivent donc être indépendante de la porosité.

Il semble donc nécessaire, tant d'un point de vue applicatifs que scientifiques, de générer une base de données d'échantillons sur laquelle nous pourrions étudier *individuellement* l'influence de chacun des paramètres géométriques sur les propriétés thermohydrauliques effectives.

2.4 Les mousses étudiées

Afin de mieux comprendre les rapports entre la morphologie et les propriétés effectives, nous étudions différentes topologies de mousse. Pour cela, nous disposons de mousse réelle et d'échantillons générés virtuellement. Les mousses réelles sont testées expérimentalement et permettent d'obtenir des points de validation de la simulation numérique. Les mousses virtuelles permettent d'étudier l'impact de déformations contrôlées de la forme des pores à partir d'une cellule unitaire modèle, la cellule de Kelvin. Notons que la cellule de Kelvin originale est doublement intéressante, car elle est, à la fois, un modèle géométrique de mousse éprouvée dans la littérature et une mousse réelle issue de fonderie.

2.4.1 *Les mousses réelles*

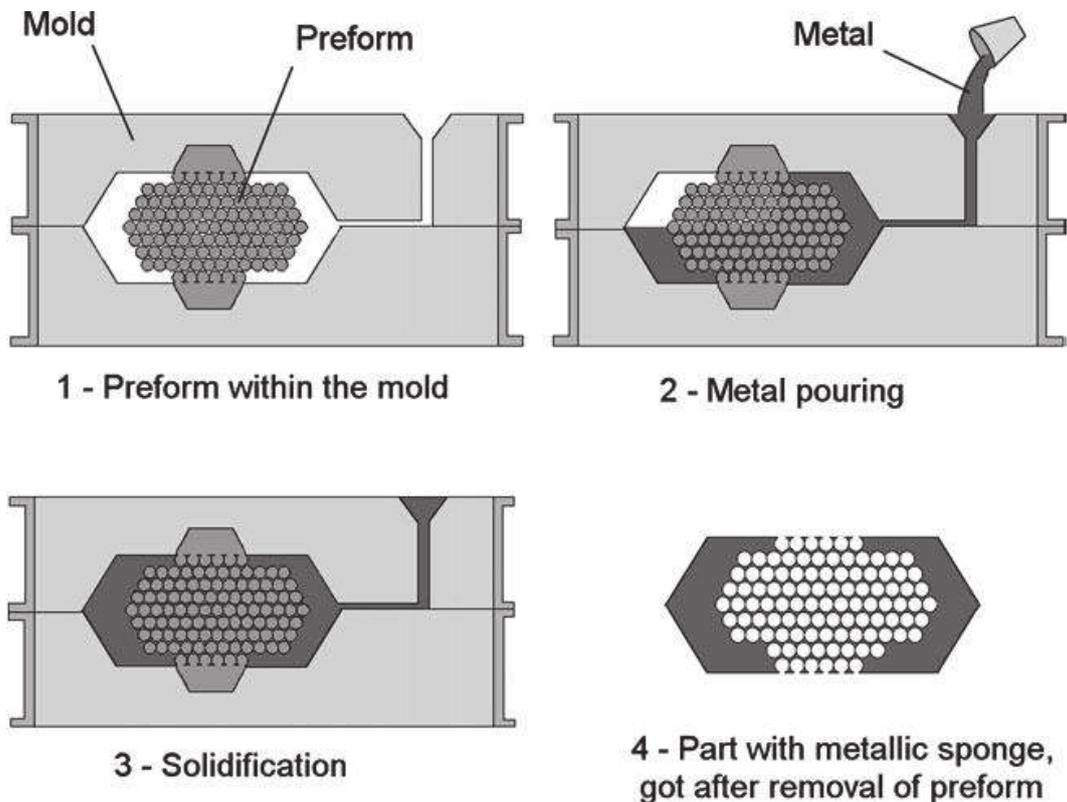


Figure 54. Principe de moulage sur noyaux des cellules de Kelvin réalisées par le CTIF. Notons que ces mousses peuvent être moulées d'un seul bloc avec des parois ce qui optimise le contact mousse-paroi.

Les mousses réelles étudiées sont toutes issues de fonderie, mais leurs moules sont issus de procédés différents et ont un impact significatif sur leur structure. Les mousses peuvent être obtenues via des techniques de réplique soit par moulage d'une mousse de polyuréthane, ou par moulage sur un empilement de noyau (Space Holder). Dans ce dernier cas, l'empilement de noyaux peut être aléatoire, on appellera la mousse stochastique, ou ordonné et périodique tel que celui utilisé pour générer la cellule de Kelvin. Le procédé a été breveté par le Centre Techniques des Industries de la Fonderie (CTIF) à Sèvres (Dairon and Gaillard 2009), (Figure 54)

Les procédés de fonderie sont intéressants pour l'utilisation de mousses dans les échangeurs. En effet le point limitant concernant leur insertion dans les échangeurs est le contact thermique avec un tube ou une paroi qui limite l'échange global. Dans ce mode de fabrication, la résistance thermique est restreinte à la résistance de conduction dans la paroi (qui peut être coulée en même temps que la mousse). De plus, le faisceau de l'échangeur peut être généré d'une seule pièce de fonderie. A ce jour, le point limitant est la taille de pore minimale, -de l'ordre de 10 mm pour la technique CTIF- qui ne paraît pas optimale pour une application aux transferts de chaleur en convection forcée avec une seule phase fluide. D'autres méthodes de fonderie permettent de réaliser des mousses présentant des tailles de pore nettement plus faible (fonderie sous pression par exemple), néanmoins le coût de fabrication est encore limitant à ce jour.

Nous reconstruisons en 3D des échantillons de mousse à partir de tomographies X, réalisées pour la plupart au laboratoire MATEIS de l'INSA Lyon (MATEIS). Les séquences d'images obtenues sont ensuite reconstruites en utilisant iMorph. Un maillage de l'interface solide/fluide est obtenu et est ensuite importé sur StarCCM+ à l'aide duquel des calculs de CFD nous permettent d'atteindre les champs locaux de température, de pression, de vitesse et de flux. A partir de ces champs nous déterminons les différentes propriétés effectives de la mousse. La simulation est ensuite validée par des mesures expérimentales sur ces mêmes échantillons.



Figure 55. Reconstruction 3D d'une mousse réelle ERG20 PPI et maillée par StarCCM+.

2.4.2 *Les cellules unitaires*

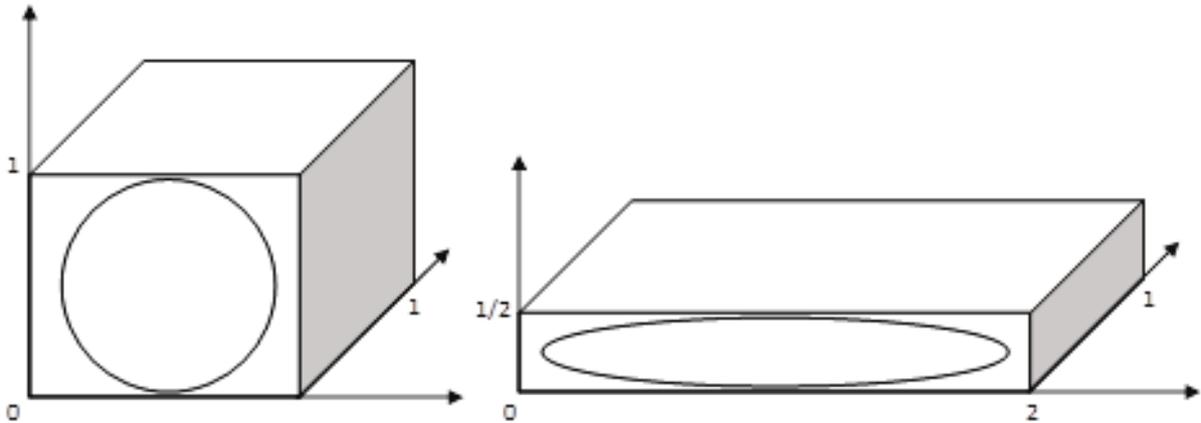


Figure 56. Schéma de principe de déformation des cellules à iso-diamètre de pore, iso-porosité. Dans le cas présenté ici, la cellule est étirée d'un facteur 2 selon Ox et comprimée d'un facteur $1/2$ selon l'axe Oz afin de conserver le volume. Dans les cas étudiés, nous étirons les mousses d'un facteur a selon Ox et d'un facteur $1/\sqrt{a}$ selon les autres axes.

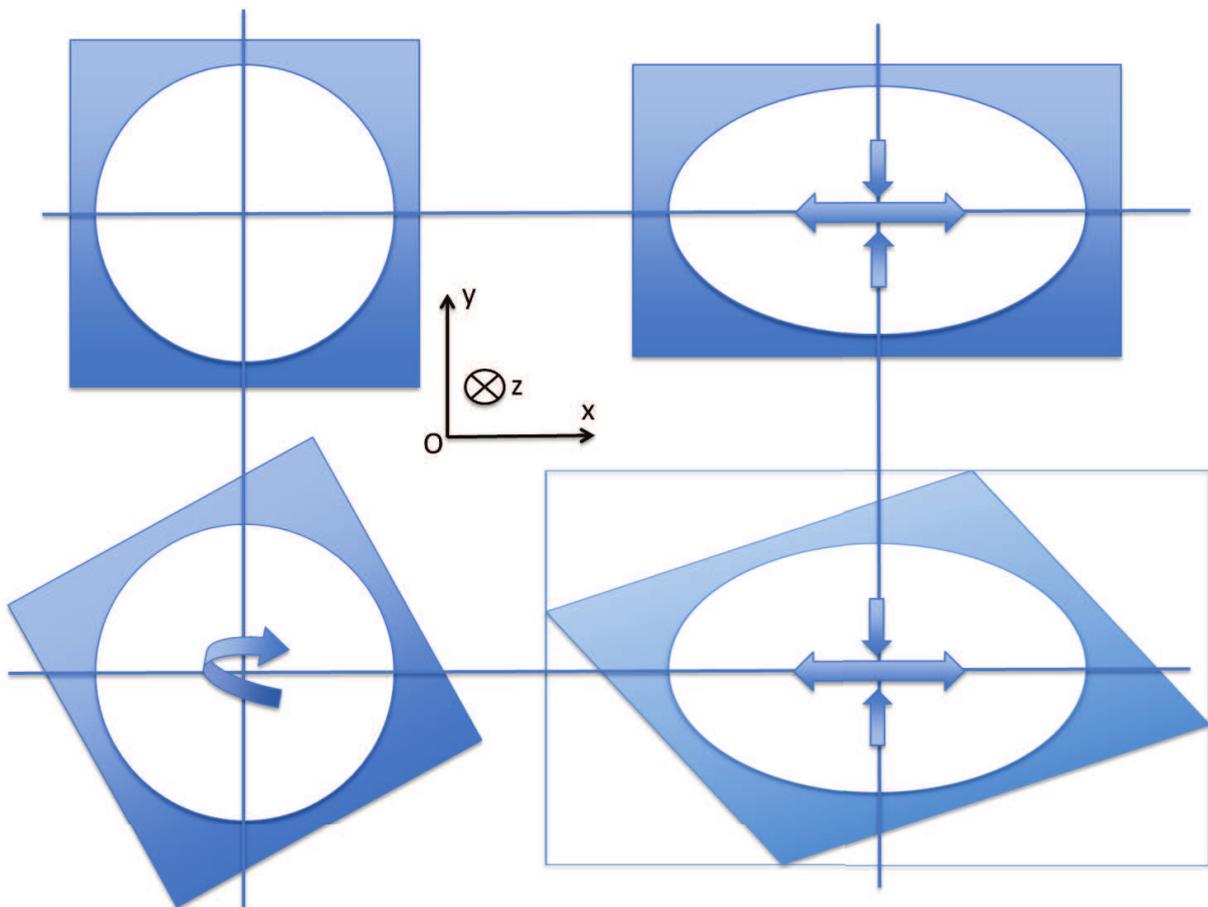


Figure 57. Schéma de principe des cisaillements effectués sur les cellules de Kelvin. La première ligne montre un étirement simple : un étirement selon Ox et une compression selon Oy et Oz. La deuxième ligne montre une rotation de la cellule autour de Oz puis un étirement selon Ox et une compression selon Oy et Oz. Pour des raisons de clarté, nous représentons la transformation en 2D selon OxOy, l'axe de rotation étant Oz.

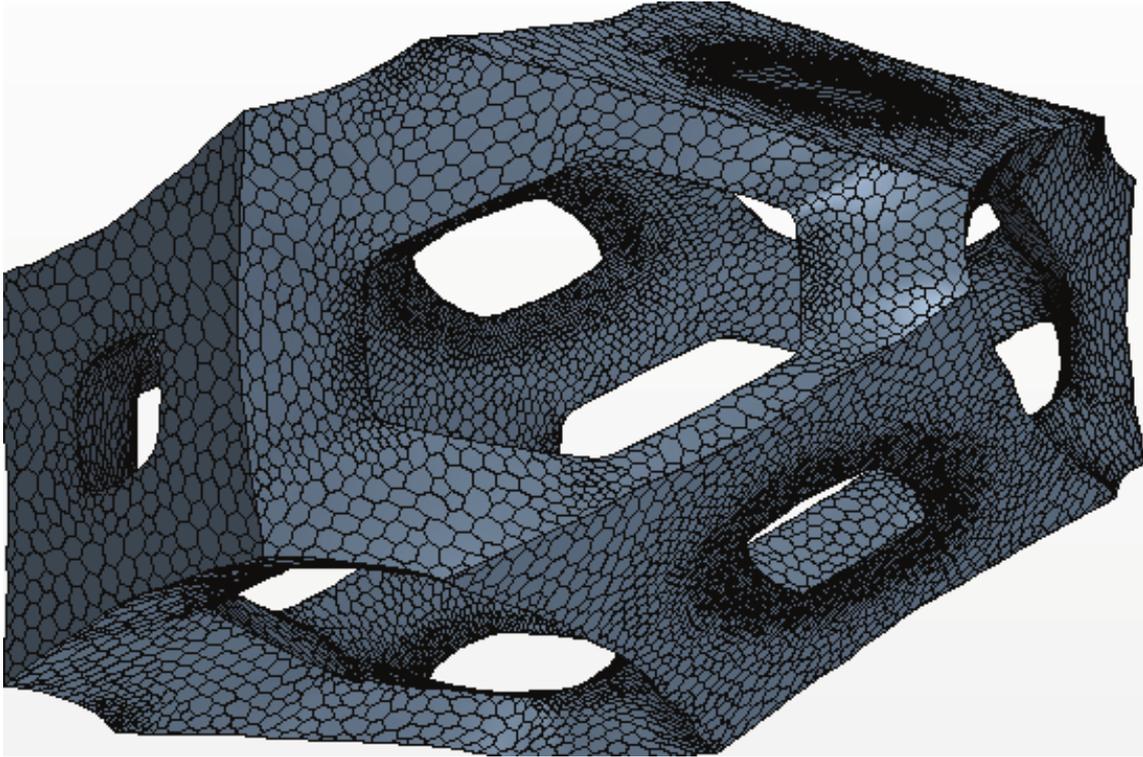


Figure 58. Déformation d'une cellule de Kelvin par cisaillement. La cellule unitaire est d'abord tournée autour de l'axe Oz d'un angle donné et est ensuite étirée selon l'axe Ox et comprimée selon Oy et Oz. L'opération est répétée pour tous les angles entre 0 et 90° par pas de 2° et pour tous les étirements entre 0.4 et 4.0 par pas de 0.2.

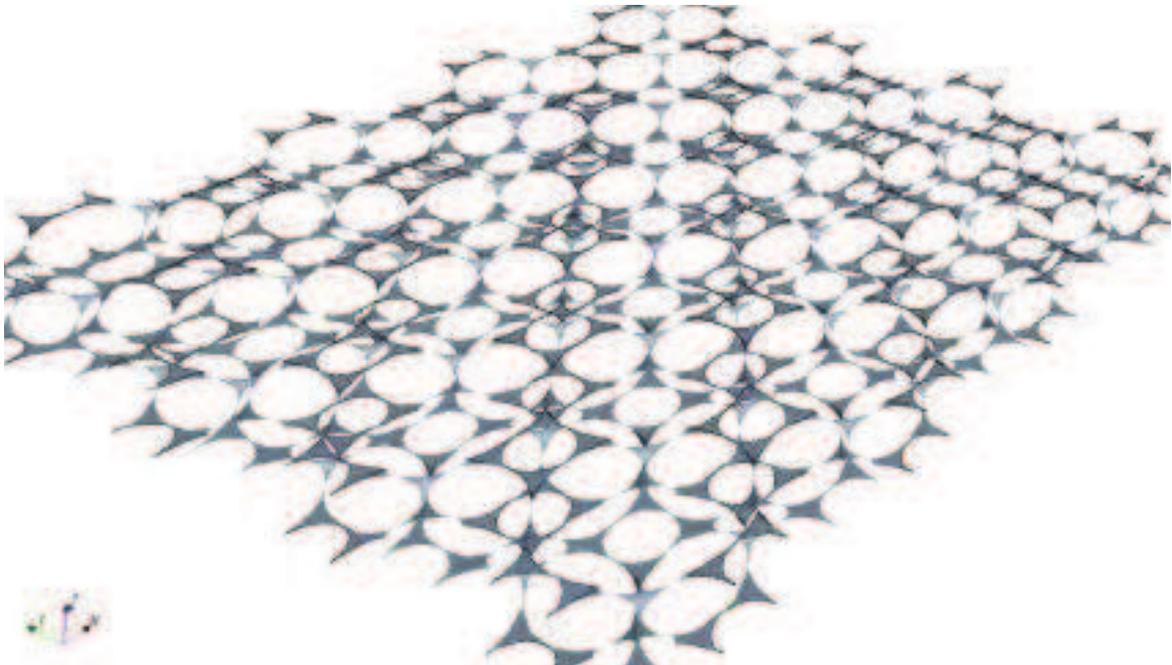


Figure 59. Négatif d'un empilement de sphères interconnectées. Ici un empilement ayant une compacité de 3%. La porosité est donc très élevée : 97%. En grisé la phase solide.

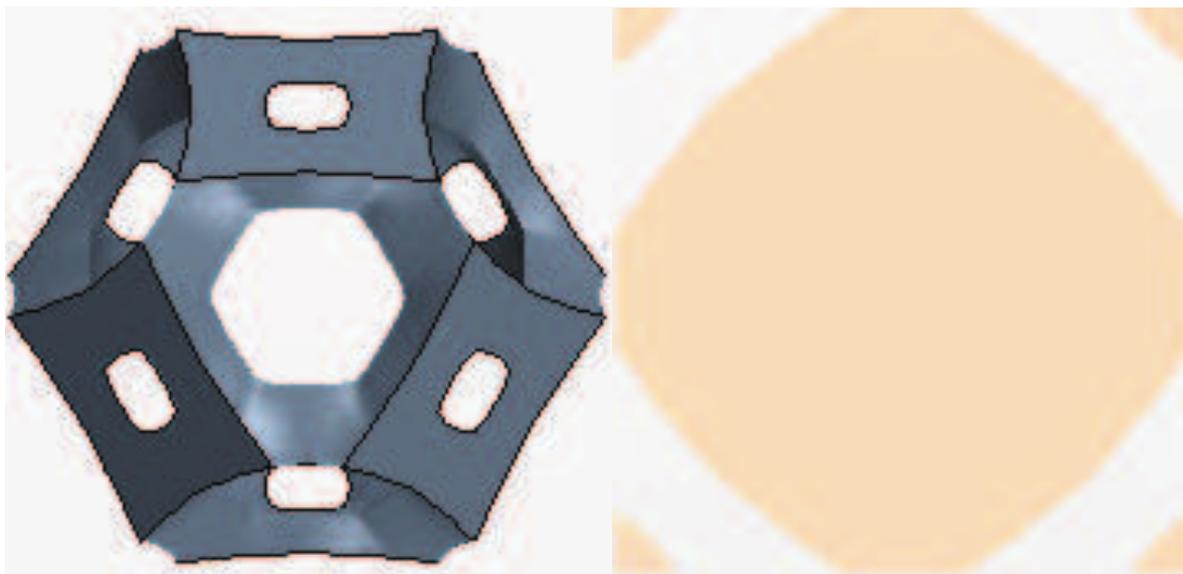


Figure 60. Cellule de Kelvin originale. A gauche une vue isométrique de la cellule de Kelvin originale. A Droite une section plane de la phase fluide de cette même cellule.



Figure 61. Cellule de Kelvin étirée. En haut : vue isométrique d'une cellule de Kelvin étirée d'un facteur 3. En bas : vue d'une section plane de cette même mousse.

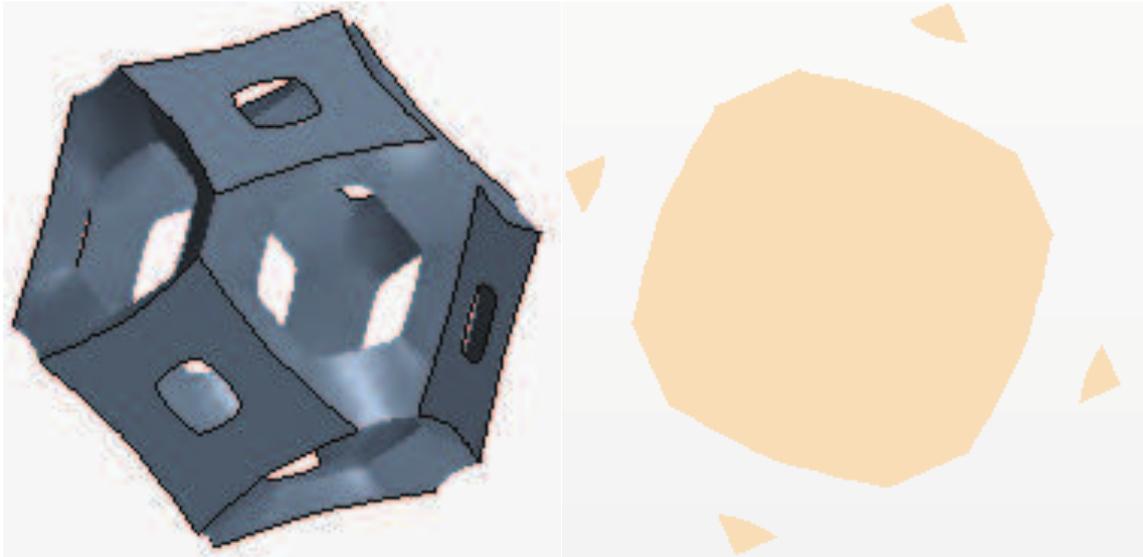


Figure 62. Cellule de Kelvin originale ayant subi une rotation autour de l'axe Oz. A gauche une vue isométrique. A droite : une vue section plane de cette dernière.



Figure 63. Cellule de Kelvin cisailée. Tout en restant une cellule unitaire représentative, la cellule de Kelvin cisailée est devenue complètement anisotrope.

Nous avons choisis de générer des échantillons virtuels de mousse à partir de cellule unitaire représentative et des reconstructions 3D de vraies mousses. Deux types de cellules unitaires sont utilisés, le négatif d'empilement de sphère et la cellule de Kelvin. Celles-ci sont déformées par élongation ou par cisaillement et sont rendues anisotropes.

De plus, nous générons aussi des mousses virtuelles à partir des reconstructions 3D de mousses réelles. Celles-ci sont transformées par homothétie par exemple. Cette

transformation garde la même porosité et conserve la même forme de pores. Les diamètres de pores, de brins et de cols sont multipliés par le facteur d'homothétie.

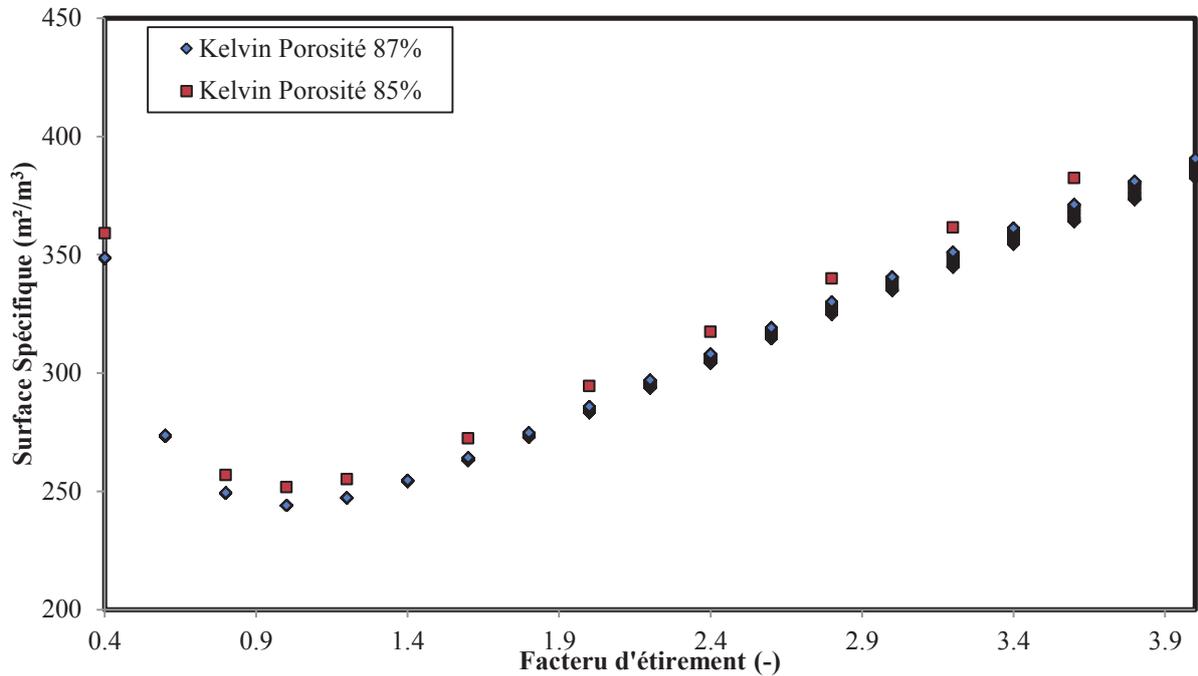


Figure 64. Surface spécifique d'une cellule de Kelvin déformée en fonction du facteur d'étirement pour tous les angles de cisaillement. Une courbe unique est obtenue. La surface spécifique minimale est obtenue pour la cellule d'origine comme attendu.

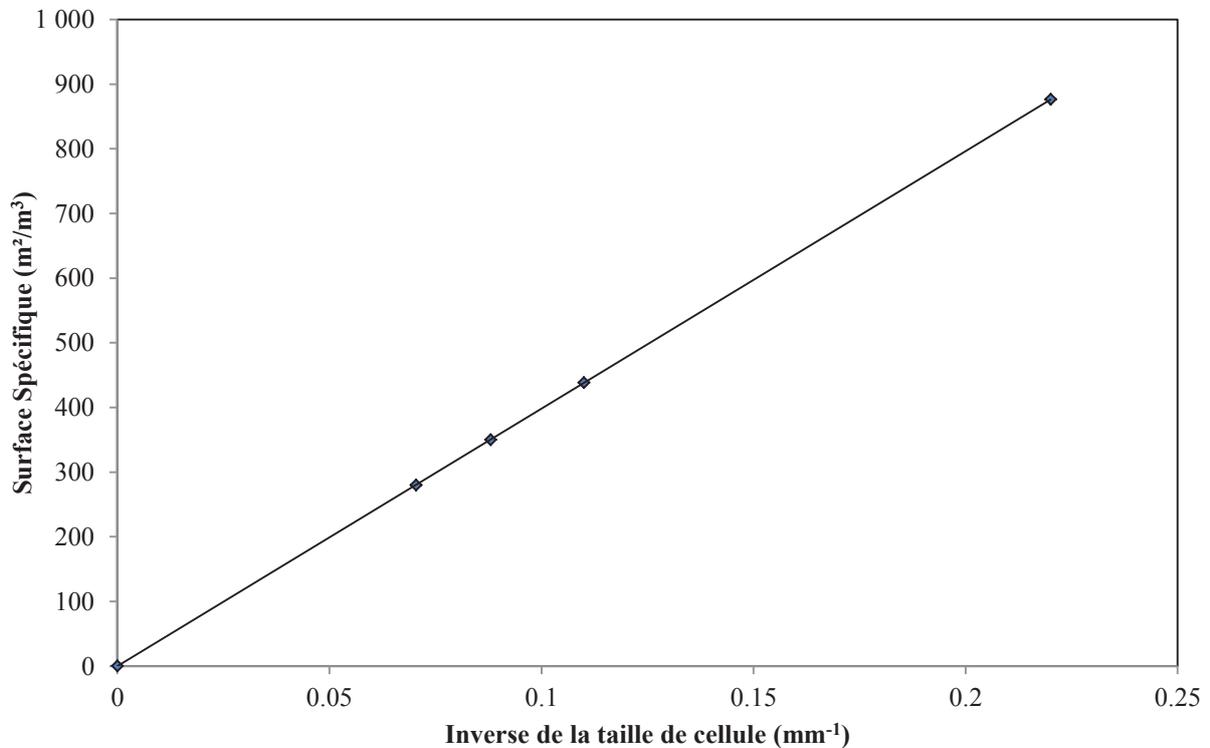


Figure 65. Surface spécifique d'une cellule de Kelvin en fonction de l'inverse de la taille de cellule. Chaque échantillon est obtenu par homothétie.

Les Figure 57- haut, Figure 60 et Figure 61 montrent par une déformation simple comment nous modifions la forme des pores. Dans le cas d'un étirement simple d'un facteur 3 sur l'axe Ox et d'une compression $1/\sqrt{3}$ sur les axes Oy et Oz, la mousse est rendue orthotrope. On peut facilement imaginer que la conductivité effective sera plus importante selon Ox et réduite selon les deux autres axes, mais que cependant le gradient de température et le flux de chaleur macroscopiques seront colinéaires.

Sur les Figure 57- bas, Figure 62 et Figure 63, nous montrons une déformation par cisaillement. La mousse originale est d'abord tournée sur l'axe Oz et reste identique. Elle est ensuite étirée de la même façon selon les axes d'origine.

1200 cellules unitaires sont ainsi générées à partir de la cellule originale. La transformation conserve la porosité et le volume des pores. Le diamètre de pore équivalent est donc aussi inchangé. En revanche, Les étirements et cisaillements changent l'allongement du pore ce qui induit des ellipsoïdes équivalents de taille et d'orientation différentes. La base de données comporte 1200 échantillons caractérisés géométriquement. Les déformations les plus extrêmes conduisent à des problèmes de maillage dans le code CFD du fait d'aplatissement ou d'élongations locales. Seuls 900 échantillons ont été validés pour le calcul des propriétés.

Une première analyse des géométries générées nous permet de constater que la surface spécifique des échantillons ne dépend que du facteur d'étirement et est indépendante du cisaillement. La Figure 64 montre que la déformation d'une cellule de Kelvin initiale a pour effet d'accroître la surface spécifique de celle-ci. Cette propriété est intéressante en vue d'augmenter le coefficient d'échange de chaleur volumique.

La Figure 65 donne l'évolution de la surface spécifique d'une cellule de Kelvin en fonction de la taille de cellule. Nous générons des cellules de Kelvin de taille différente par homothétie et nous montrons que la surface spécifique de cette cellule évolue en $4/D_p$.

Notons que nous utiliserons également des cellules de Kelvin de porosités différentes générées à partir de la soustraction d'une sphère d'un octaèdre tronqué.

3 Méthode de changement d'échelle

3.1 Introduction

L'utilisation de mousse métallique comme promoteur d'échange dans des systèmes thermiques, tels que les échangeurs de chaleur, nécessite une modélisation de celle-ci. En effet, les mousses métalliques, et les milieux poreux en général, ont une géométrie et une texture complexe (milieux aléatoires, polydisperses, anisotropes ...). Une description rigoureuse des phénomènes ne peut être obtenue que par le biais de la résolution des équations de continuité de la mécanique des fluides classiques et de conservation de l'énergie à l'échelle microscopique. La modélisation de ces milieux poreux consiste à considérer le milieu poreux comme un milieu équivalent homogène et continu. Les phénomènes de transport sont alors décrits par des équations de bilan macroscopique à l'échelle d'un volume élémentaire représentatif (VER). Ce VER doit être suffisamment grand pour contenir assez de cellules (pores) et permettre de réaliser des moyennes de grandeurs physiques sur celui-ci, et doit être assez petit par rapport au volume de l'échelle macroscopique afin que le milieu puisse être considéré comme continu (Figure 66) (Kaviany 1992; Quintard and Whitaker 1993; Quintard and Whitaker 1995; Quintard, Kaviany et al. 1997; Whitaker).

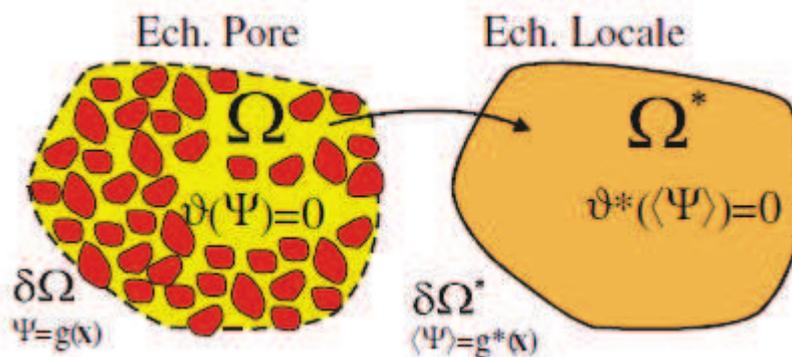


Figure 66. Schématisation d'un changement d'échelle dans un milieu poreux saturé constitué de deux phases (Renard, Genty et al. 2001).

Historiquement, comme beaucoup de procédés industriels, le traitement des écoulements et des transferts de chaleur dans les milieux poreux a été effectué sous deux aspects, d'une part d'un point de vue empirique basés sur des résultats expérimentaux, et d'autre part d'un point de vue mathématiques rigoureux basé sur la connaissance des milieux continus et des équations de continuité microscopiques.

Les corrélations empiriques relient des grandeurs macroscopiques directement mesurables expérimentalement. (Darcy 1856) propose, à partir de ces travaux sur la filtration de l'eau dans des lits de sable, de relier la vitesse débitante à la différence de pression par unité de longueur entre l'entrée et la sortie de la canalisation poreuse. De même, les transferts de chaleur peuvent être traités de la même manière à l'aide d'une conductivité thermique apparente du milieu ou d'un coefficient d'échange de chaleur global reliant une puissance à un écart de température. Les grandeurs macroscopiques peuvent être, en général, reliées entre elles par une relation tensorielle (tenseurs de perméabilité, de conductivité ...).

(Kaviany 1992) montrent que les équations de Navier-Stokes, pour un écoulement monophasique, et les transferts de chaleurs peuvent être facilement résolu analytiquement

pour des structures unitaires simples. Les tenseurs de perméabilité, de conductivité thermique effective et de dispersion peuvent donc en être déduit par la méthode de la prise de moyenne volumique ou par homogénéisation. Pour les arrangements aléatoires de cellules complexes, les tenseurs sont généralement déterminés de manières empiriques. Récemment, du fait de l'émergence de moyens de calcul et d'imagerie adaptés, de plus en plus d'auteurs se sont intéressés aux phénomènes de transport à l'échelle du pore pour obtenir une meilleure compréhension et prédictions des transferts de chaleur et de masse.

Bien que l'approche « milieu poreux équivalent » soit largement utilisé pour décrire des systèmes thermiques, (Kim and Hyun 2005) sont les seuls a montré de façon explicite qu'une approche milieu poreux équivalent peut être utilisée pour réaliser l'analyse de transfert de chaleur dans un système thermique industriel. La simulation directe sur une structure complexe étant couteuse en temps et en effort, ils proposent l'utilisation d'un modèle à 2 températures pour optimiser le design d'un échangeur tubes-ailettes.

Notons que, récemment, sont apparus de nouvelles techniques d'approche multi-échelle basées sur des algorithmes de marche aléatoire (Ros 2011).

3.2 Notions de Volume Élémentaire Représentatif (VER) et de Cellule Unitaire Représentative (CUR)

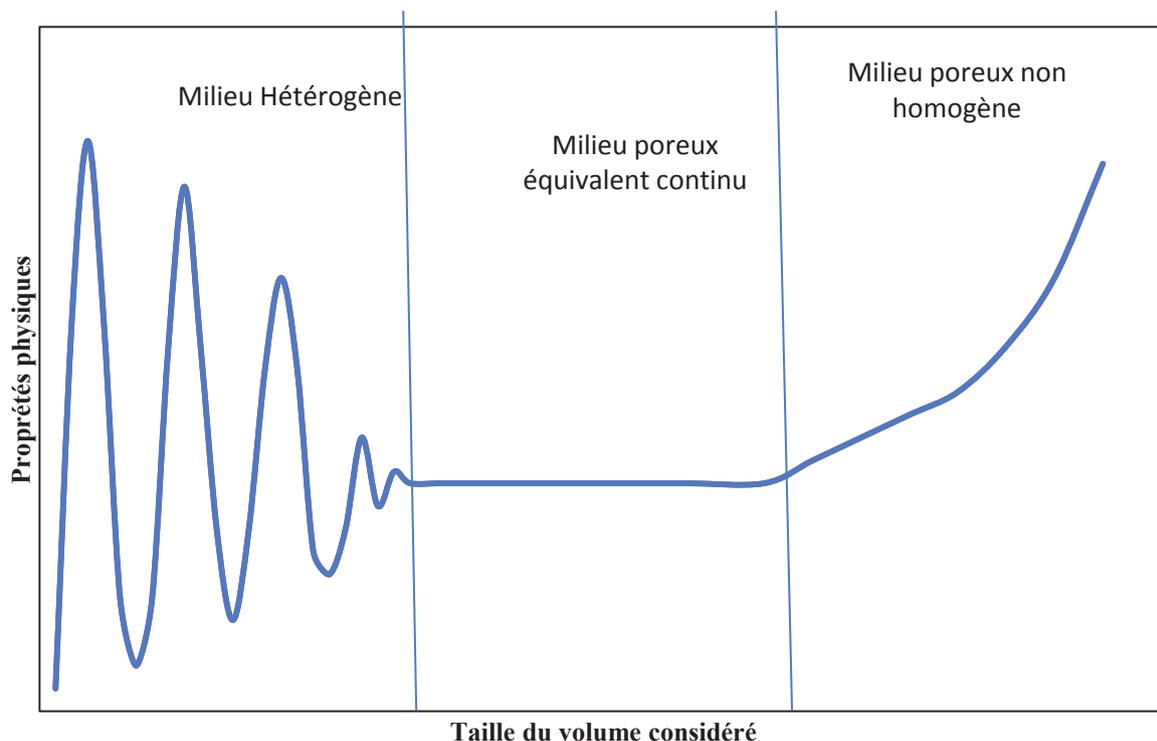


Figure 67. Définitions d'un volume élémentaire représentatif (VER). Il doit être assez grand pour être représentatif des propriétés du milieu poreux et assez petit pour être utilisé dans un modèle continu homogène dans un système thermohydraulique.

Le volume élémentaire représentatif est une boule de rayon R incluse dans un milieu poreux. Ce rayon R doit être suffisamment grand pour que la moyenne des propriétés caractéristiques du milieu considéré soit indépendante du centre de la boule. Le VER doit donc être assez grand pour représenter le milieu poreux, et assez petit devant la taille du système considéré. La notion de VER a été traitée par de nombreux auteurs de façon formelle (Bear 1972; Marle

1982; Adler 1992; Kaviany 1992; Rahli, Tadrist et al. 1993; Quintard and Whitaker 1996; Whitaker 1999).

Pour illustrer ces notions d'échelle liées au VER, imaginons un échangeur tubes-ailettes où les ailettes sont remplacées par de la mousse. Si le rayon R est trop petit, la boule contiendra aléatoirement une part de la phase solide plus ou moins importante par rapport à l'autre phase. Les propriétés physiques varieront donc de façons significatives avec le rayon R du VER (premier tiers de la Figure 67). Si le rayon de la boule est trop grand, il inclura une partie des tubes en plus de la mousse métallique (dernier tiers de la Figure 67).

Notons que la taille du VER peut varier en fonction des grandeurs physiques considérées. Un VER doit être associé aux grandeurs géométriques telles que la porosité ou le diamètre de pore, mais aussi aux grandeurs physiques telles que la pression ou la vitesse sur une section d'un écoulement. Les tailles de ces différents VER ne sont, en général, pas identiques. Il est donc nécessaire d'utiliser la taille du plus grand de ces VER. Par exemple, pour l'application aux mousses, (Brun, Vicente et al. 2007) montrent que pour un volume comprenant au moins $3 \times 3 \times 3$ pores, l'erreur sur la variations des propriétés, physiques et géométriques, est inférieure à 5% (inférieure à 1% pour $5 \times 5 \times 5$ pores) pour différentes mousses testées.

3.2.1 *Détermination de VER géométriques ou physique*

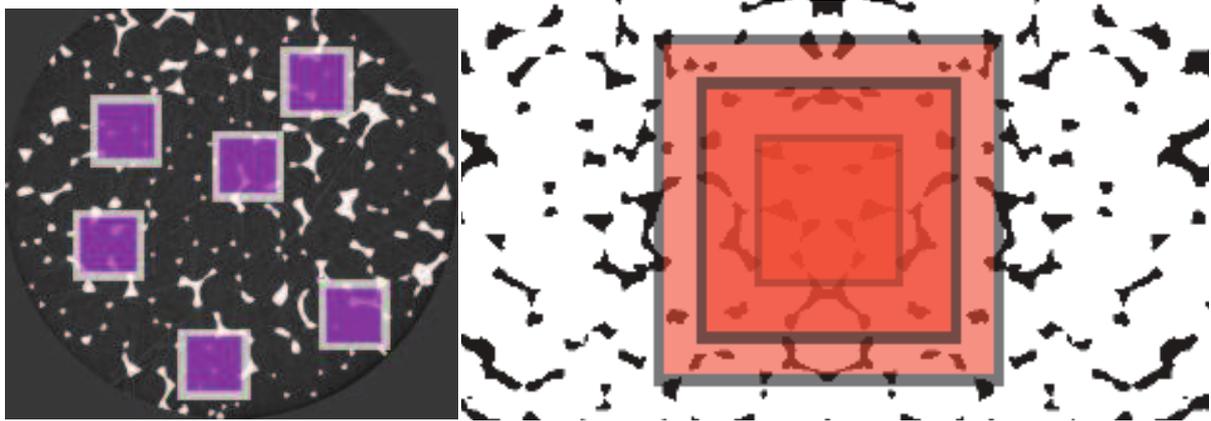


Figure 68. Détermination d'un VER. A gauche : génération aléatoire d'un grand nombre de « boîtes » de même tailles (pouvant se chevaucher). A droite : Génération de boîtes de tailles différentes. La distribution des grandeurs géométriques ou physiques (par exemple la pression) permet de déterminer raisonnablement une taille de VER.

(Brun, Vicente et al. 2008; Brun 2009) proposent un outil numérique pour caractériser la taille d'un VER. Ils proposent de déterminer un VER associé à la porosité, au diamètre de pore ou encore à la surface spécifique et généralisent leur approche aux grandeurs physiques à partir de résultats de simulations numériques. Ces auteurs adoptent une approche statistique en tirant aléatoirement un grand nombre ($n=100$ à 1000) de points dans le milieu (Figure 68). Ces points vont être des centres de boîtes dans lesquelles est étudiée la propriété souhaitée. Une distribution de n valeurs moyennes de la propriété est obtenue. La variation de la taille des boîtes, associée à l'étude des distributions des propriétés pour chacune d'elles, permet d'obtenir une valeur moyenne (Figure 69) et un écart type de la distribution. Les auteurs définissent le VER comme la taille de boîte pour laquelle l'écart type sera inférieure à 1% de la valeur moyenne. Une tolérance sur le VER peut être acceptée pour un écart type de 5%.

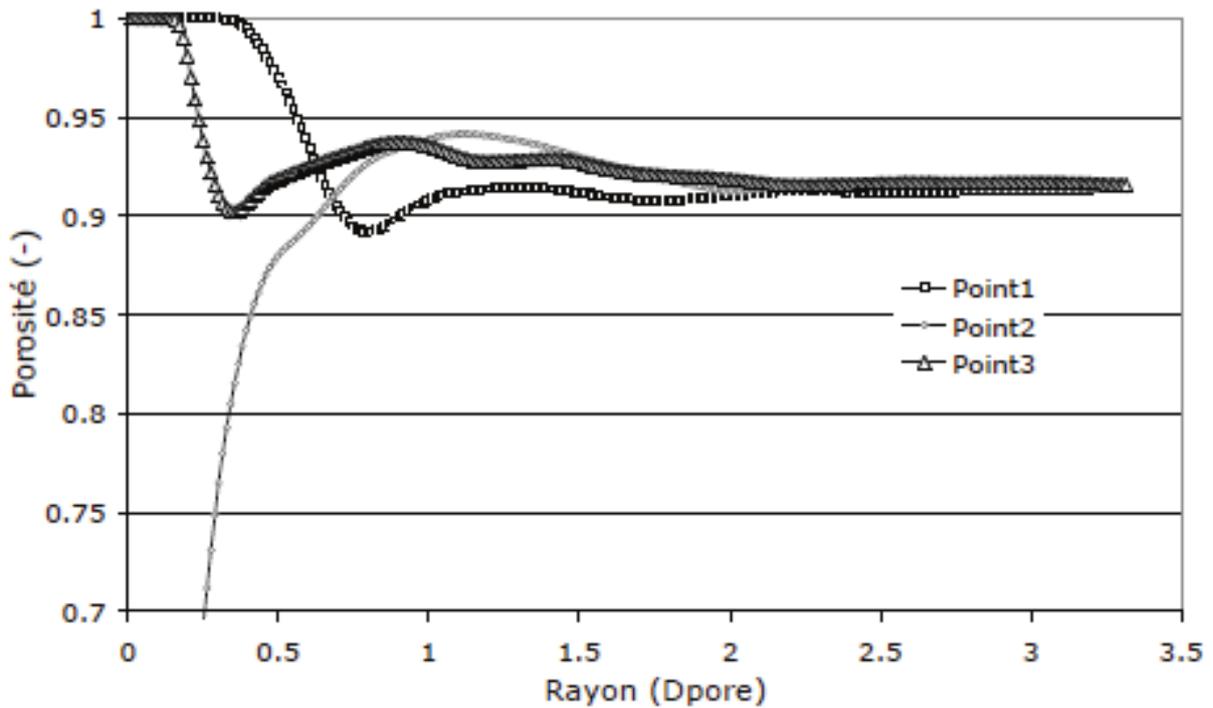


Figure 69. Variation de porosité dans 3 boîtes centrées sur les points 1, 2 et 3 en fonction de la taille de la boîte normalisée par le diamètre de pore pour une ERG 20PPI. Nous constatons qu'à partir de 3 pores, la porosité se stabilise pour les 3 points autour d'une valeur moyenne.

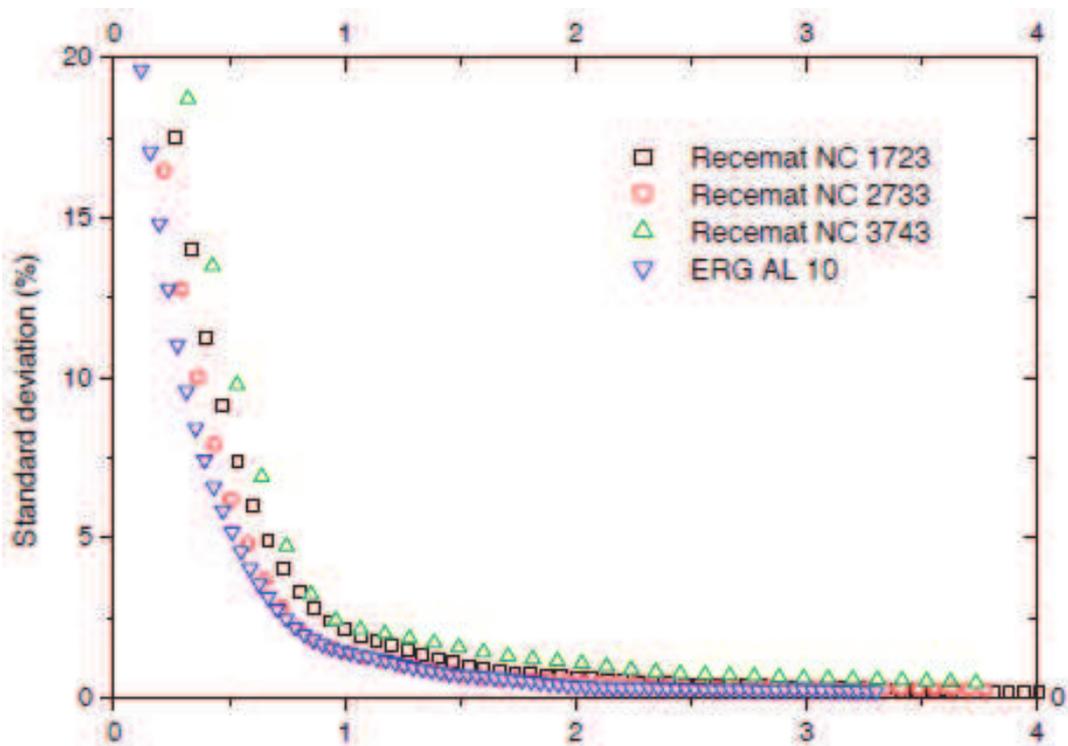


Figure 70. Evolution de l'écart-type mesurée sur les distributions de porosité pour différentes mousses. Un échantillon de mousse de 3 pores dans chaque direction est donc suffisant pour avoir une VER de porosité.

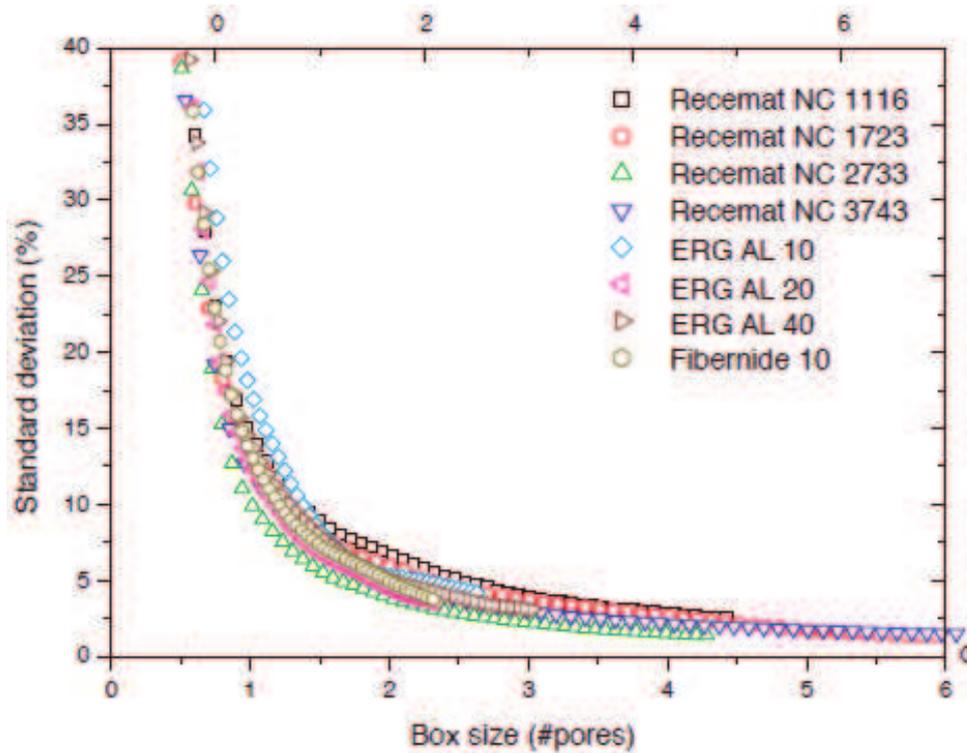


Figure 71. Evolution de l'écart-type mesurée sur les distributions de surface spécifique pour différentes mousses. Un échantillon de mousse de 5 pores dans chaque direction est donc suffisant pour avoir une VER de surface spécifique.

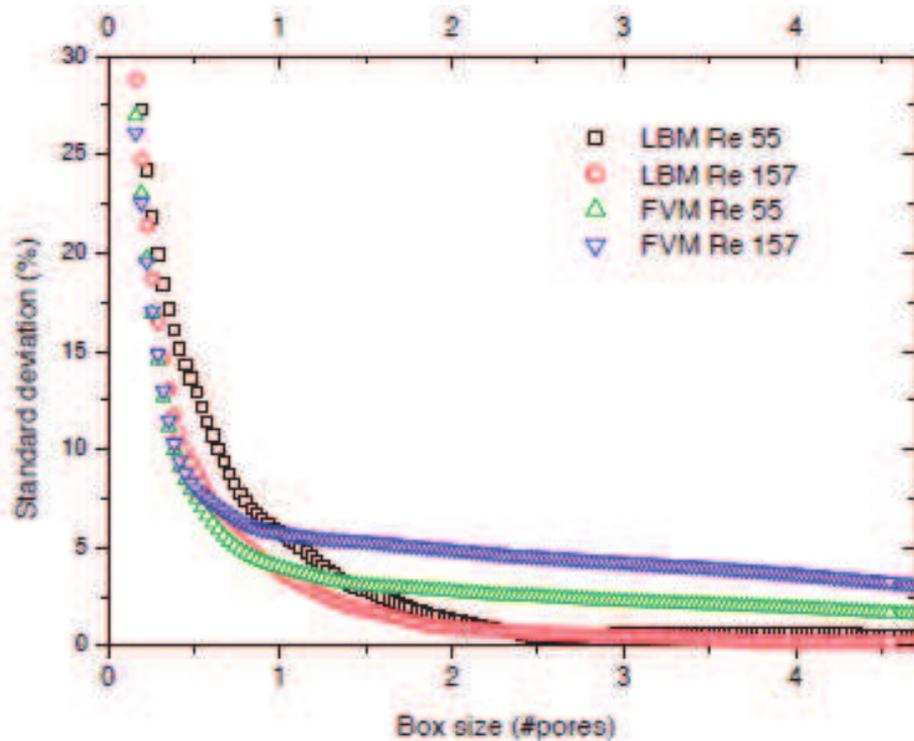


Figure 72. Evolution de l'écart-type mesurée sur les distributions de gradient de pression pour une ERG 20PPI par différentes méthodes numériques. Un échantillon de mousse de 3 pores dans chaque direction semble suffisant pour définir une VER de pression.

La Figure 69 montre l'évolution de la porosité obtenue à partir de trois points distincts (et éloignés) dans un échantillon de mousse d'une dizaine de pores dans chaque direction. Pour chaque point, une boîte délimite un volume de mousse dans lequel est déterminée la porosité. Nous constatons qu'à partir d'une taille de 3 pores dans chaque direction, la porosité tend vers une même valeur moyenne pour chaque point. L'opération est ensuite répétée pour un très grand nombre de points, pour toute une gamme de mousse.

Toutes les mousses de réplique semblent donc nécessiter un volume d'au moins 27 pores (3x3x3) pour obtenir des propriétés représentatives. Les mousses que nous disposons pour nos études étant les mêmes que celles étudiées par (Brun 2009). Nous utiliserons donc des échantillons de tailles similaires au moins.

Pour les mousses périodiques, le VER géométrique est évident, c'est la cellule elle-même. Le VER physique lui est plus complexe à obtenir. En écoulement il dépend du régime et des tailles d'établissement de celui-ci. Dans une cellule unitaire telle les cellules de Kelvin, nous utiliserons des conditions de périodicité pour obtenir un écoulement pleinement établi et nous nous limiterons donc à l'étude d'une seule cellule.

3.2.2 *Homogénéisation*

La méthode d'homogénéisation est utilisée pour les milieux hétérogènes à multi-échelles tout comme la méthode de prise de moyenne volumique. Cette méthode a été initiée par (Sanchez-Palencia 1980) pour les équations de Stokes sur une structure périodique. La méthode d'homogénéisation est basée sur l'étude de solutions périodiques d'équations aux dérivées partielles et sur le comportement asymptotique de celles-ci quand les périodes tendent vers zéro. C'est également une méthode mathématiquement rigoureuse qui permet de démontrer les équations de bilans macroscopique.

3.2.3 *Prise de moyenne volumique locale*

La méthode de prise de moyenne volumique locale permet de démontrer les équations de bilan macroscopique à partir des équations microscopiques. Elle permet à partir des équations de Stokes de démontrer de façon rigoureuse, par exemple, la loi de Darcy et que la perméabilité est un tenseur d'ordre 2 qui ne dépend que de la géométrie du milieu poreux et non de la nature du fluide. Cette méthode permet également la justification de l'utilisation d'une loi de Fourier macroscopique et de la forme du tenseur de conductivités effectives.

La méthode est basée sur une moyenne volumique (intégration volumique) sur un volume élémentaire représentatif des équations. Par représentatif, nous voulons dire, que si le volume est augmenté de quelques pores en plus, le résultat ne change pas. Une discussion générale de la prise de moyenne volumique est donnée par (Gray and Webb 1986). (Kaviany 1992) fait également une revue de l'utilisation de cette méthode pour tous les modes de transfert de chaleur en milieux poreux.

4 Techniques de prise de moyenne appliquées aux équations microscopiques : Exemple de la conduction de la chaleur

Par définition, la moyenne volumique d'une grandeur ψ est déterminée par intégration volumique sur tout le domaine comme suit :

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{V} \int_V \psi dV \quad (36)$$

Les moyens de simulation numérique, basées sur la méthode des volumes finis, que nous disposons, nous permettent de résoudre l'équation de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie sur des cellules unitaires représentative ou sur des VER de mousses réelles obtenues à partir de tomographies. La résolution numérique donne accès aux champs locaux de température, de vitesse, de pression, de gradient de température et de gradient de pression.

Une fois ces champs obtenus sur chacune des cellules du maillage, elles peuvent être sommées sur tout le volume pour atteindre les valeurs moyennes. Nous pouvons également calculer les moyennes surfaciques de ces grandeurs sur l'interface fluide-solide. En considérant le volume des mailles assez petit, nous considérerons que la valeur moyenne d'une grandeur ψ est obtenue, conformément à l'approximation volumes finis, par :

$$\langle \psi \rangle = \frac{1}{V} \sum_V \psi \delta V \quad (37)$$

Le théorème de la prise de moyenne volumique nous permet ensuite de déterminer les grandeurs macroscopiques.

$$\langle \nabla \cdot (\nabla \psi) \rangle = \nabla \cdot \langle \nabla \psi \rangle + \frac{1}{V} \int_A \mathbf{n}_{sf} \cdot \nabla \psi dA = 0 \quad (38)$$

$$\langle \nabla \psi \rangle = \nabla \langle \psi \rangle + \frac{1}{V} \int_A \mathbf{n}_{sf} \psi dA \quad (39)$$

Nous détaillons, sur l'exemple de la conduction de la chaleur, comment à partir des équations microscopiques nous remontons aux équations macroscopiques.

4.1 Equations microscopiques

A l'échelle du pore nous utiliserons la résolution numérique des équations de conservations de l'énergie en régime stationnaire. Nous utiliserons la loi de Fourier localement sur chaque phase, en imposant des conditions de continuité de la température et du flux de chaleur à l'interface.

$$\nabla \cdot (\lambda_s \nabla \mathbf{T}_s) = 0 \text{ pour la phase solide} \quad (40)$$

$$\nabla \cdot (\lambda_f \nabla \mathbf{T}_f) = 0 \text{ pour la phase fluide} \quad (41)$$

$$T_f = T_s \text{ à l'interface fluide/solide} \quad (42)$$

$$-\mathbf{n}_{sf} \cdot \lambda_s \nabla \mathbf{T}_s = -\mathbf{n}_{fs} \cdot \lambda_f \nabla \mathbf{T}_f \text{ à l'interface fluide/solide} \quad (43)$$

Où λ_s et λ_f sont respectivement les conductivités intrinsèques des phases solide et fluide. \mathbf{n}_{sf} est le vecteur normal à l'interface du solide vers le fluide.

(Whitaker) montre que l'utilisation de la méthode de la prise de moyenne volumique permet de justifier la forme de l'équation macroscopique de la conduction de la chaleur. Nous nous bornons, ici, à l'étude du cas stationnaire où le fluide est stagnant. Dans le cas où le fluide est en écoulement, l'équation de transport macroscopique est obtenue :

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{U}_f T_f) + \nabla \cdot (\lambda_f \nabla T_f) = 0 \text{ pour la phase fluide} \quad (44)$$

4.2 Exemple de la conduction de la chaleur

4.2.1 *Intégration volumique des équations de conduction*

Nous considérons, ici, seulement la conduction pure dans une mousse métallique composée de deux phases stagnantes dans un régime stationnaire établi. Nous n'étudions pas les transferts radiatifs et il n'y a aucun transfert de masse à l'interface, ni réaction chimique, ni source de chaleur, ni changement de phase.

Les équations de conservation de l'énergie établies dans la section précédente sont résolues numériquement sur tout le volume de l'échantillon testé et permettent d'obtenir les champs de température, ainsi que leur gradient en tout point des deux phases. Nous les moyennons sur tout le volume :

$$\langle T_s \rangle = \frac{1}{V} \int_V T_s dV = \frac{\varepsilon_s}{V_s} \int_{V_s} T_s dV = \varepsilon_s \langle T_s \rangle^s \quad (45)$$

$$\frac{1}{V} \cdot \int_V \nabla \cdot (\lambda_s \nabla T_s) = \langle \nabla \cdot (k_s \nabla T_s) \rangle = 0 \quad (46)$$

Le théorème de la prise de moyenne nous permet d'écrire les expressions suivantes:

$$\langle \nabla \cdot (\lambda_s \nabla T_s) \rangle = \nabla \cdot \langle \lambda_s \nabla T_s \rangle + \frac{\lambda_s}{V} \int_A \mathbf{n}_{sf} \cdot \nabla T_s dA = 0 \quad (47)$$

$$\langle \lambda_s \nabla T_s \rangle = \lambda_s (\nabla \langle T_s \rangle + \frac{1}{V} \int_A \mathbf{n}_{sf} T_s dA) \quad (48)$$

La plupart des auteurs (Kaviany 1992; Whitaker) introduisent la notion de température fluctuante comme la différence locale entre la température locale et la température moyennée. L'introduction de cette température fluctuante permet de réécrire l'équation de conduction moyennée sur chaque phase.

$$\tilde{T} = T - \langle T \rangle \quad (49)$$

$$\nabla \cdot \left[\lambda_s \left(\varepsilon_s \nabla \langle T_s \rangle + \frac{1}{V} \int_A \mathbf{n}_{sf} \tilde{T}_s dA \right) \right] + \frac{\lambda_s}{V} \int_A \mathbf{n}_{sf} \cdot \nabla T_s dA = 0 \quad (50)$$

$$\nabla \cdot \left[\lambda_f \left(\varepsilon_f \nabla \langle T_f \rangle + \frac{1}{V} \int_A \mathbf{n}_{fs} \tilde{T}_f dA \right) \right] + \frac{\lambda_f}{V} \int_A \mathbf{n}_{fs} \cdot \nabla T_f dA = 0 \quad (51)$$

Notons que les conditions de continuité des flux et de température à l'interface nous permettent d'égaliser les températures fluctuantes. En sommant les deux équations précédentes, nous pouvons donc nous ramener à l'expression suivante :

$$\nabla \cdot \left(\varepsilon_s \lambda_s \nabla \langle T_s \rangle + \varepsilon_f \lambda_f \nabla \langle T_f \rangle + \frac{(\lambda_s - \lambda_f)}{V} \int_A \mathbf{n}_{fs} \tilde{T} dA \right) = 0 \quad (52)$$

A partir de cette expression, il existe deux modèles permettant de la traiter. Le premier consiste à considérer qu'en moyenne les deux phases du milieu sont à la même température. Dans ce cas, les gradients macroscopiques imposés à chaque phase sont égaux et il n'y a en moyenne pas d'échange entre phases. Il existe alors une conductivité effective unique pour décrire le milieu et qu'une seule température.

$$\langle T \rangle = \langle T_s \rangle^s = \langle T_f \rangle^f \quad (53)$$

Le deuxième consiste à considérer chaque phase séparément, avec une température moyenne pour chacune d'elles. Il existe alors une conductivité effective pour chaque phase et un terme d'échange entre elles.

$$\langle T \rangle = \varepsilon_s \langle T_s \rangle^s + \varepsilon_f \langle T_f \rangle^f \quad (54)$$

4.2.2 Modèle d'équilibre thermique local

Nous considérons qu'il y a équilibre thermique local. A l'échelle macroscopique, les températures moyennes de chaque phase sont les mêmes. Il n'y a donc pas d'échange entre phases à cette échelle. Les gradients macroscopiques des deux phases fluide et solide sont donc égaux.

(Whitaker 1999) montre qu'en utilisant les techniques de prise de moyenne volumique, en considérant l'égalité des températures moyennes, que le gradient macroscopique se détermine facilement à partir de la moyenne des gradient sur chaque phase. C'est une moyenne pondérée par la porosité.

$$\nabla \langle T \rangle = \varepsilon_s \nabla \langle T_s \rangle^s + \varepsilon_f \nabla \langle T_f \rangle^f \quad (55)$$

A partir de ce résultat, l'équation moyennée de conduction sur les deux phases peut être réécrite avec une température moyenne unique $\langle T \rangle$. Nous pouvons à partir de là définir un flux de chaleur macroscopique Φ .

$$\nabla \cdot [(k_s \varepsilon_s + k_f \varepsilon_f) \nabla \langle T \rangle + \frac{(k_s - k_f)}{V} \int_A n_{sf} \tilde{T} dA] = \nabla \cdot \Phi = 0 \quad (56)$$

Une loi de Fourier macroscopique peut alors être écrite en utilisant un tenseur de conductivité effective $\overline{\lambda_{eff}}$ défini symétrique et positif.

$$\Phi = \overline{\lambda_{eff}} \nabla \langle T \rangle \text{ with } \overline{\lambda_{eff}} = \begin{bmatrix} \lambda_{xx} & \lambda_{xy} & \lambda_{xz} \\ \lambda_{xy} & \lambda_{yy} & \lambda_{yz} \\ \lambda_{xz} & \lambda_{yz} & \lambda_{zz} \end{bmatrix} \quad (57)$$

Cette équation est l'équation qui régit les transferts de chaleur par conduction pure dans le milieu poreux homogène équivalent et peut être également écrite pour un cas instationnaire.

$$\left(\varepsilon_s \rho_s C_{p_s} + \varepsilon_f \rho_f C_{p_f} \right) \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \nabla \cdot (\overline{\lambda_{eff}} \nabla \langle T \rangle) = 0 \quad (58)$$

En annexes, nous discuterons des conditions de taille de VER et de temps caractéristiques pour lesquels nous pouvons homogénéiser le milieu poreux en condition instationnaire. Cette condition permet d'utiliser indifféremment la diffusivité effective ou la conductivité effective.

$$\overline{D_{\text{eff}}} = \frac{\overline{\lambda_{\text{eff}}}}{(\varepsilon_s \rho_s C_{p_s} + \varepsilon_s \rho_s C_{p_s})} \quad (59)$$

4.2.3 *Modèle de déséquilibre thermique local*

Dans le cas d'un modèle en déséquilibre thermique local, nous considérons deux températures moyennes, une pour chaque phase. (Quintard and Whitaker 1993) montrent que le système d'équations macroscopiques régissant la conduction à l'échelle macroscopique s'écrit sous la forme :

$$\begin{cases} \nabla \cdot [\overline{\lambda_{\text{eff}}^f} \cdot \nabla \langle T_f \rangle^f] = h A_{sf} (\langle T_f \rangle^f - \langle T_s \rangle^s) \\ \nabla \cdot [\overline{\lambda_{\text{eff}}^s} \cdot \nabla \langle T_s \rangle^s] = h A_{sf} (\langle T_s \rangle^s - \langle T_f \rangle^f) \end{cases} \quad (60)$$

Où $\overline{\lambda_{\text{eff}}^f}$ et $\overline{\lambda_{\text{eff}}^s}$ sont respectivement les conductivités effectives de chaque phase prise séparément. Ils introduisent la notion d'échange moyen entre phases à travers le coefficient d'échange h .

4.2.4 *Equations macroscopiques*

L'équation macroscopique de conduction dans le cas d'un modèle à une température (équilibre thermique), s'écrit donc sous la forme de l'équation macroscopique de Fourier :

$$\Phi = \overline{\lambda_{\text{eff}}} \nabla \langle T \rangle \quad (61)$$

De la même manière que l'équation de conduction, il est démontré qu'à l'échelle macroscopique il existe une équation de transport d'énergie dans la phase fluide. Dans cette équation s'ajoute à la conductivité effective stagnante un terme de dispersion dû au champ de vitesse microscopique.

$$\rho C_p \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial t} + \rho C_p \langle \mathbf{U} \rangle \cdot \nabla \langle T \rangle = \nabla \cdot (\overline{\lambda_{\text{eff}}^*} \nabla \langle T \rangle) \quad (62)$$

Avec $\overline{\lambda_{\text{eff}}^*} = \overline{\lambda_{\text{eff}}} + \overline{\lambda_{\text{disp}}}$ où $\overline{\lambda_{\text{disp}}}$ est la conductivité apparente provenant de la dispersion thermique due aux phénomènes convectifs.

4.2.5 *Propriétés de transport étudiées*

Les phénomènes de transport sont généralement étudiés à l'échelle macroscopique. Ceci est dû d'un côté, à l'impossibilité de prendre des mesures au niveau du pore et d'un autre côté, à la complexité de la prise en compte de la structure du milieu poreux au niveau local.

Dans ce chapitre, nous allons discuter des méthodes de mesures microscopiques à l'aide de l'outil de simulation numérique. La validation se fera par comparaison avec des mesures macroscopiques effectuées expérimentalement sur des bancs que nous avons développés ou déjà existants. Nous allons donc nous intéresser à la détermination de la conductivité effective d'une mousse métallique en utilisant un modèle à une température. Nous discuterons de la validité du changement d'échelle en régime instationnaire et du modèle unidimensionnel utilisé expérimentalement. Nous mesurerons également les tenseurs de perméabilité et de coefficient inertiel. Enfin, nous aborderons la détermination des coefficients de dispersions thermique.

5 Conductivité thermique effective

Nous détaillons les méthodes et moyens mis en place pour étudier la conductivité effective d'un milieu poreux. Nous utilisons l'outil numérique pour déterminer les différentes grandeurs macroscopiques et effectuons une étude à l'échelle du pore des transferts de chaleur locaux. Cette étude permet d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu. Nous effectuons ensuite une étude paramétrique sur la nature des phases et sur les paramètres morphologiques des mousses.

5.1 Simulation numérique à l'échelle du pore

5.1.1 *Modèle de simulation numérique*

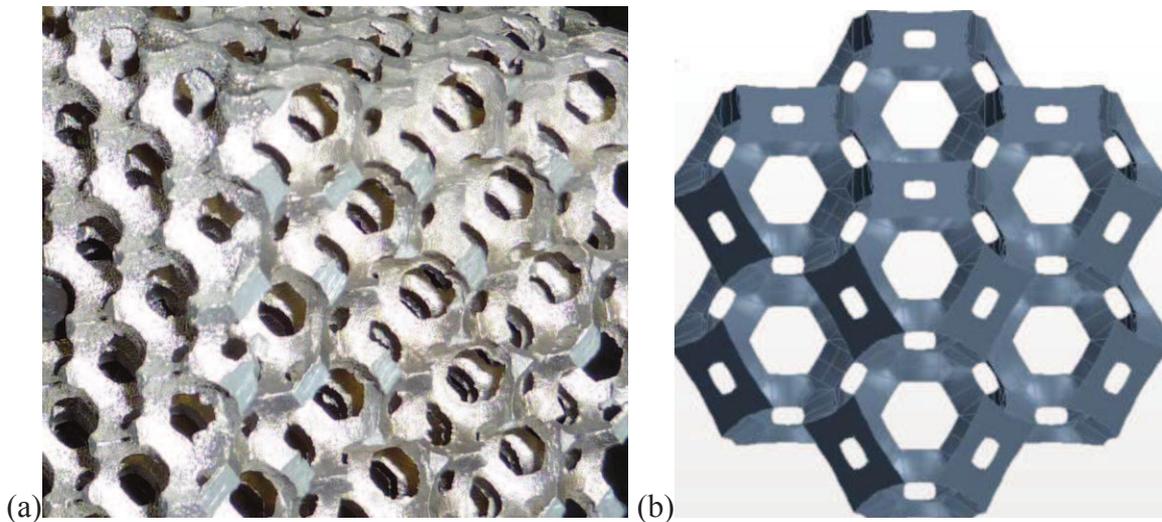


Figure 73. (a) Cellule Kelvin en aluminium (CTIF). (b) CAO de plusieurs cellules de Kelvin sur StarCCM+.

Les simulations sur des géométries réelles nous permettent d'étudier l'impact de morphologies complexes sur la conductivité et de valider les approches expérimentales réalisées par (Rigollet and Gardarein 2011) sur ces mêmes mousses et les échantillons périodique snous permettent une étude plus fine de la relation forme propriété. Il est également possible d'aborder le problème d'équivalence entre la diffusivité effective et la conductivité. En effet, nous avons vu dans la littérature, qu'usuellement, la conductivité est mesurée expérimentalement à partir de méthode instationnaire. En fait, la plupart des auteurs mesurent la diffusivité effective et déduisent la conductivité en divisant par le produit densité capacité calorifique équivalent du milieu poreux. Nous nous limitons ici à vérifier la représentativité des mesures réalisées au laboratoire. Nous présentons en annexe, la validation la méthode expérimentale de (Fetoui, Albouchi et al. 2009) réalisée en simulant l'expérience numériquement et en confrontant les résultats à une mesure stationnaire et à une simulation à l'échelle macroscopique. Le volume du maillage dépend fortement de la topologie de la mousse et peut varier de quelques dizaines de milliers de cellules à plusieurs millions. Typiquement, pour la cellule de Kelvin, le maillage comporte environ 10^5 cellules de taille

moyenne ~ 0.5 mm. Cette taille de maille est choisie pour optimiser le temps de calcul tout en permettant d'atteindre un résultat cohérent.

L'avantage d'une cellule périodique et peu complexe est qu'avec un volume de maillage « petit », la tortuosité et la porosité des deux phases sont bien capturées. Le problème est moins évident en ce qui concerne une mousse de réplification. En effet, celle-ci comporte des défauts locaux et une structure beaucoup plus complexe. Il est donc important d'avoir un maillage assez fin pour capturer la phase solide complètement et ne pas biaiser le résultat de conductivité effective par défaut de matière. Il faut également optimiser le maillage pour limiter les temps et coûts de calcul. La Figure 74 nous montrent deux types de maillages sur une même mousse et en quoi un maillage trop fin faussera les résultats de conductivité effective. En outre, les mousses de réplification sont reconstruites à partir de tomographies au rayon X, il faut donc s'assurer que la résolution des images est suffisante pour capturer correctement la forme locale des brins de solide, surtout dans le cas de mousse à brins creux.

Les échantillons que nous testons sont ensuite inclus dans un parallélépipède sur lequel sont imposées la température sur deux faces opposées. Les autres phases sont maintenues adiabatiques. Le flux de chaleur principal est donc imposé dans une direction précise. Les équations de conduction microscopiques sont ensuite résolues sur tout le maillage et permettent d'obtenir les champs de température locaux. (Figure 75).



Figure 74. Maillage de la surface d'une ERG20PPI reconstruite à partir de tomographies. A gauche un maillage « lâche » qui ne capture pas entièrement la phase solide. A droite un maillage fin capturant correctement la phase solide mais comportant plus de 2000000 de mailles.

5.1.2 Résultats

Les Figure 76 et Figure 77, à gauche, montrent le champ de température obtenu sur l'interface entre le fluide et le solide. Globalement, une décroissance linéaire est obtenue le long de l'axe principal du flux de chaleur. Ce comportement est typique d'un système stationnaire où l'on impose la température sur deux faces opposées. Celui-ci se trouve alors en équilibre thermique. Localement, nous pouvons observer des fluctuations de la température

autour de cette tendance. Cette fluctuation est due à la tortuosité de la phase solide et au fait que le flux de chaleur suit le chemin « le plus simple », c'est-à-dire le plus conducteur. A droite de cette même figure est représentée la température fluctuante portée par les vecteurs normaux à l'interface. L'intégrale de cette quantité sur tout l'interface traduit la déviation spatiale par rapport au milieu parallèle équivalent.

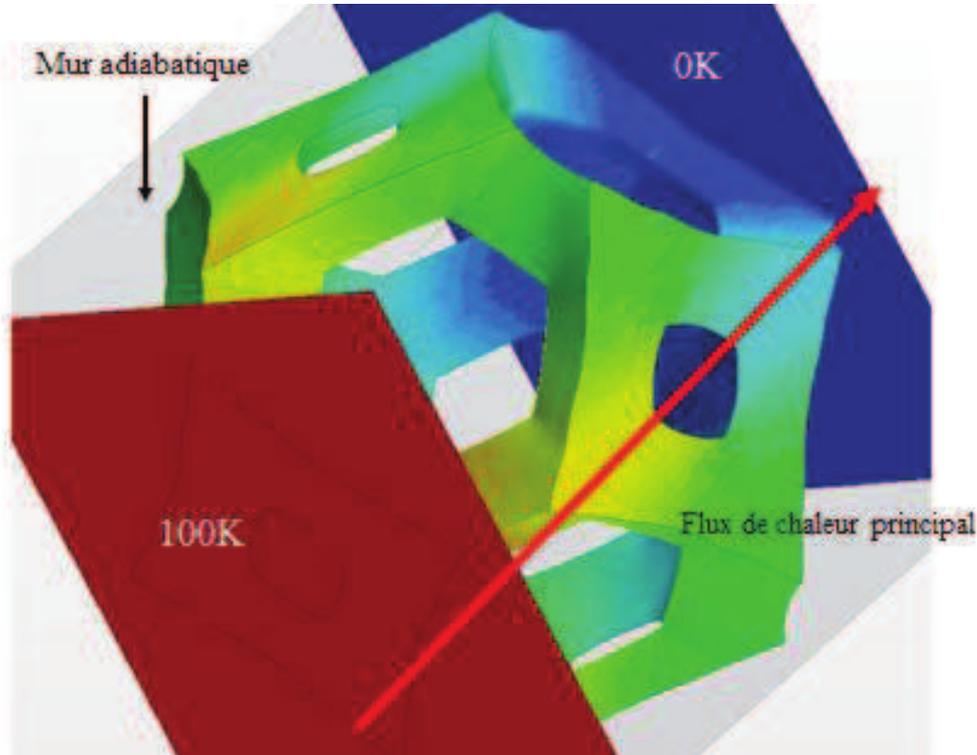


Figure 75. Des conditions de types « perméamètre » sont imposées : Une différence de température (ou de pression) est imposée. La température (ou la pression) est fixée sur deux faces opposées tandis que les autres faces sont adiabatiques (imperméables).

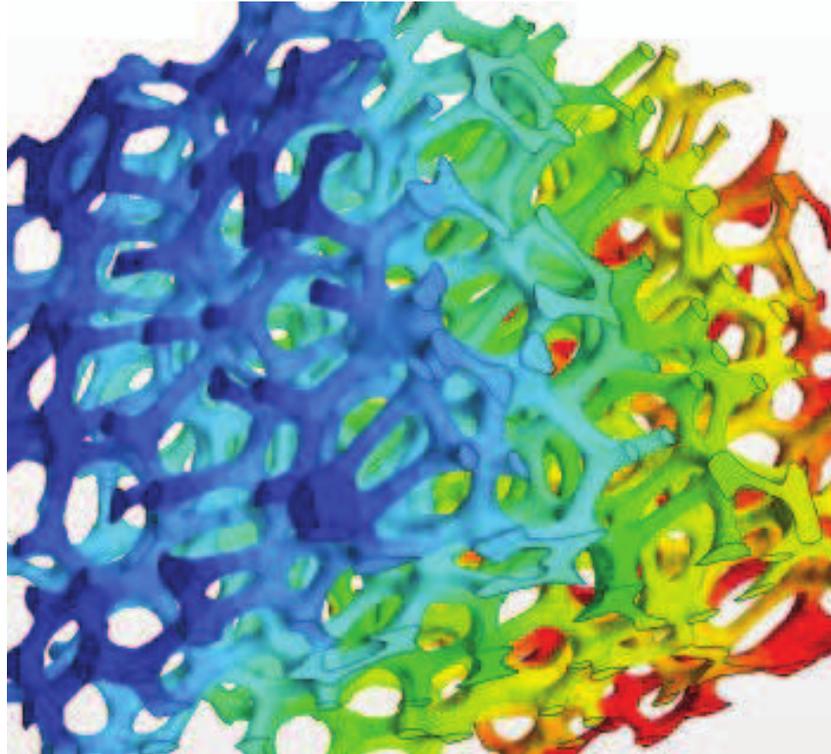


Figure 76. Champ de température obtenu à la surface d'une mousse de réplique ERG 20PPI.

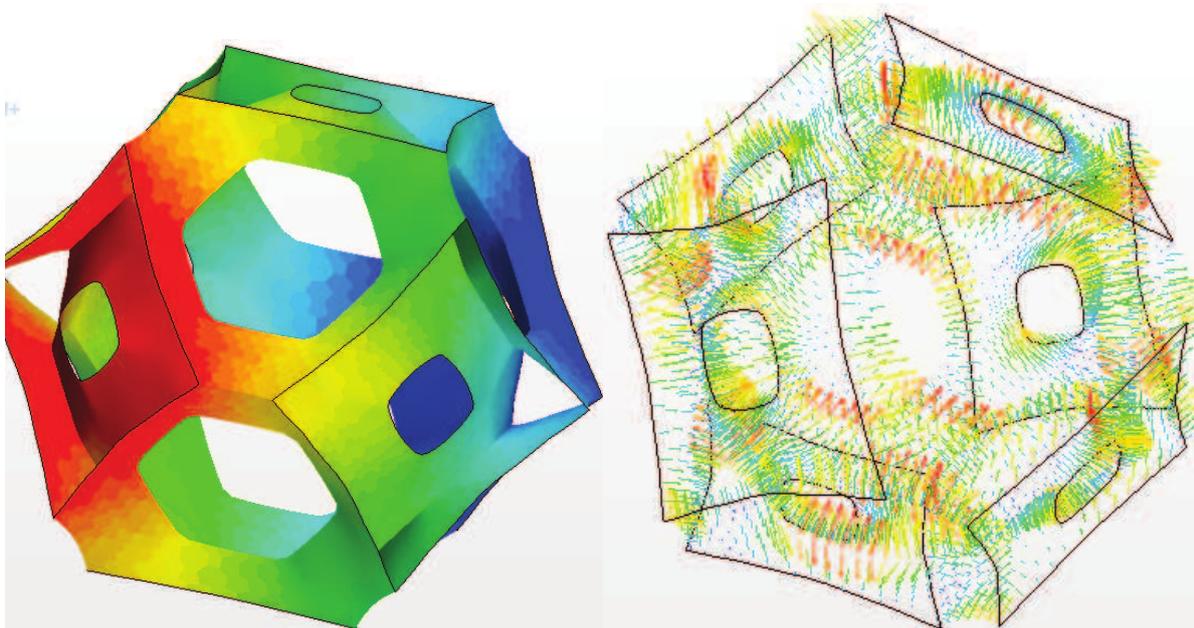


Figure 77. A gauche : Interface fluide-solide colorée par la température. A droite : Vecteurs normaux à l'interface coloriés par la température fluctuante.

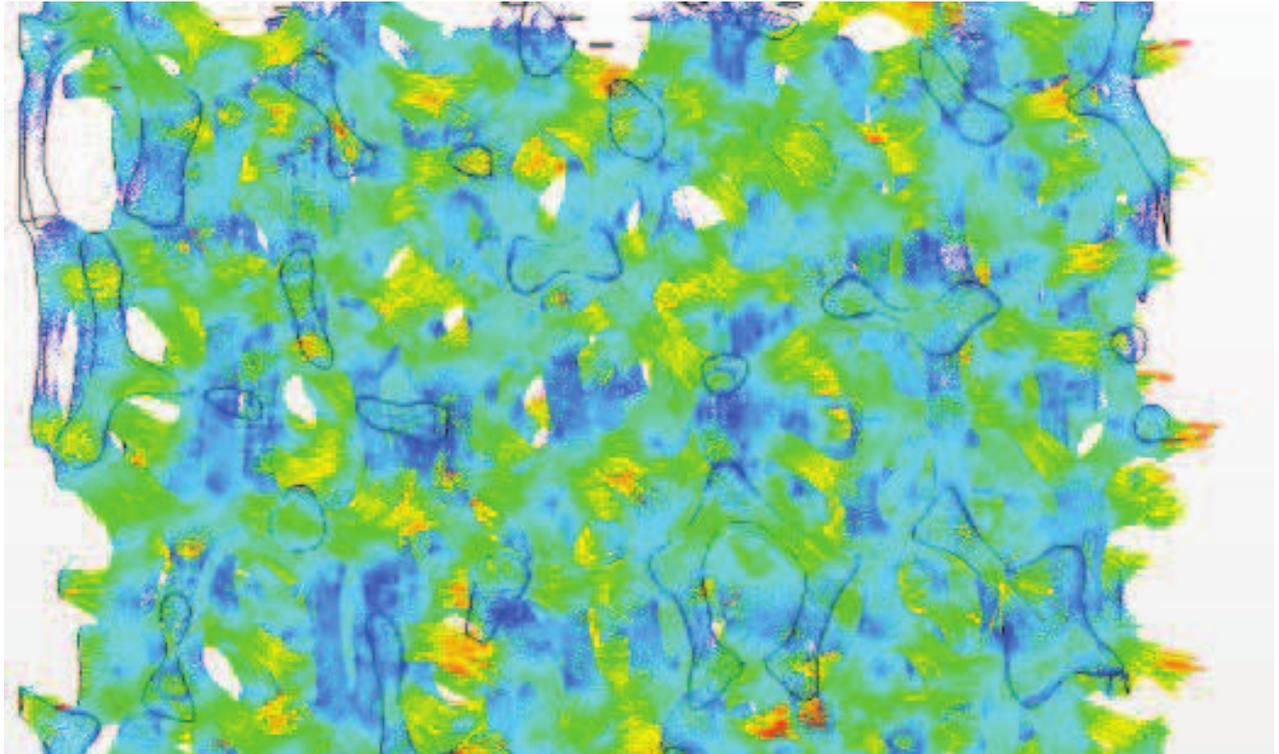


Figure 78. Flux de chaleur locaux dans une mousse ERG20PPI. On peut constater que localement les brins perpendiculaires au flux de chaleur principal ne contribuent pas efficacement au transfert de chaleur global.

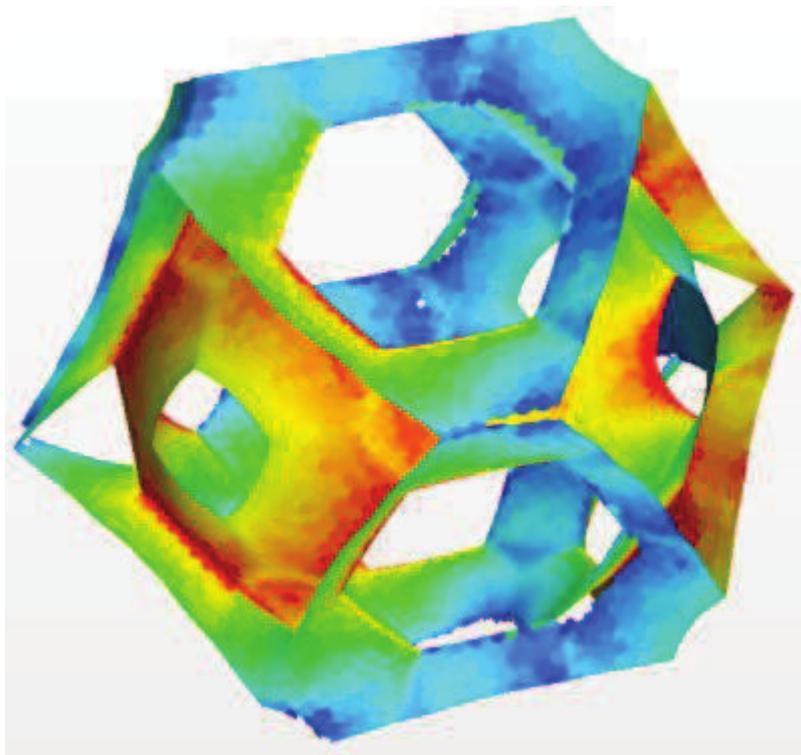


Figure 79. Interface fluide-solide colorée par l'intensité du flux de chaleur la traversant. Nous pouvons constater que bien qu'en moyenne l'échange entre phases soit nul, localement, les flux sont très importants.

La Figure 79 montre le flux de chaleur traversant l'interface fluide solide. Localement, les flux atteignent des valeurs très élevées ($\sim 150000 \text{ W/m}^2$) bien qu'en moyenne les transferts de chaleur entre phases soient nuls. Ces hautes valeurs atteintes localement nous montrent qu'on ne peut pas négliger l'échange entre phases et que le milieu poreux équivalent ne pourra pas être considéré comme la combinaison en parallèle de deux milieux. Cependant, la valeur moyenne du flux traversant l'interface est nulle et confirme l'hypothèse de l'équilibre thermique local et justifie l'utilisation d'un modèle à une température.

Sur la Figure 80 nous pouvons observer les flux de chaleur locaux sur une section plane parallèle au flux de chaleur principal pour trois rapports de conductivité entre phases différents $r=10000, 1.2$ et 0.1 ($0.01, 80$ et 1000 W/mK pour la phase fluide, 100 W/mK pour le solide dans les trois cas)..

Dans le cas d'une phase fluide beaucoup plus conductrice que la phase solide, nous pouvons observer que les flux de chaleur et les isothermes sont quasiment perpendiculaires dans le fluide et ne sont que très peu déformés par la faible tortuosité de cette phase. Dans la phase solide, les flux ont tendance à se diriger vers la phase fluide plus conductrice et confirme que localement il y a des échanges entre phases.

Dans le cas d'une phase solide plus conductrice, les isothermes dans la phase solide sont perpendiculaires à la section de solide (Figure 81). Les flux de chaleur ont tendance à suivre la phase la plus conductrice. A proximité de l'interface, dans la phase fluide, les flux sont dirigés vers le solide, tandis qu'au cœur du fluide, ils sont orientés dans la direction du flux principal. Dans ce cas, nous constatons que dans ce cas-là, la tortuosité de la phase fluide a un impact important sur la conduction locale.

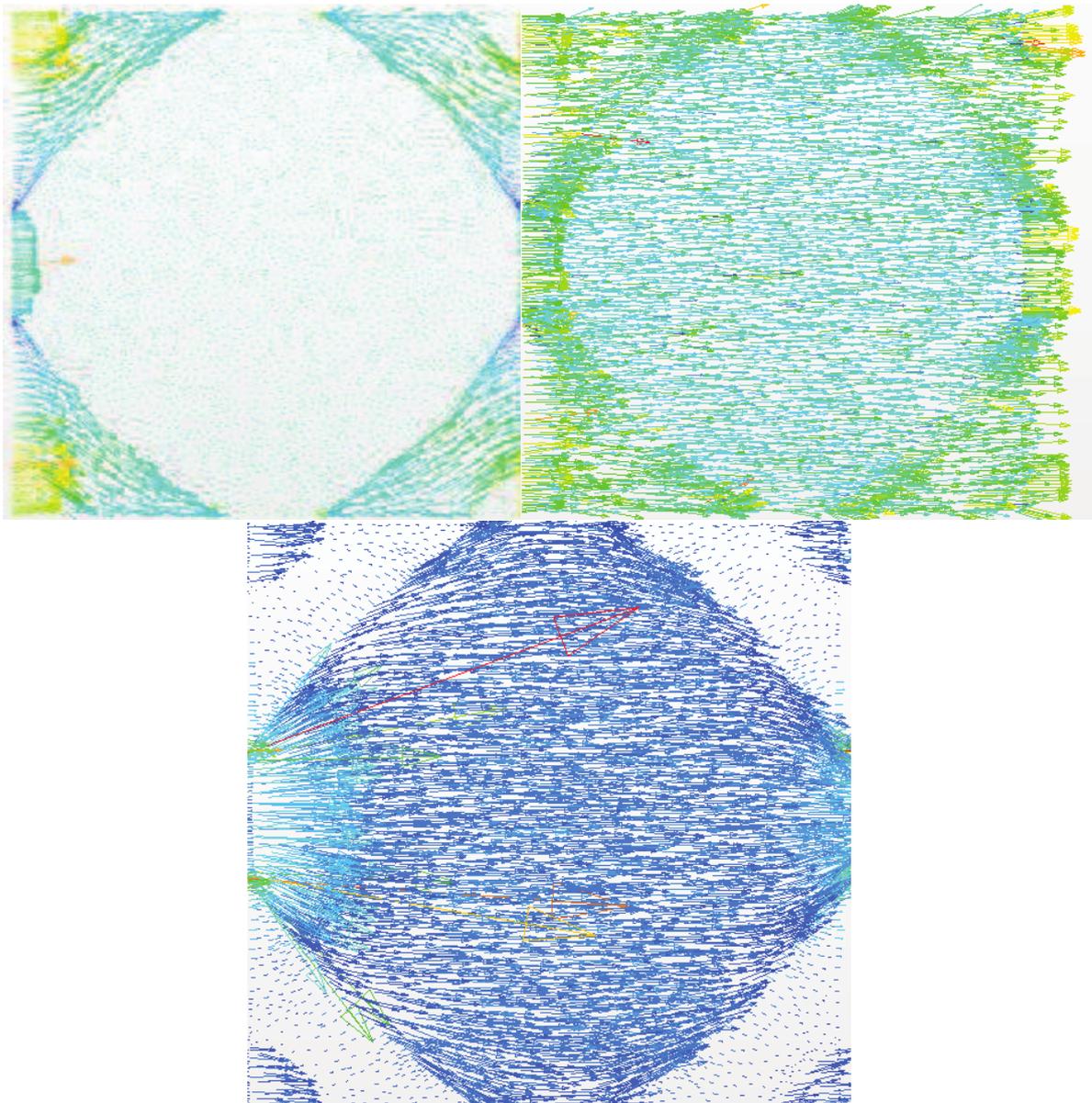


Figure 80. Vecteurs flux de chaleur sur une section plane de la mousse de Kelvin prise dans le sens du flux de chaleur principal. En haut à gauche, le champ de flux de chaleur est obtenu pour une conductivité intrinsèque de la phase solide 10000 fois plus grande que la phase fluide. En haut à droite, les conductivités intrinsèques de chaque phase sont du même ordre de grandeur. En bas, la conductivité de la phase fluide est 10 fois plus grande que celle de la phase solide.

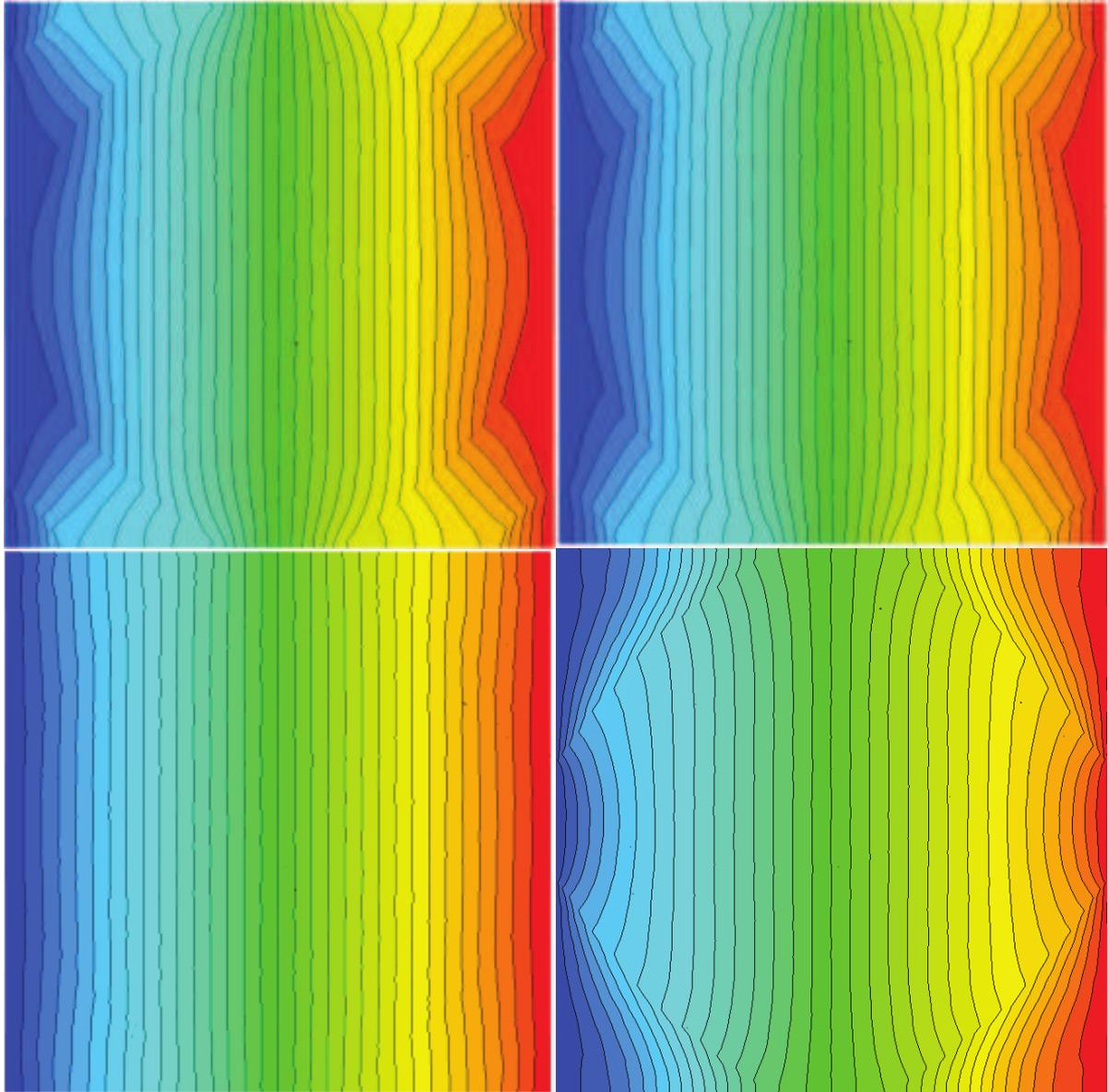


Figure 81. Champs de température obtenus sur une section plane pour différent rapport de conductivité entre phases. En haut les conductivités dans le fluide sont 10000 et 10 fois plus petite que dans le solide. En bas à gauche, le rapport de conductivité est proche de 1, à droite, la phase fluide est 10 fois plus conductrice que la phase solide.

En conclusion, la simulation numérique à l'échelle du pore nous permet une meilleure compréhension des phénomènes de conduction dans un milieu poreux à deux phases stagnantes. Nous constatons que le ratio des conductivités des matériaux a une influence importante sur la distribution locale des flux de chaleur. Il y a donc localement des échanges entre phases qui indiquent que la mousse se comporte comme une combinaison de milieux en partie en parallèle et en partie en série. Enfin, nous comprenons comment la tortuosité des phases a une influence prépondérante dans la valeur de conductivité effective atteinte.

5.1.3 *Détermination des gradients moyens de température.*

La simulation numérique nous permet donc d’obtenir les champs de température et de flux de chaleur en tout point de l’échantillon. Nous avons effectué une analyse qualitative de ces champs. Nous détaillons, ici, comment nous déterminons des grandeurs macroscopiques à partir des données obtenues à l’échelle du pore.

Les Figure 82 et montre la distribution des composantes des gradients de température dans tout l’échantillon de mousse. Nous constatons que les distributions sont gaussiennes centrées sur des valeurs moyennes dépendants de la direction. Ces moyennes correspondent aux valeurs macroscopiques des gradients de température. Les gradients transverses aux flux principal, sur Oy et Oz sont nuls et la valeur moyenne du gradient sur Ox correspond au gradient macroscopique imposé. Malgré les valeurs moyennes fixes, il apparait clairement que les gradients, et donc les flux locaux ne sont pas constants. Il existe donc des flux, transverses au flux principal, qui s’annulent en moyenne dans le cas de notre échantillon (Cellule de Kelvin isotrope). Ces gradients locaux transverses sont essentiellement dus à la tortuosité des phases que l’on peut quantifier ici par l’écart type de la distribution.

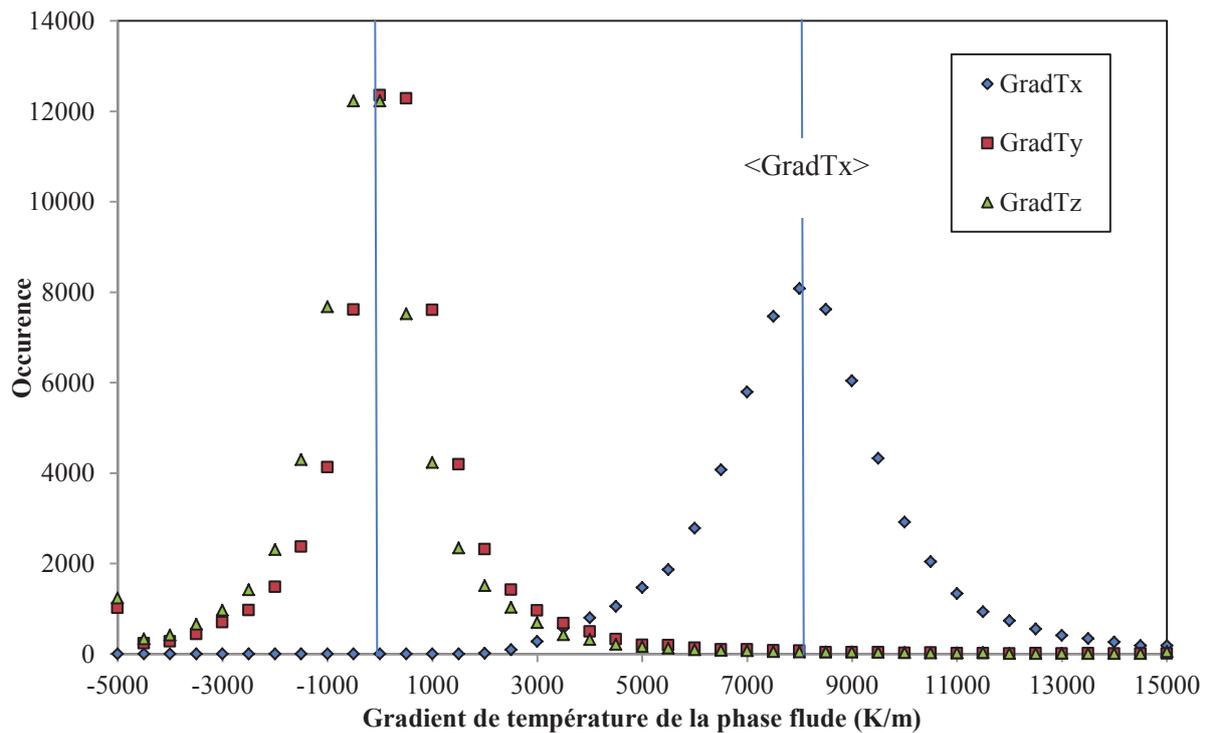


Figure 82. Distribution des gradients de température dans la phase fluide d’un échantillon de mousse. On constate un distribution centrée sur une valeur moyenne du gradient dans la direction du flux et centrée sur 0 dans les directions transverses. Il existe localement des variations de flux, et des flux transverse qui indiquent le chemin «tortueux » suivi par celui-ci.

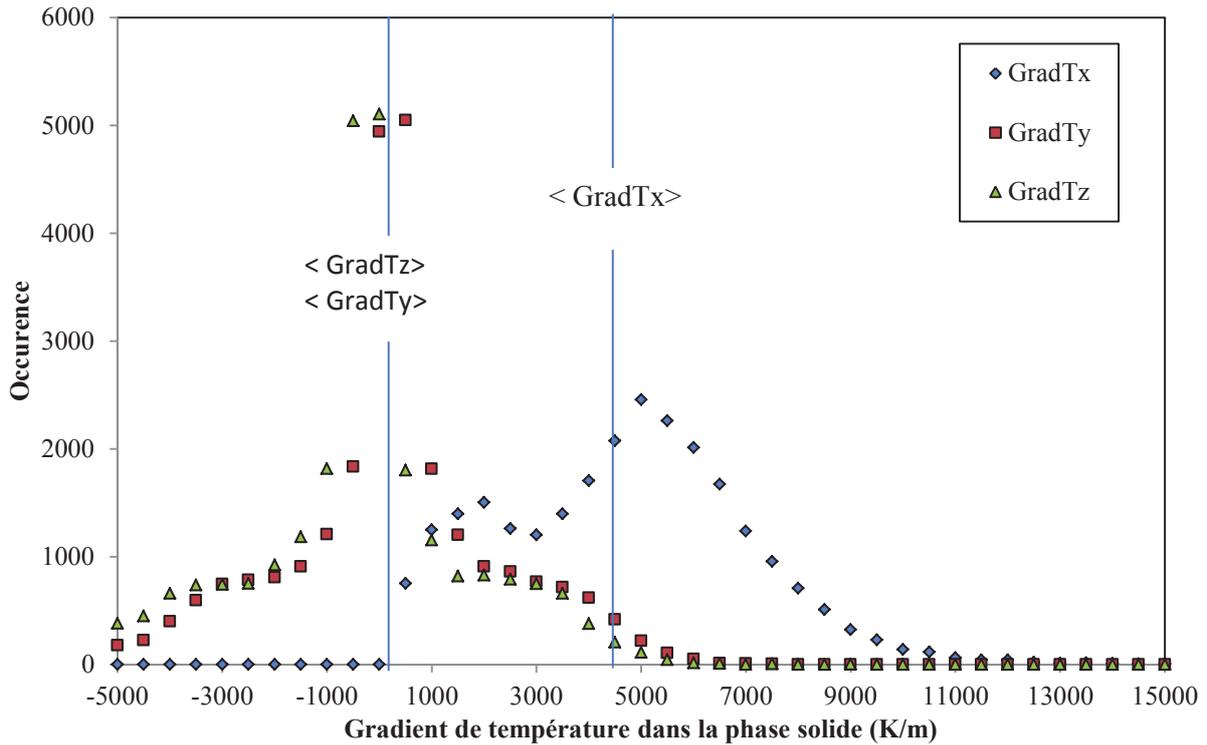


Figure 83. Distribution des gradients de températures dans la phase solide pour un flux macroscopique imposé selon l'axe Ox. On constate des distributions plus larges que dans la phase fluide dues à la plus grande tortuosité de la phase solide.

Les résultats présentés ci-dessous sont réalisés pour le cas où le flux de chaleur macroscopique est imposé selon l'axe Oy. Afin de quantifier les distributions des gradients de températures dans chaque phase, nous avons calculé les moyennes et les écarts types pour chaque composante :

$$\text{Dans la phase fluide : } \begin{pmatrix} \nabla T_x = 7492.2 \\ \nabla T_y = -0.2 \\ \nabla T_z = 0.8 \end{pmatrix} \text{ avec } \begin{pmatrix} \sigma_{\nabla T_x} = 1601.7 \\ \sigma_{\nabla T_y} = 1083.4 \\ \sigma_{\nabla T_z} = 1086.1 \end{pmatrix} \quad (63)$$

$$\text{Dans la phase Solide : } \begin{pmatrix} \nabla T_x = 4042.4 \\ \nabla T_y = -1.3 \\ \nabla T_z = 1.0 \end{pmatrix} \text{ avec } \begin{pmatrix} \sigma_{\nabla T_x} = 1749,5 \\ \sigma_{\nabla T_y} = 1792,7 \\ \sigma_{\nabla T_z} = 1794.8 \end{pmatrix} \quad (64)$$

Nous constatons clairement que les écarts types dans le solide sont plus importants que dans la phase fluide.

Les Figure 84 et Figure 85 montrent le profil de température de chaque phase le long de l'axe principal de flux et la régression linéaire obtenue à partir de ces mesures de températures. Les profils de température sont suivent une tendance linéaire, mais présentes localement des fluctuations de plusieurs degrés. Ces résultats montrent clairement l'égalité locale des températures moyennes entre chaque phase. De plus la moyenne volumique des températures sur chaque phase est égale à 50°C. Nous pouvons donc confirmer que nous sommes dans le cas d'un équilibre thermique local.

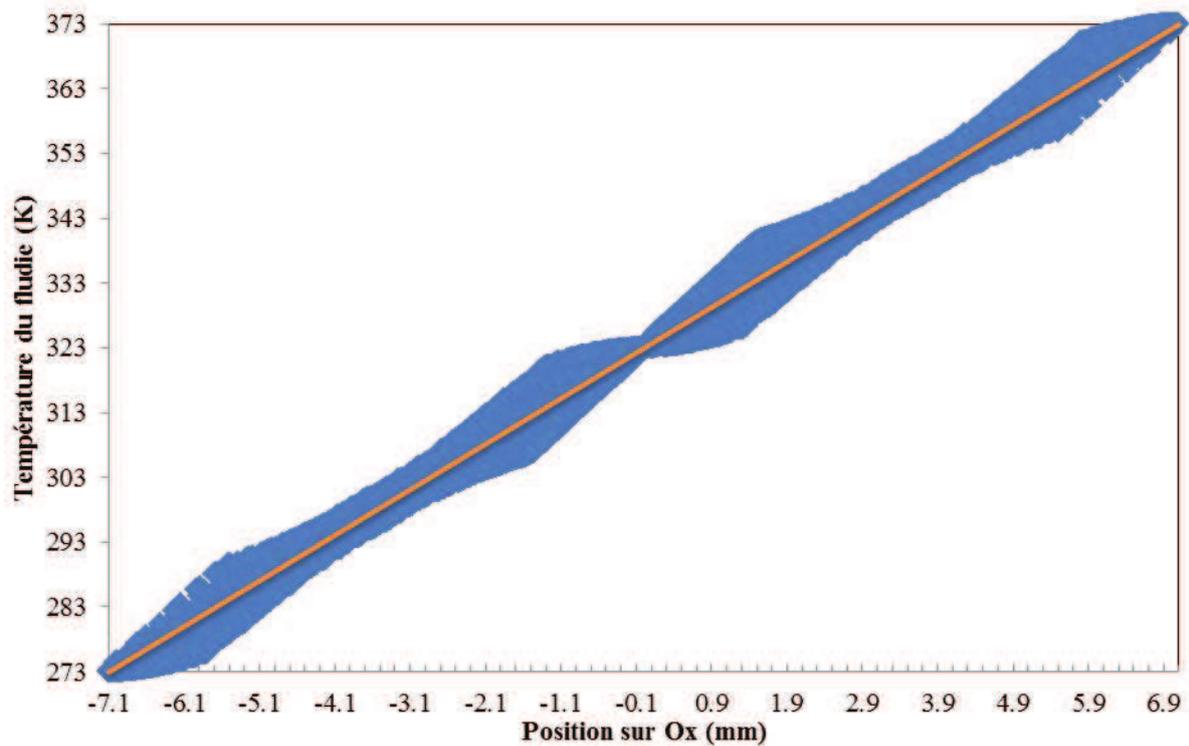


Figure 84. Profil de température de la phase fluide dans l'échantillon le long de l'axe principal du flux.

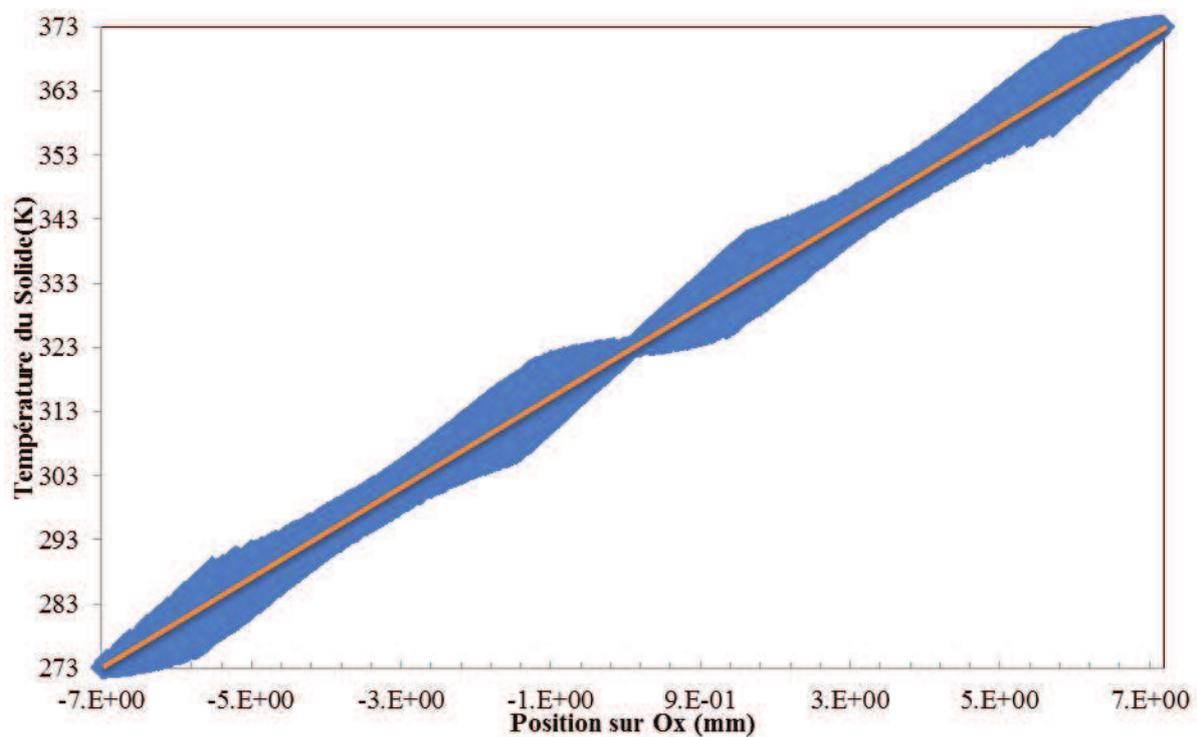


Figure 85. Profil de température de la phase fluide dans l'échantillon le long de l'axe principal du flux.

Dans le cas de l'équilibre thermique et du modèle à une température, il existe deux façons de déterminer le gradient de température moyenne. La première consiste à faire l'hypothèse que la mousse peut être assimilée à milieu homogène équivalent. Dans ce cas-là, en condition stationnaire établi et à flux constant, le gradient de température est constant. La température décroît alors linéairement d'une face de l'échantillon vers la face opposée.

La deuxième méthode nous est donnée par la technique de la prise de moyenne volumique qui ne fait pas d'hypothèse a priori sur le modèle à utiliser. Cette technique permet de vérifier que nous sommes bien dans le cas d'un équilibre thermique local. Le gradient de la température moyenne est égal, dans le cas de l'ETL, à la moyenne des gradients de température.

$$\nabla \langle T \rangle = \langle \nabla T \rangle = \frac{1}{V} \int \nabla T \, dV = \begin{pmatrix} \frac{\Delta T_x}{\Delta x} \\ \frac{\Delta T_y}{\Delta y} \\ \frac{\Delta T_z}{\Delta z} \end{pmatrix} \quad (65)$$

$$\frac{\Delta T_y}{\Delta y} = \frac{(T_1 - T_2)}{y_1 - y_2} \text{ where } T_i = \frac{1}{A_i} \int_{A_i} T \, dA \quad (66)$$

$$\langle \nabla T \rangle = \begin{bmatrix} \frac{\Delta T}{\Delta x} = 0.422 \text{ K/m} \\ \frac{\Delta T}{\Delta y} = 7042.25 \text{ K/m} \\ \frac{\Delta T}{\Delta z} = -0.483 \text{ K/m} \end{bmatrix} \quad (67)$$

Avec T_1 et T_2 les températures moyennes des surfaces opposées A_1 et A_2 de d'un échantillon cubique.

Nous déterminons les moyennes volumiques sur chaque phase et nous en déduisons le gradient macroscopique dans le milieu homogène.

$$\langle \nabla T_f \rangle^f = \begin{bmatrix} \nabla T_x = -0.7/m \\ \nabla T_y = 7491.58 \text{ K/m} \\ \nabla T_z = -0.774 \text{ K/m} \end{bmatrix} \quad \langle \nabla T_s \rangle^s = \begin{bmatrix} \nabla T_x = -1.329/m \\ \nabla T_y = 4038.79 \text{ K/m} \\ \nabla T_z = -1.71 \text{ K/m} \end{bmatrix} \quad (68)$$

$$\langle \nabla T \rangle = \begin{bmatrix} \nabla T_x = 0.436 \text{ K/m} \\ \nabla T_y = 7042.25 \text{ K/m} \\ \nabla T_z = 0.45 \text{ K/m} \end{bmatrix} \quad (69)$$

Nous pouvons constater que les valeurs obtenues sont les mêmes à l'erreur numérique près pour les deux méthodes de détermination du gradient de température. La première méthode d'intégration surfacique des températures aux limites de l'échantillon est la méthode classiquement utilisée expérimentalement. Il est en effet peu pratique, voire impossible, d'atteindre les champs locaux expérimentalement. Numériquement, la deuxième méthode est plus efficace pour le traitement systématique des données et permet notamment de vérifier l'hypothèse de l'ETL. Nous utiliserons donc les prises de moyenne volumique pour déterminer les gradients de température moyenne sur nos échantillons de mousse.

5.1.4 Détermination du flux de chaleur macroscopique

Afin de déterminer le flux de chaleur macroscopique traversant l'échantillon de mousse, il existe plusieurs méthodes. Nous en détaillons trois dans cette section. La première, usuellement employée dans les manipulations expérimentales consiste à faire un bilan macroscopique en mesurant la puissance thermique traversant un bloc (parallélépipède). Le flux de chaleur est alors déterminé par division de la puissance par la surface des faces du parallélépipède. Cette méthode ne nécessite pas la connaissance au préalable du gradient macroscopique de température.

$$\phi = \frac{P_1}{A_1} = \frac{P_2}{A_2} \quad (70)$$

La deuxième méthode consiste à employer les développements mathématiques utilisant les températures fluctuantes. Cette méthode nécessite la connaissance de la température moyenne à l'interface solide-fluide et donc la connaissance préalable du gradient moyen et du champ de température en tout point. Bien que mathématiquement rigoureuse, cette méthode n'est pas envisageable aujourd'hui d'un point de vue expérimental et est peu pratique à utiliser numériquement.

$$\langle T \rangle = T(0) + \nabla \langle T \rangle \cdot P \quad (71)$$

$$\phi = (k_s \varepsilon_s + k_f \varepsilon_f) \nabla \langle T \rangle + \frac{(k_s - k_f)}{V} \int_A \mathbf{n}_{sf} \tilde{T}_s dA \quad (72)$$

La troisième méthode consiste à utiliser les moyennes volumiques des gradients de température dans chaque phase. Le flux moyen traversant chaque phase est proportionnel au gradient moyen de chaque phase, à sa porosité et sa conductivité. Cette méthode est la plus pratique d'un point de vue numérique car elle demande uniquement la mesure de la moyenne volumique des gradients sur chaque phase. Cependant, elle nécessite la vérification de l'hypothèse de l'ETL.

$$\phi = \varepsilon_s k_s \nabla \langle T_s \rangle^s + \varepsilon_f k_f \nabla \langle T_f \rangle^f \quad (73)$$

Numériquement sur la cellule de Kelvin, nous mesurons les puissances traversant chaque phase. Le fluide transmet une puissance égale à 10.60 W et le solide égale à 13.25 W. Nous vérifions également l'hypothèse de flux nul entre chaque phase en mesurant la puissance transmise du solide vers le fluide. La puissance interfaciale mesurée est $4,82 \cdot 10^{-3}$ W et nous pouvons donc l'inclure dans l'erreur numérique et la négliger. Les flux obtenus sur la surface de l'échantillon sont donc :

$$\phi_f = \begin{bmatrix} \phi_x = 0 \text{ W/m}^2 \\ \phi_y = 52569 \text{ W/m}^2 \\ \phi_z = 0 \text{ W/m}^2 \end{bmatrix} \quad \phi_s = \begin{bmatrix} \phi_x = 0 \text{ W/m}^2 \\ \phi_y = 65810 \text{ W/m}^2 \\ \phi_z = 0 \text{ W/m}^2 \end{bmatrix} \quad (74)$$

$$\phi = \begin{bmatrix} \phi_x = 0 \text{ W/m}^2 \\ \phi_y = 118379 \text{ W/m}^2 \\ \phi_z = 0 \text{ W/m}^2 \end{bmatrix} \quad (75)$$

En utilisant les températures fluctuantes nous obtenons :

$$\frac{k_s - k_f}{V} \int_{A_{sf}} \mathbf{n}_{sf} \widetilde{T}_{sf} dA = \begin{bmatrix} 0.54 \text{ W/m}^2 \\ -35170 \text{ W/m}^2 \\ -0.86 \text{ W/m}^2 \end{bmatrix} \quad (76)$$

$$\boldsymbol{\varphi} = \begin{bmatrix} 3.99 \text{ W/m}^2 \\ 117643 \text{ W/m}^2 \\ 2.23 \text{ W/m}^2 \end{bmatrix} \quad (77)$$

Enfin, la mesure du flux macroscopique en utilisant les moyennes volumiques sont :

$$\boldsymbol{\varphi} = \varepsilon_s k_s \langle \nabla T_s \rangle + \varepsilon_f k_f \langle \nabla T_f \rangle = \begin{bmatrix} 3.99 \text{ W/m}^2 \\ 117643 \text{ W/m}^2 \\ 2.23 \text{ W/m}^2 \end{bmatrix} \quad (78)$$

Nous obtenons entre les différentes méthodes un écart inférieur à 0.6 % sur le flux de chaleur principal. Les valeurs obtenues par les trois méthodes sont donc identiques et il n'y a, en moyenne, pas d'échange entre phases. Nous sommes donc bien dans les conditions du modèle à une température.

Concernant les composantes transverses du flux de chaleur, celles-ci devraient bien entendu être nulles. Les valeurs obtenues sont inférieures à 1 pour 1000 de la valeur du flux de chaleur principal, c'est pour cela que dans la suite de l'étude, nous annulerons tous les gradients inférieur à 1/1000^{ième} du flux principal (cf. § 5.2).

La dernière méthode étant plus pratique à utiliser dans le cadre de notre étude numérique, nous utiliserons celle-ci par la suite, en vérifiant au préalable que nous sommes bien en équilibre thermique local.

5.2 Détermination du tenseur de conductivité effective

Nous détaillons dans cette section comment nous déterminons les tenseurs de conductivité effective. La méthode utilisée est généralisable à la détermination des autres propriétés telle la perméabilité.

L'expérience décrite Figure 75 et l'équation de Fourier macroscopique (46) amènent à un système de 3 équations et 6 inconnues (les 6 composantes des tenseurs symétriques). Nous répétons donc l'expérience 3 fois –une fois par direction principale. Nous imposons donc successivement sur Ox, Oy et Oz, un gradient de température (ou de pression dans le cas d'un écoulement) sur les faces opposées du cube délimitant l'échantillon et nous mesurons les flux de chaleur (ou de vitesse). Nous obtenons 9 équations qui nous permettent dans un premier temps déterminer le tenseur complet non-symétrique (9 composantes) (79).

$$\begin{bmatrix} K_{xx} \\ K_{xy} \\ K_{xz} \\ K_{yx} \\ K_{yy} \\ K_{yz} \\ K_{zx} \\ K_{zy} \\ K_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nabla T_x^1 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \nabla T_x^1 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \nabla T_x^1 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 \\ \nabla T_x^2 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \nabla T_x^2 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \nabla T_x^2 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 \\ \nabla T_x^3 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \nabla T_x^3 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \nabla T_x^3 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \varphi_x^1 \\ \varphi_y^1 \\ \varphi_z^1 \\ \varphi_x^2 \\ \varphi_y^2 \\ \varphi_z^2 \\ \varphi_x^3 \\ \varphi_y^3 \\ \varphi_z^3 \end{bmatrix} \quad (79)$$

Deux traitements supplémentaires sont introduits :

- Le premier consiste à annuler les gradients « parasites » très faibles ($< 1/1000$ du gradient principal) pour éviter l'apparition de termes aberrants lors de l'inversion de la matrice.
- Le second consiste à forcer le caractère symétrique du tenseur. Les équations (80) sont ajoutées au système (79) qui devient ainsi un système surdéterminé de 9 équations à 6 inconnues. Dans ce dernier cas le système est résolu au sens des moindres carrés.

$$\begin{cases} K_{xy} = K_{yx} \\ K_{xz} = K_{zx} \\ K_{yz} = K_{zy} \end{cases} \quad (80)$$

$$\begin{bmatrix} K_{xx} \\ K_{xy} \\ K_{xz} \\ K_{yy} \\ K_{yz} \\ K_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \nabla T_x^1 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \nabla T_x^1 & 0 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 & 0 \\ 0 & 0 & \nabla T_x^1 & 0 & \nabla T_y^1 & \nabla T_z^1 \\ \nabla T_x^2 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \nabla T_x^2 & 0 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 & 0 \\ 0 & 0 & \nabla T_x^2 & 0 & \nabla T_y^2 & \nabla T_z^2 \\ \nabla T_x^3 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \nabla T_x^3 & 0 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 & 0 \\ 0 & 0 & \nabla T_x^3 & 0 & \nabla T_y^3 & \nabla T_z^3 \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \varphi_x^1 \\ \varphi_y^1 \\ \varphi_z^1 \\ \varphi_x^2 \\ \varphi_y^2 \\ \varphi_z^2 \\ \varphi_x^3 \\ \varphi_y^3 \\ \varphi_z^3 \end{bmatrix} \quad (81)$$

Les valeurs et vecteurs propres des tenseurs sont ensuite extraits dans tous les cas. Le paragraphe suivant détaille un exemple numérique obtenu pour une cellule de Kelvin de porosité $\varepsilon = 87\%$ avec une phase solide de conductivité $\lambda = 100$ W/mK et fluide $\lambda = 10$ W/mK.

$$\overline{\overline{\lambda}}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} 1.680 \text{ E} + 01 & -1,028 \text{ E} - 03 & -1,102 \text{ E} - 03 \\ 3,473 \text{ E} - 05 & 1.681 \text{ E} + 01 & -2,114 \text{ E} - 05 \\ 1,455 \text{ E} - 03 & -1,146 \text{ E} - 03 & 1.681 \text{ E} + 01 \end{bmatrix} \quad (82)$$

Le tenseur de conductivité étant symétrique nous obtenons :

$$\overline{\overline{\lambda}}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} 1.681 \text{ E} + 01 & 3.915 \text{ E} - 03 & 1,107 \text{ E} - 04 \\ 3.915 \text{ E} - 03 & 1.681 \text{ E} + 01 & 8.995 \text{ E} - 04 \\ 1,107 \text{ E} - 04 & 8.995 \text{ E} - 04 & 1.680 \text{ E} + 01 \end{bmatrix} \quad (83)$$

En annulant les petits gradients de température (plus de 1000 fois plus petit que le gradient principal) nous déterminons que le tenseur de conductivité effective de la cellule de Kelvin est :

$$\overline{\lambda}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} 16.81 & 0 & 0 \\ 0 & 16.81 & 0 \\ 0 & 0 & 16.81 \end{bmatrix} \quad (84)$$

Les termes diagonaux sont très proches les uns des autres (moins de 0.02% d'écart) et que les termes non diagonaux sont nuls à l'erreur numérique près. Nous pouvons donc conclure que la cellule de Kelvin est une mousse isotrope en conduction comme nous pouvions le présupposer (cellule symétrique et périodique régulière)

Nous remarquons que la matrice obtenue par inversion directe du système à 9 inconnues permet d'avoir une bonne approximation de la matrice. Lorsque nous forçons la matrice à être symétrique, il n'y a pas de changement significatif des termes diagonaux et les termes non diagonaux restent toujours infimes par rapport à la diagonale.

L'annulation des gradients très petits devant le gradient principal permet d'obtenir une matrice parfaitement diagonale en conservant les valeurs des termes diagonaux.

5.3 Influence de la porosité

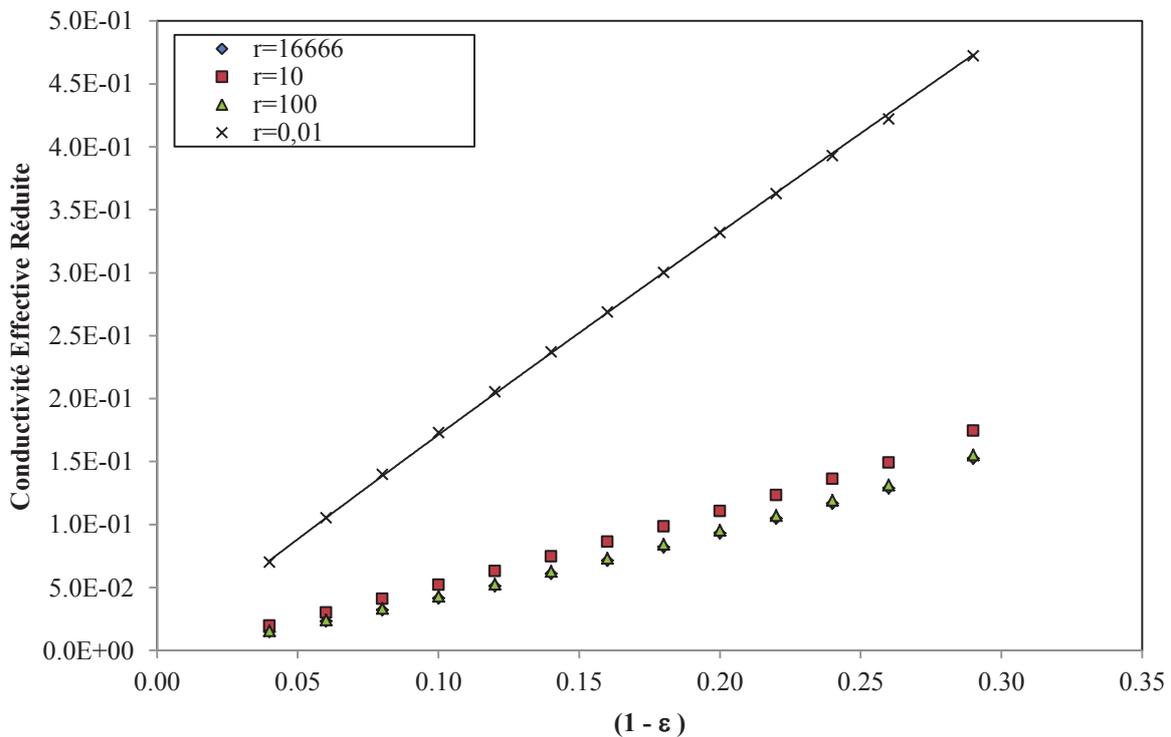


Figure 86. Conductivité effective réduites des cellules de Kelvin en fonction de la porosité pour 4 rapports de conductivité fluide/solide r.

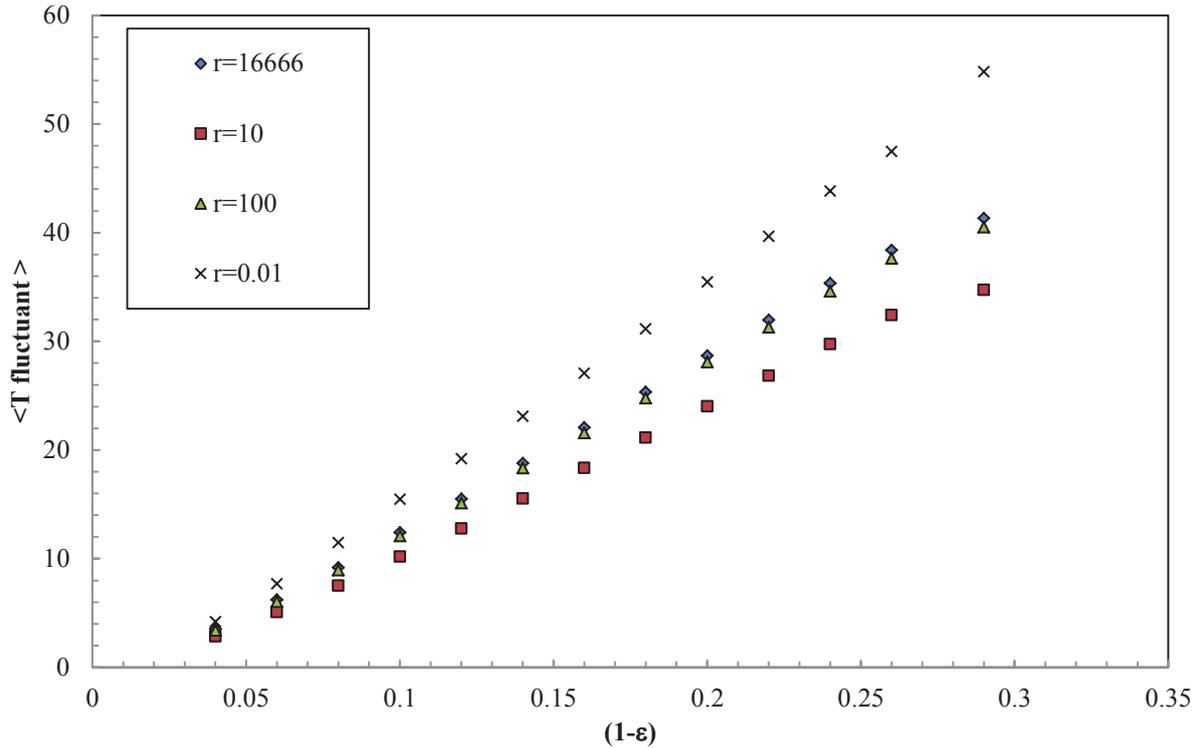


Figure 87. Température fluctuante moyenne à la surface de la matrice solide en fonction de la compacité.

Nous étudions l'influence de la porosité des cellules de Kelvin. Pour cela, nous avons généré 15 échantillons par pas de 2 % de porosité par intersection d'un dodécaèdre avec une sphère de taille variable. Nous testons également 4 ratios de conductivité entre les deux phases.

La Figure 86 montre la conductivité réduite $\lambda_0 = \frac{\lambda_{\text{eff}} - \lambda_{\text{fluide}}}{\lambda_{\text{solide}} - \lambda_{\text{fluide}}}$ en fonction de la compacité de la mousse $(1 - \epsilon)$. Le résultat obtenu confirme que le comportement de la mousse est typique de la composition de milieux série et parallèle pour des rapports de conductivité entre phases proches de 1. Afin de mieux comprendre d'un point de vue formel les phénomènes mis en jeu nous décomposons la conductivité effective en deux termes : un terme de conductivité parallèle auquel se soustrait un terme de tortuosité de la mousse :

$$\lambda_{\text{eff}} = \lambda_{\text{parr}} + \lambda_{\text{tor}} = [\epsilon_s \lambda_s + \epsilon_f \lambda_f] + \left[\frac{\lambda_f - \lambda_s}{V} \int_S \tilde{T} \cdot \vec{n} \, dS \right] \quad (85)$$

Le terme de tortuosité introduit dépend de la température fluctuante sur la surface de la mousse. Nous proposons d'écrire la température fluctuante moyenne sur la surface de la mousse de la façon suivante :

$$\langle \tilde{T} \rangle^S = \frac{S}{V} \int_S \tilde{T} \cdot \vec{n} \, dS = S_p \frac{\lambda_{\text{eff}} - \lambda_{\text{parr}}}{\lambda_f - \lambda_s} \quad (86)$$

La Figure 87 montre l'évolution de la température fluctuante moyennée sur la surface de la matrice solide pour plusieurs rapports de conductivité entre phases. Nous constatons clairement que pour des rapports de conductivité assez proche la tortuosité due au flux de

chaleur locaux est différente pour une même topologie de mousse. Nous mettons donc en évidence que la tortuosité géométrique et la tortuosité physique sont indépendantes.

Notons que pour une topologie de mousse donnée, la conductivité effective réduite est toujours proportionnelle à la compacité de la mousse, quel que soit le rapport de conductivité entre phase.

5.4 Influence du rapport de conductivité entre phases.

Les simulations numériques précédentes ont été effectuées pour un rapport de conductivité entre phases constant. Maintenant que nous avons validé nos méthodes de détermination des tenseurs de conductivité et montré que la cellule de Kelvin était bien isotrope en terme de conductivité effective, nous proposons d'étudier l'influence du rapport des conductivité entre phases. Nous savons que les bornes physiques de conductivité sont la conductivité parallèle et la conductivité série :

$$\lambda_{\text{parr}} = k_s \cdot \varepsilon_s + k_f \cdot \varepsilon_f \quad (87)$$

$$\lambda_{\text{serial}} = \left(\frac{\varepsilon_s}{k_s} + \frac{\varepsilon_f}{k_f} \right)^{-1} \quad (88)$$

Nous avons vu dans l'analyse des champs locaux que localement les flux entre phases ne sont pas nuls localement.. De plus nous constatons que la conductivité effective des deux phases ensemble n'était pas équivalente à la mise en parallèle des deux phases prises séparément. Afin de le démontrer nous effectuons un raisonnement par l'absurde. Supposons que la conductivité effective du milieu décrit par un modèle à 1 température est égale à la somme des conductivités effectives de chaque phase. Nous savons que la conductivité effective de la phase « i » est égale à une par α_i de la conductivité intrinsèque du matériau qui la compose.

$$\lambda_i^{\text{eff}} = \alpha_i \lambda_i \quad (89)$$

Dans l'hypothèse où les milieux effectifs sont en parallèles, la conductivité effective du milieu poreux est :

$$\lambda^{\text{eff}} = \alpha_s \lambda_s + \alpha_f \lambda_f \quad (90)$$

La conductivité effective réduite par la conductivité de la phase fluide nous donne une relation linéaire :

$$\frac{\lambda^{\text{eff}}}{\lambda_f} = \alpha_s \frac{\lambda_s}{\lambda_f} + \alpha_f = \alpha_s r + \alpha_f \quad (91)$$

Où r est le rapport de conductivité entre phases.

La Figure 88 montrent la conductivité effective (valeur diagonale du tenseur de conductivité) divisée par la conductivité de la phase fluide (Conductivité effective réduite) en fonction du rapport de conductivité entre le solide et le fluide. Cette figure montre également l'association en parallèle des deux milieux effectifs solide (91) et l'écart qu'elle présente avec les mesures numériques. Trois zones sont mises en évidence, deux régimes asymptotiques séparés par un régime de transition.

La première zone correspond à une conductivité fluide très importante par rapport à celle du solide. Dans cette zone, le fluide impose la conductivité effective du milieu hétérogène. La deuxième zone correspond à une conductivité de la phase solide largement supérieure. C'est alors le solide qui impose la conductivité effective du milieu. Pour observer les asymptotes nous avons effectué une régression linéaire du résultat obtenu. Nous constatons que l'ordonnée à l'origine correspond bien au ratio de la conductivité effective de la phase fluide prise seule à la conductivité du fluide et que la pente correspond bien au ratio de la conductivité effective de la phase solide seule à la conductivité du solide.

La zone de transition correspond à la zone où les conductivités de chaque phase sont du même ordre de grandeur. La régression linéaire fait apparaître clairement cette zone de transition entre les deux asymptotes, elle s'écarte largement des résultats obtenus cette gamme de rapport de conductivité, la conductivité effective n'est pas une combinaison simple des conductivités effectives de chaque phase prise séparément :

$$\lambda_{\text{eff}} \neq \lambda_{\text{eff}}^s + \lambda_{\text{eff}}^f \quad (92)$$

Nous pouvons donc affirmer, que même si en moyenne l'échange de chaleur entre phase est nul, localement il peut y avoir des échanges importants. Lors que les conductivités de chaque phase sont du même ordre de grandeur, ces échanges entre phases ne sont pas négligeables.

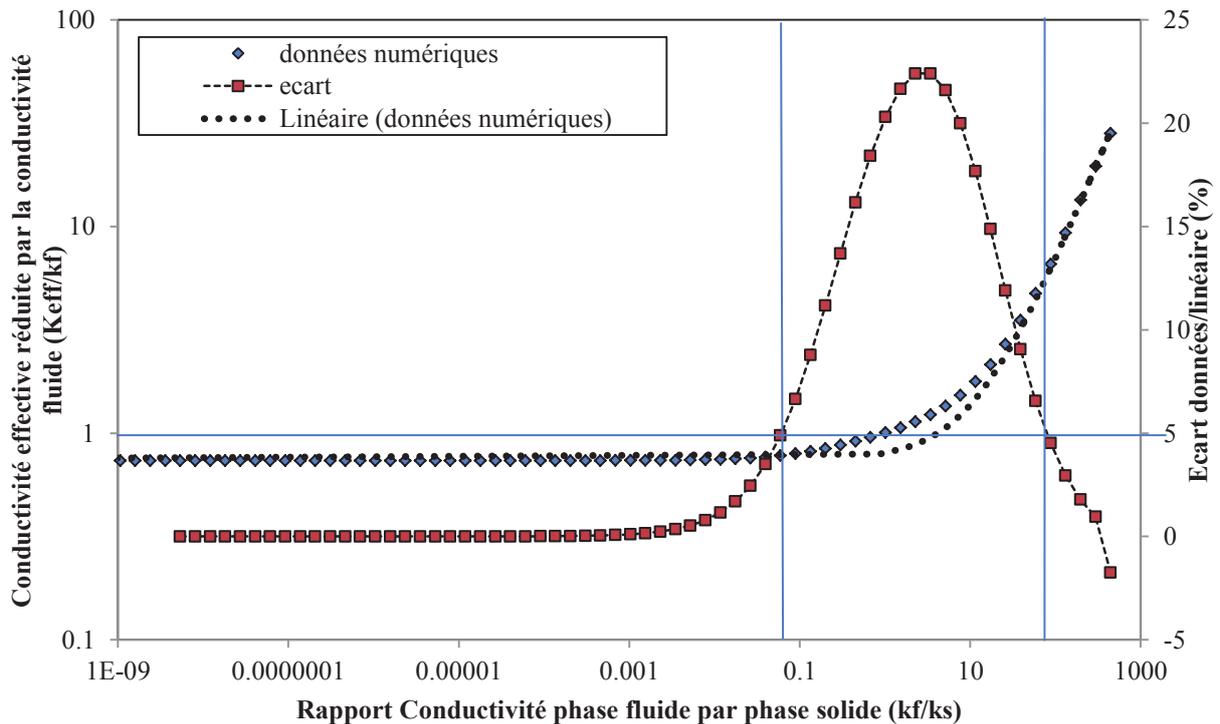


Figure 88. Conductivité effective réduite (divisée par la conductivité de la phase fluide) en fonction du rapport des conductivités entre phases. En pointillés : loi affine correspondant au modèle de la somme des conductivités effective de chaque phase. Ecart entre le modèle et les données en fonction du rapport de conductivité.

L'observation des champs de flux locaux (Figure 80 et Figure 81) nous permet de mieux comprendre pourquoi, dans cette zone de transition, la conductivité effective n'est pas une combinaison des conductivités effective de chacune des phases.

Dans les cas hors de la zone de transition, où une des deux phases est très conductrice, le flux de chaleur suit majoritairement la phase la plus conductrice. La phase moins conductrice n'a quasiment aucun effet sur la conductivité effective du milieu et les échanges entre phases localement sont nuls. Nous sommes donc bien dans l'hypothèse de mise en parallèle des milieux effectifs.

Dans la zone de transition, où les conductivités de chaque phase sont du même ordre de grandeur, le comportement local des flux n'est pas du tout le même. Les échanges de chaleur locaux sont importants. Comme nous l'avons introduit à la section précédente avec la température fluctuante moyenne, nous pensons que la surface d'échange entre phase a une importance prépondérante sur la conductivité effective.

$$\%Parallel = \frac{K_{eff}}{K_{parr}} 100 \quad (93)$$

La Figure 89 montre la conductivité effective réduite par la conductivité parallèle. Nous pouvons observer que pour des rapports de conductivité compris entre 0.01 et 100, le milieu poreux équivalent ne se comporte pas comme la somme de deux milieux en parallèle. La Figure 89 **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** montre également que, pour des rapports de conductivité entre phases compris entre 0.01 et 100, la tortuosité géométrique se couple aux transferts de chaleur locaux et fait varier la tortuosité physique.

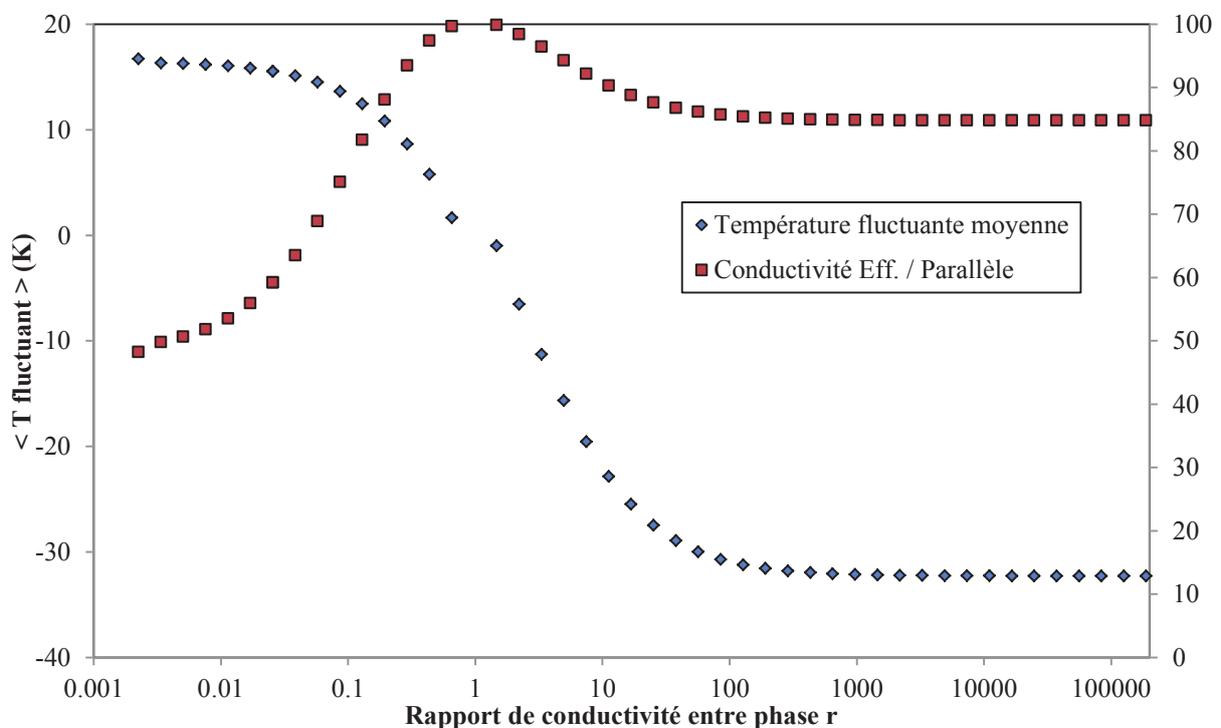


Figure 89. Rapport de la conductivité effective à la conductivité équivalente parallèle et température fluctuante moyennée sur la surface de la matrice solide en fonction en fonction du rapport de conductivité entre phases.

En conclusion, pour les très forts contrastes de conductivité entre phase, c'est la phase la plus conductrice qui gouverne la conductivité effective. Pour les contrastes modérés, le milieu se comporte comme l'association de milieux séries-parallèles, la part de parallèle dépendant du contraste de conductivité.

5.5 Influence de la forme des pores

Afin d'étudier l'influence de la forme des pores sur la conductivité effective, nous utilisons les 900 échantillons générés à partir de la cellule de Kelvin présentés à la section §2.4.2 de ce chapitre. La cellule de Kelvin est déformée par étirement simple d'un facteur α sur l'axe Ox et d'un étirement/compression d'un facteur $1/\sqrt{\alpha}$ sur les deux autres axes ; ou par un cisaillement. Ces déformations nous permettent de conserver le diamètre de pore moyen ainsi que la porosité. Nous changeons donc la forme du pore et la surface spécifique des échantillons.

Nous avons générés un script écrit en Java permettant d'effectuer 2700 simulations numériques dans le code de CFD. En effet, les simulations numériques sont effectuées pour 45 rotations par pas de 2° et sur 20 étirements d'un facteur 0.4 à 4 par pas de 0.2-soit les 900 échantillons- et sont répétées dans les 3 directions principales pour obtenir le tenseur complet de conductivités effective. Nous avons pris le soin de mailler la géométrie dans chaque cas afin d'obtenir des résultats précis. Les simulations numériques nous permettent d'atteindre les flux de chaleur et gradient de température macroscopique.

Les tenseurs sont ensuite extraits de la base de données de résultats numérique en utilisant un code Python. Ce dernier permet de gérer les lectures et écritures des fichiers de résolution des systèmes(82), (83) et (84) ainsi que de calculer les valeurs propres et vecteurs propres de ces tenseurs. Nous obtenons finalement 3 base de données correspondant aux hypothèses déjà discutées au §5.2 de ce chapitre. Nous ne discuterons ici que les valeurs obtenues pour le tenseur symétrique avec annulation des flux parasites. Nous présentons l'analyse réalisée sur les 6 composantes du tenseur de conductivité en fonction des deux paramètres de déformation que sont les rotations et les étirements. Nous analyserons également le comportement des les valeurs propres et les vecteurs propres des tenseurs.

Une base de données de conductivité effective est donc obtenue (voir en annexe pour une table complète). Le Tableau 6 montre un extrait cette base pour des étirements purs. Nous détaillons, pour chaque déformation, les 6 composantes du tenseur symétrisé, les 3 valeurs propres et les 3 composantes de chaque vecteur propre. Dans le cas étudié ici, nous pouvons constater que les cellules sont orthotropes. Les composantes non diagonales sont effet nulles et les vecteurs propres sont les vecteurs de la base utilisée pour les calculs.

La Figure 92 illustre l'évolution des composantes λ_{xx} , λ_{yy} , λ_{zz} et λ_{xy} en fonction des deux paramètres de déformations. De fortes variations sont observées pour les composantes λ_{xx} et λ_{yy} et un terme non diagonal λ_{xy} apparaît uniquement lorsque la cellule est cisailée. Les composantes non diagonales dans la direction Oz sont nulles, en effet le cisaillement est

appliqué uniquement dans le plan XoY. La composante λ_{zz} , quant à elle, ne dépend que de l'étirement de la cellule.

L'apparition de termes non diagonaux signifie que le flux de chaleur et le gradient de température macroscopiques ne sont plus colinéaires. La symétrie de la cellule par rapport à l'axe principal du flux est « brisée » (attention, il reste tout de même des plans de symétries géométriques). Ce résultat était attendu, car l'élongation du pore dans une direction a tendance à faire décroître la tortuosité géométrique dans cette direction, et donc augmenter la conductivité effective.

Sur la Figure 90, nous pouvons observer que pour un angle de cisaillement θ égal à 40° , le comportement dû au cisaillement est complètement différent. La composante en Y est augmentée pour une élongation du pore selon X alors que la composante en X décroît fortement.

Sur la Figure 93, pour un facteur d'élongation $\alpha = 1.8$, nous pouvons observer une symétrie des résultats autour de 45° . Cet angle correspond en effet à un angle de symétrie de la cellule de Kelvin. Les termes non diagonaux y sont donc nuls. Les termes non diagonaux semblent proposer une évolution sinusoïdale en fonction de l'angle de cisaillement.

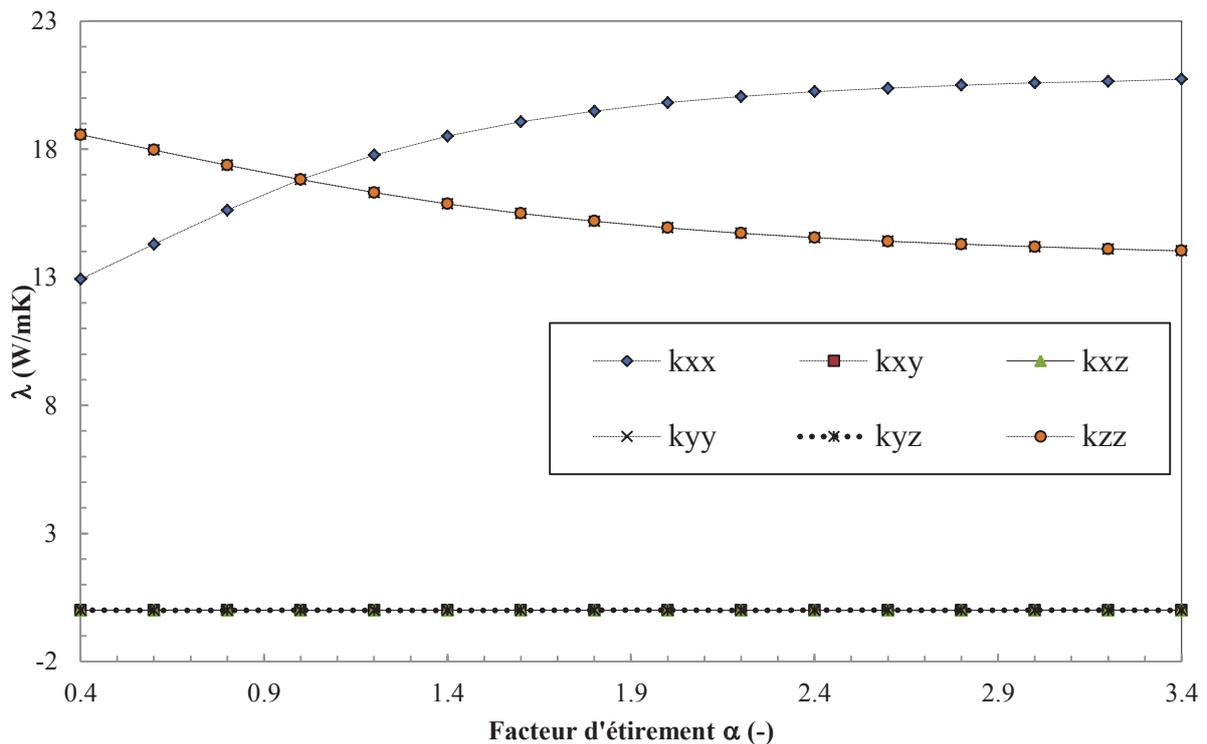


Figure 90. Composantes du tenseur de conductivité effective en fonction de l'étirement pour un angle de cisaillement de 0° .

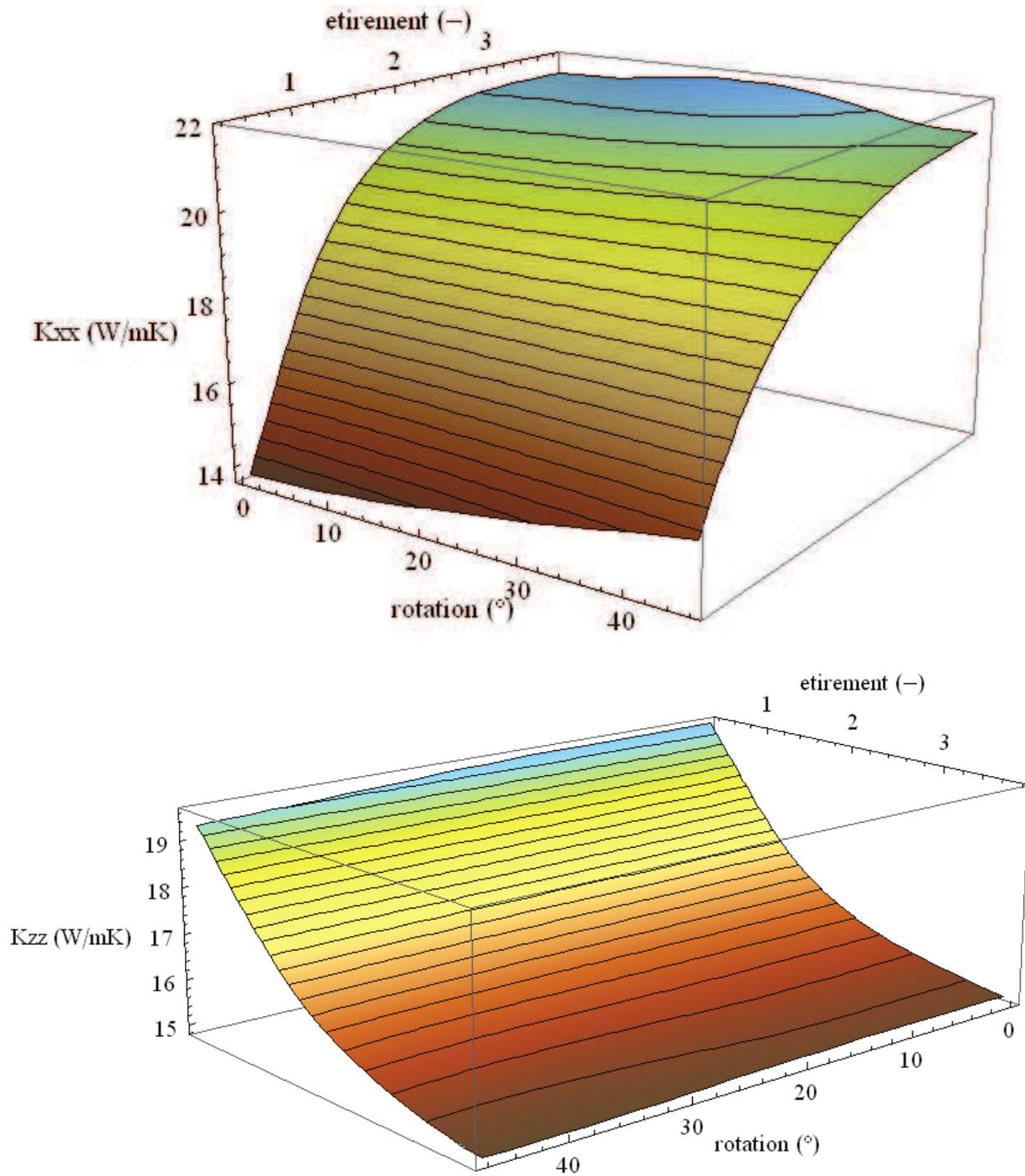


Figure 91. Composantes du tenseur de conductivité effective λ_{xx} et λ_{zz} en fonction des facteurs de déformations de la mousse, élongation et angle de cisaillement. λ_{xz} et λ_{yz} sont nuls

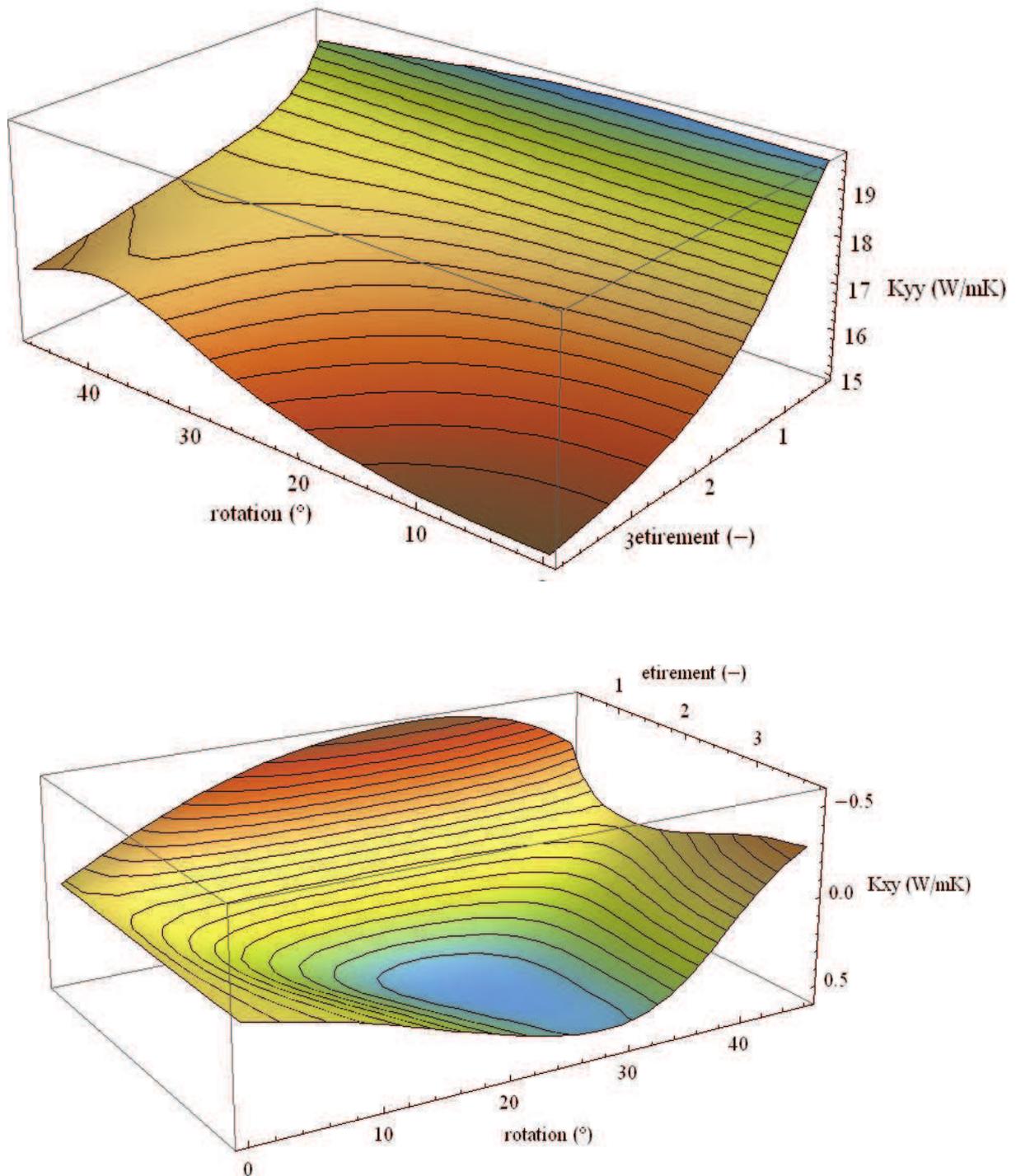


Figure 92. Composantes du tenseur de conductivité effective λ_{yy} , et λ_{xy} en fonction des facteurs de déformations de la mousse, élongation et angle de cisailment. λ_{xz} et λ_{yz} sont nuls

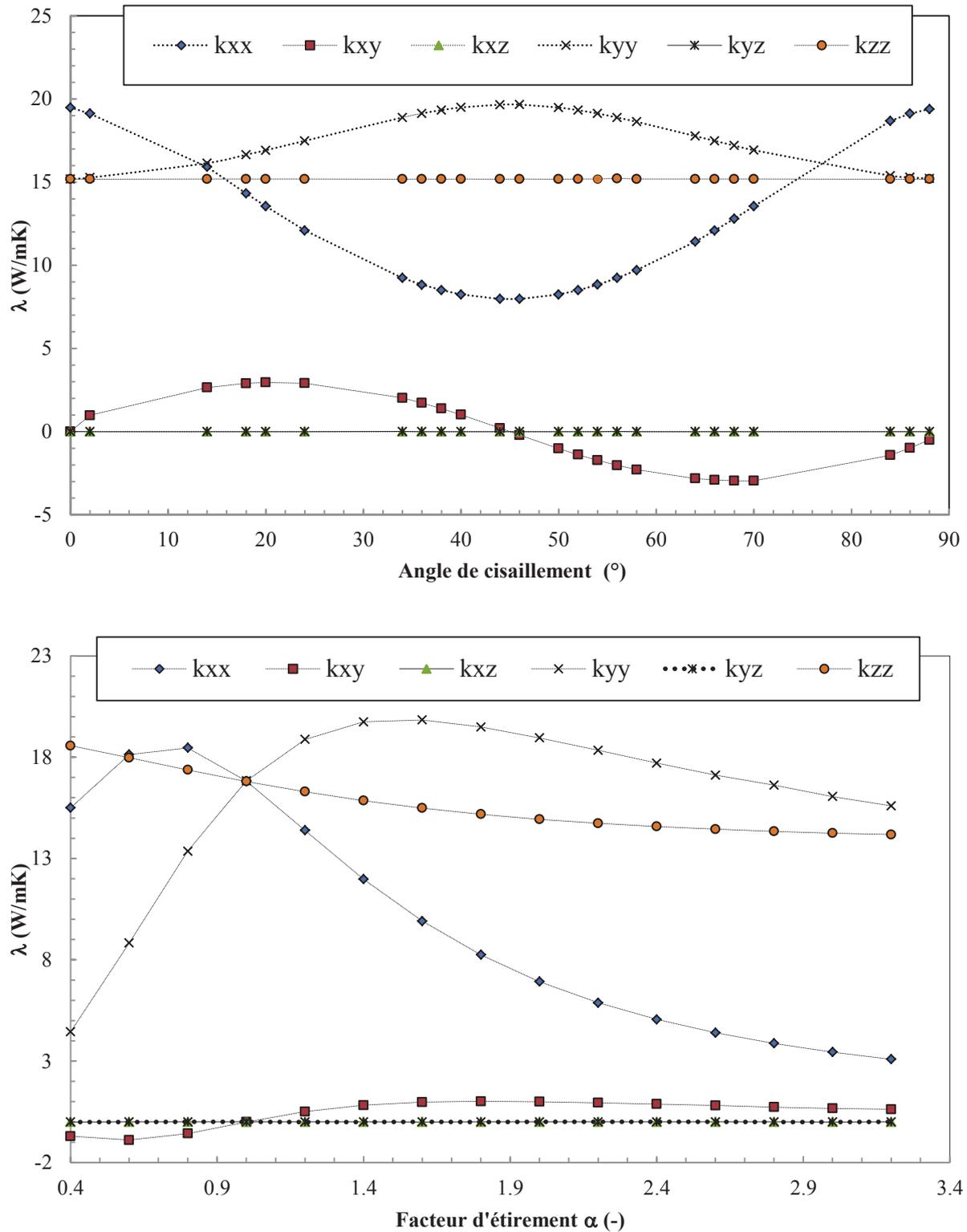


Figure 93. En haut : composantes du tenseurs de conductivité effective en fonction de l'angle de déformation pour un étirement $\alpha=1.8$. En bas : composantes du tenseurs en fonction du facteur d'étirement pour un angle de cisailment $\theta = 40^\circ$

rota	etir	K_X_X	K_X_Y	K_X_Z	K_Y_Y	K_Y_Z	K_Z_Z	ValProp1	ValProp2	ValProp3	VectP1X	VectP1Y	VectP1Z	VectP2X	VectP2Y	VectP2Z	VectP3X	VectP3Y	VectP3Z
0.0	0.2	1.2E+01	1.4E-03	1.5E-03	1.9E+01	-7.6E-04	1.9E+01	1.2E+01	1.9E+01	1.9E+01	1.0E+00	-1.9E-04	-2.1E-04	-2.2E-04	-9.9E-01	-1.3E-01	1.8E-04	-1.3E-01	9.9E-01
0.0	2.0	2.0E+01	1.0E-03	-3.8E-04	1.5E+01	-4.9E-04	1.5E+01	2.0E+01	1.5E+01	1.5E+01	1.0E+00	2.1E-04	-7.7E-05	1.6E-04	-4.5E-01	8.9E-01	-1.5E-04	8.9E-01	4.5E-01
0.0	2.2	2.0E+01	2.2E-03	4.3E-05	1.5E+01	-7.5E-04	1.5E+01	2.0E+01	1.5E+01	1.5E+01	1.0E+00	4.2E-04	8.0E-06	4.0E-04	-9.7E-01	2.5E-01	-1.1E-04	2.5E-01	9.7E-01
0.0	2.4	2.0E+01	3.9E-03	-4.2E-04	1.5E+01	7.3E-04	1.5E+01	2.0E+01	1.5E+01	1.5E+01	1.0E+00	6.8E-04	-7.4E-05	6.3E-04	-9.5E-01	-3.1E-01	2.8E-04	-3.1E-01	9.5E-01
0.0	2.6	2.0E+01	4.5E-03	-5.0E-04	1.4E+01	8.7E-04	1.4E+01	2.0E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	7.5E-04	-8.3E-05	7.2E-04	-9.8E-01	-2.2E-01	2.4E-04	-2.2E-01	9.8E-01
0.0	2.8	2.0E+01	2.5E-03	-1.5E-03	1.4E+01	-7.6E-04	1.4E+01	2.0E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	4.0E-04	-2.4E-04	4.2E-04	-9.9E-01	1.1E-01	2.0E-04	1.1E-01	9.9E-01
0.0	3.0	2.1E+01	4.1E-03	1.2E-03	1.4E+01	-2.6E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	6.4E-04	1.9E-04	6.5E-04	-8.4E-01	-5.4E-01	1.9E-04	-5.4E-01	8.4E-01
0.0	3.2	2.1E+01	4.3E-03	3.0E-03	1.4E+01	1.8E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	6.5E-04	4.6E-04	7.9E-04	-8.3E-01	-5.6E-01	-1.8E-05	-5.6E-01	8.3E-01
0.0	3.4	2.1E+01	1.9E-03	1.1E-03	1.4E+01	-1.0E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	2.8E-04	1.6E-04	2.5E-04	-9.9E-01	1.7E-01	-2.1E-04	1.7E-01	9.9E-01
0.0	3.6	2.1E+01	2.6E-03	-6.2E-04	1.4E+01	1.3E-04	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	3.8E-04	-9.1E-05	3.8E-04	-1.0E+00	5.3E-02	7.1E-05	5.3E-02	1.0E+00
0.0	3.8	2.1E+01	2.5E-04	1.7E-03	1.4E+01	-2.6E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	3.6E-05	2.4E-04	2.1E-04	-6.7E-01	-7.5E-01	-1.3E-04	-7.5E-01	6.7E-01
0.0	0.4	1.3E+01	2.1E-03	-6.7E-04	1.9E+01	3.3E-03	1.9E+01	1.3E+01	1.9E+01	1.9E+01	1.0E+00	-3.8E-04	1.2E-04	-3.4E-04	-6.5E-01	7.6E-01	2.1E-04	7.6E-01	6.5E-01
0.0	4.0	2.1E+01	1.8E-03	5.1E-03	1.4E+01	-8.0E-04	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	2.6E-04	7.4E-04	7.7E-04	-1.8E-01	-9.8E-01	1.2E-04	-9.8E-01	1.8E-01
0.0	4.2	2.1E+01	3.7E-03	3.5E-05	1.4E+01	-7.9E-04	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	5.3E-04	4.9E-06	5.0E-04	-9.5E-01	3.1E-01	-1.7E-04	3.1E-01	9.5E-01
0.0	4.4	2.1E+01	5.7E-03	-8.7E-04	1.4E+01	-2.5E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	8.1E-04	-1.2E-04	6.2E-04	-6.5E-01	7.6E-01	-5.4E-04	7.6E-01	6.5E-01
0.0	4.6	2.1E+01	1.4E-03	-4.6E-04	1.4E+01	1.2E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	2.0E-04	-6.5E-05	1.9E-04	-7.2E-01	7.0E-01	-9.3E-05	7.0E-01	7.2E-01
0.0	4.8	2.1E+01	2.1E-03	8.7E-04	1.4E+01	1.1E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	2.9E-04	1.2E-04	3.2E-04	-9.0E-01	-4.4E-01	2.1E-05	-4.4E-01	9.0E-01
0.0	5.0	2.1E+01	5.2E-03	1.1E-03	1.4E+01	1.6E-04	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	7.2E-04	1.5E-04	7.4E-04	-9.5E-01	-3.1E-01	7.4E-05	-3.1E-01	9.5E-01
0.0	5.2	2.1E+01	3.4E-03	1.2E-03	1.4E+01	-7.4E-04	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	4.7E-04	1.7E-04	4.4E-04	-9.9E-01	1.5E-01	-2.4E-04	1.5E-01	9.9E-01
0.0	5.4	2.1E+01	3.9E-03	2.5E-04	1.4E+01	2.9E-04	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	5.3E-04	3.4E-05	5.3E-04	-1.0E+00	-5.1E-02	-7.3E-06	-5.1E-02	1.0E+00
0.0	5.6	2.1E+01	3.8E-03	-2.2E-03	1.4E+01	2.4E-04	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	5.2E-04	-3.0E-04	5.7E-04	-9.8E-01	2.2E-01	1.8E-04	2.2E-01	9.8E-01
0.0	5.8	2.1E+01	2.5E-03	1.9E-04	1.4E+01	-2.1E-03	1.4E+01	2.1E+01	1.4E+01	1.4E+01	1.0E+00	3.5E-04	2.7E-05	2.7E-04	-7.2E-01	-7.0E-01	2.2E-04	-7.0E-01	7.2E-01
0.0	0.6	1.4E+01	2.5E-03	-6.3E-04	1.8E+01	3.2E-04	1.8E+01	1.4E+01	1.8E+01	1.8E+01	1.0E+00	-6.7E-04	1.7E-04	-6.0E-04	-9.6E-01	-2.7E-01	-3.4E-04	-2.7E-01	9.6E-01
0.0	0.8	1.6E+01	6.7E-03	1.0E-03	1.7E+01	-8.4E-04	1.7E+01	1.6E+01	1.7E+01	1.7E+01	-1.0E+00	3.8E-03	5.9E-04	3.7E-03	9.9E-01	-1.2E-01	1.1E-03	1.2E-01	9.9E-01
0.0	1.0	1.7E+01	8.8E-04	-8.6E-04	1.7E+01	-4.2E-05	1.7E+01	1.7E+01	1.7E+01	1.7E+01	5.3E-01	8.4E-01	-8.0E-02	8.3E-01	-5.4E-01	-1.6E-01	1.8E-01	-2.1E-02	9.8E-01
0.0	1.2	1.8E+01	1.9E-03	-9.1E-04	1.6E+01	8.2E-04	1.6E+01	1.8E+01	1.6E+01	1.6E+01	1.0E+00	1.3E-03	-6.2E-04	1.3E-03	-6.6E-01	7.5E-01	-5.8E-04	7.5E-01	6.6E-01
0.0	1.4	1.9E+01	4.9E-03	9.9E-04	1.6E+01	-1.2E-03	1.6E+01	1.9E+01	1.6E+01	1.6E+01	1.0E+00	1.9E-03	3.7E-04	1.5E-03	-8.8E-01	4.8E-01	-1.2E-03	4.8E-01	8.8E-01
0.0	1.6	1.9E+01	4.3E-03	7.9E-04	1.5E+01	1.6E-03	1.5E+01	1.9E+01	1.5E+01	1.5E+01	1.0E+00	1.2E-03	2.2E-04	1.1E-03	-8.3E-01	-5.6E-01	5.0E-04	-5.6E-01	8.3E-01
0.0	1.8	1.9E+01	5.9E-03	-8.0E-04	1.5E+01	1.1E-03	1.5E+01	1.9E+01	1.5E+01	1.5E+01	1.0E+00	1.4E-03	-1.8E-04	1.2E-03	-9.4E-01	-3.4E-01	6.3E-04	-3.4E-01	9.4E-01

Tableau 6 Base de données des tenseurs de conductivité effectives de la cellule de Kelvin déformée pour des étirements uniquement

5.6 Conclusions partielles sur la conductivité effective

Nous avons réalisé une étude numérique à l'échelle du pore de la conductivité effective. Ceci nous a permis d'analyser l'influence de différents paramètres tels que le rapport de conductivité entre phases, la porosité, ou encore de la forme des pores.

Une base de données de tenseurs de conductivités effectives est construite à partir de l'analyse de plus de 900 cas correspondants à des déformations contrôlées (à iso taille de pore et iso porosité) de la cellule de référence. Nous montrons qu'il existe des formes permettant d'augmenter la conductivité apparente dans une direction. Cependant cette augmentation se traduit par la diminution de la conductivité dans les autres directions. Il est également possible de créer des mousses d'anisotropie contrôlée ce qui permet d'orienter un flux de chaleur par rapport à un gradient macroscopique de température donné.

Les termes croisés (hors-diagonale) du tenseur de conductivité n'apparaissent que pour des cisaillements non-nuls et s'annulent également lorsque la direction du cisaillement coïncide avec un axe de symétrie de la cellule originale.

Ce travail conduit à une meilleure compréhension des transferts à l'échelle du pore et permet notamment d'introduire de nouveaux paramètres gouvernant la conductivité effective tels que la surface spécifique. Nous montrons, par l'analyse des flux locaux, que la surface d'échange entre les phases joue un rôle important dans la valeur de la conductivité effective. Cet impact est évalué au travers des variations de la température fluctuante moyenne.

Nous montrons également l'influence du rapport de conductivité entre phases. Nous mettons en évidence que les modèles de mise en parallèles des milieux effectifs ne sont pas adaptés lorsque le contraste de conductivité intrinsèque entre phases est modeste.

Nous pouvons également montrer que la conductivité est indépendante de la taille de pore contrairement à ce que laisse penser certaines corrélations de la littérature faisant apparaître la taille de pore.

La conductivité réduite évolue de façon similaire avec la porosité quel que soit le contraste de conductivité entre phases. La conductivité dans la direction d'un allongement, à même porosité et même taille de pore, augmente de façon proportionnelle avec l'étirement des pores jusqu'à atteindre la conductivité parallèle équivalente. A contrario, la conductivité diminue avec une compression.

L'angle de cisaillement contrôle l'angle entre le flux et le gradient de température. Il contrôle également le facteur de proportionnalité entre l'étirement et la conductivité.

6 Lois d'écoulement

Nous obtenons les propriétés d'écoulement dans les mousses par résolutions des équations de Navier-Stokes à l'échelle du pore. Nous obtenons les champs de vitesse, de pression et leurs gradients associés en tout point de phase liquide.

6.1 Prise de moyenne volumique

Tout comme nous l'avons fait pour la détermination des gradients de températures et des flux de chaleur, nous comparons les différentes méthodes de détermination de la vitesse et du gradient de pression macroscopiques. Nous en déduisons ensuite la perméabilité et le coefficient inertiel pour plusieurs mousses.

6.1.1 *Equation de Navier-Stokes*

Classiquement, dans le cas d'un écoulement lent (à bas Reynolds - < 1), l'équation de Stokes sur une seule phase est utilisée pour justifier la loi de Darcy macroscopique (Whitaker 1999). Tout comme pour la conduction, il n'y a pas de réaction, ni de source à l'interface avec le solide, et de plus celle-ci est imperméable. Pour un fluide à une viscosité μ_f et une densité ρ_f constante.

$$-\nabla P_f + \rho_f g + \mu_f \nabla^2 \mathbf{U}_f = 0 \text{ sur la phase fluide} \quad (94)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{U}_f = 0 \text{ dans la phase fluide} \quad (95)$$

$$\mathbf{U}_f = 0 \text{ à l'interface solide fluide} \quad (96)$$

Dans le cas d'un écoulement à plus haut Reynolds, l'équation de Navier-Stokes prend en compte les effets inertiels.

$$-\nabla P_f + \rho_f g + \mu_f \nabla^2 \mathbf{U}_f = \rho_f \mathbf{U}_f \cdot \nabla \mathbf{U}_f \text{ dans la phase fluide} \quad (97)$$

Nous ne souhaitons pas présager de la forme de la loi d'écoulement macroscopique dans nos résultats et nous résolvons l'équation de Navier-Stokes dans tous les régimes d'écoulement. L'apparition ou non de terme inertiels est déduite, a posteriori de ces résultats. Dans tous les cas que nous traitons, le terme de gravité est négligé.

6.1.2 *Simulation numérique*

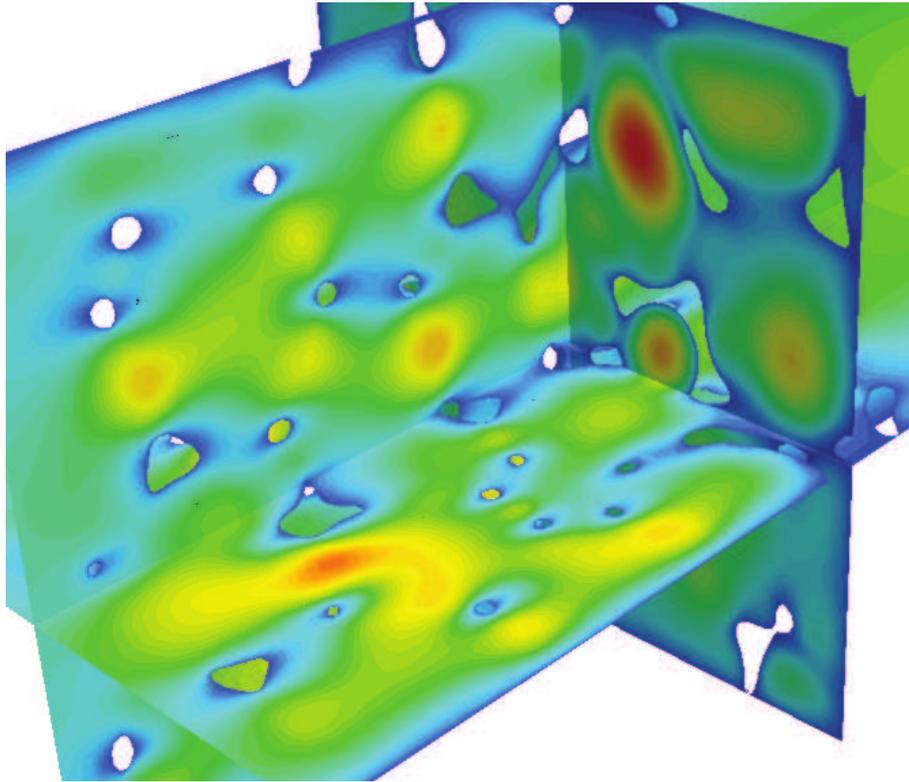


Figure 94. Section plane coloriées par la vitesse d'écoulement du fluide dans la mousse. L'écoulement se fait de l'arrière vers l'avant de l'image. $Re=80$.

La Figure 94 montre le champ de vitesse obtenu sur 3 sections planes. Localement, de forts gradients de vitesse sont observés à proximité des murs du canal et de la surface de la matrice solide. Ces gradients normaux aux surfaces solides, engendrent de fortes contraintes de cisaillement dans le fluide et sont en partie responsable de la perte de charge. Localement des zones de basses vitesses sont observées dans le voisinage des parois du canal et dans le sillage des brins de mousse. En moyenne, la vitesse moyenne est constante sur les plans perpendiculaires à l'écoulement malgré les hautes vitesses locales à proximités des cols. En moyenne, il n'y a pas de vitesse transverse, cependant nous pouvons observer de fortes vitesses locales qui génèrent un mélange du fluide et causent des phénomènes de dispersion (thermique ou massique).

La Figure 95 montre des variations locales de pression sur une section plane parallèle à l'écoulement. Nous observons clairement une décroissance en moyenne linéaire de la pression. Localement, il faut noter la présence de « marches » au passage de chaque col. Nous pouvons donc conclure que les cols sont des objets ayant une influence importante dans la génération de la perte de charge, peut-être plus que la taille de pore. En effet, nous pouvons voir qu'au centre des pores, la pression est quasiment constante. Les brins ont également une importance dans la perte de charge. Nous pouvons observer des pics de pression en mont de chaque brin, ce qui résultera sur une force de pression exercée par le fluide sur la matrice solide. Enfin, à proximité de la surface de la mousse apparaissent des baisses de pressions dues aux effets visqueux (cisaillement précédemment évoqué). De l'observation d'un champ

de pression semble donc se dégager plusieurs paramètres important contribuant à la génération du gradient de pression macroscopique. La surface spécifique, la taille des cols, la taille des brins et leurs formes.



Figure 95. Champ de pression en 3D sur une section plane parallèle a la direction principale d'écoulement dans une mousse ERG 20PPI. $Re=80$.

6.1.3 Equations macroscopiques

De manière similaire que la conduction de la chaleur, l'équation de Stokes peut être moyennée -en négligeant la correction de Brinkman - pour obtenir la loi de Darcy (Whitaker 1999):

$$-\bar{\bar{K}} \nabla \langle P \rangle = \mu_f \langle \mathbf{U}_f \rangle \quad (98)$$

Où $\bar{\bar{K}}$ est le tenseur de perméabilité de la mousse. μ_f est la viscosité intrinsèque du fluide. $\nabla \langle P \rangle$ est le gradient de la pression moyenne sur tout l'échantillon. $\langle \mathbf{U}_f \rangle$ est la vitesse moyennée sur tout le volume de mousse. Notons que $\langle \mathbf{U}_f \rangle^f$ est la vitesse moyenne du fluide moyennée sur le volume fluide uniquement.

Pour les écoulements à plus hauts Reynolds, pour lesquels les effets inertiels ne sont plus négligeables, nous introduisons la loi de Forchheimer. Cette loi est empirique et de nombreux auteurs montrent qu'elle bien adaptée aux écoulements dans les mousses (Bonnet, Topin et al. 2008). Elle n'est pas démontrée rigoureusement, mais certains auteurs ont effectué des développements semi-heuristiques (Vafai and Tien 1982; Kaviani 1992).

$$-\nabla \langle P \rangle = \mu_f \bar{\bar{K}}^{-1} \langle \mathbf{U}_f \rangle + \rho_f \bar{\bar{\beta}} \|\langle \mathbf{U}_f \rangle\| \langle \mathbf{U}_f \rangle \quad (99)$$

Où $\bar{\bar{\beta}}$ (m^{-1}) est le tenseur d'inertie. Notons que ce tenseur dépend fortement de l'orientation principale de l'écoulement par rapport à la matrice solide.

6.1.4 Détermination du gradient de pression

Le gradient de pression moyen peut être déterminé de deux façons différentes. La première consiste à effectuer la moyenne volumique sur tout l'échantillon et à mesurer la résultante des forces pressions exercées par le fluide à la surface de la mousse. La seconde consiste à mesurer la différence de pression entre les faces d'entrée et de sortie du fluide (Renard, Genty et al. 2001). Dans ce cas-là, il faut alors ramener la moyenne mesurée sur la partie fluide de la face à la surface totale de l'échantillon. Pour valider les deux méthodes dans les différents régimes d'écoulement nous effectuons deux simulations à très bas et haut Reynolds.

Dans le cas d'un faible nombre de Reynolds (environ 0.5), nous imposons un gradient de pression macroscopique (Pa/m):

$$\frac{\Delta P_i}{\Delta x_i} = \begin{pmatrix} 7.042E - 3 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (100)$$

Mesurons la moyenne volumique des gradients de pressions locaux et l'intégrale surfacique de la pression à la surface de la matrice solide.

$$\langle \nabla P \rangle^f = \begin{pmatrix} -2.074E - 03 \\ 7.172E - 06 \\ 3.277E - 07 \end{pmatrix} \text{ et } \frac{1}{A_{sf}} \int_{A_{sf}} P \mathbf{n}_{sf} dA = \begin{pmatrix} 3.510E - 03 \\ 7.365E - 06 \\ -2.150E - 06 \end{pmatrix} \quad (101)$$

$$\nabla \langle P \rangle = \begin{pmatrix} -5.345E - 03 \\ -1.126E - 06 \\ 2.435E - 06 \end{pmatrix} = \frac{1}{a} \frac{\Delta P_i}{\Delta x_i} \quad (102)$$

Nous retrouvons le gradient macroscopique impose au facteur 1/a près où a est la porosité surfacique des faces d'entrée et de sortie. Nous faisons de même pour l'écoulement à plus fort Reynolds (~500) et nous retrouvons les mêmes résultats.

$$\frac{\Delta P_i}{\Delta x_i} = \begin{pmatrix} 7.042E + 01 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (103)$$

$$\langle \nabla P \rangle^f = \begin{pmatrix} -3.603 \\ 2.465E - 02 \\ 1.400E - 03 \end{pmatrix} \text{ et } \frac{1}{A_{sf}} \int_{A_{sf}} P \mathbf{n}_{sf} dA = \begin{pmatrix} 5.028E + 01 \\ 1.583E - 02 \\ 1.173E - 02 \end{pmatrix} \quad (104)$$

$$\nabla \langle P \rangle = \begin{pmatrix} -5.341E + 01 \\ 5.613E - 03 \\ -1.294E - 02 \end{pmatrix} = \frac{1}{a} \frac{\Delta P_i}{\Delta x_i} \quad (105)$$

Physiquement, il y a une différence notable entre les deux calculs. A haut Reynolds, la proportion de la perte de charge due aux forces de pressions s'exerçant sur le solide est beaucoup plus importante que dans le cas à bas Reynolds. Mais dans les deux cas, les deux méthodes mènent au même résultat.

6.1.5 Détermination de la vitesse macroscopique.

La vitesse d'écoulement macroscopique peut être déterminée soit par mesure de la vitesse débitante soit par moyenne volumique de la vitesse locale sur tout l'échantillon.

$$\begin{aligned} \dot{m} &= 3.032 \text{ kg/s} \text{ et } S=0.014^2 \text{ m}^2 \rightarrow U=15.082 \text{ mm/s} \\ \langle U \rangle_x^f &= 17.0342 \text{ mm/s} \rightarrow \langle U \rangle_x = 15.088 \text{ mm/s} \end{aligned} \quad (106)$$

Dans les cas, la vitesse moyenne déterminée est la même à l'erreur numérique près (moins de 0.3 pour mille). Numériquement, le traitement des données est plus simple par prise de moyenne volumique. Nous utiliserons donc cette méthode par la suite.

6.1.6 Détermination des tenseurs de perméabilité et de coefficient inertiel

Nous réalisons à nouveaux les mêmes simulations numériques dans les 2 autres directions principales de l'échantillon. Le système d'équation obtenu est similaire à celui obtenu pour la conductivité effective et est résolu de la même manière en annulant les gradients de pression inférieure un millième du gradient principal.

$$\overline{\overline{K}}_{\text{eff}} = \begin{bmatrix} 1.775 \text{ E} - 06 & 0 & 0 \\ 0 & 1.775 \text{ E} - 06 & 0 \\ 0 & 0 & 1.775 \text{ E} - 06 \end{bmatrix} \quad (107)$$

La cellule de Kelvin est également isotrope en perméabilité. Dans le cas étudié ici où la vitesse parallèle à la direction principale et où la cellule est symétrique nous pouvons déterminer un tenseur équivalent au coefficient inertiel.

$$\overline{\beta}^* = 180.9 \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (108)$$

6.2 Resultats

6.2.1 Approche 1D de la perte de charge

Dans cette section nous considérons la perte de charge engendrée par une mousse dans une configuration 1D d'écoulement. Nous nous intéressons uniquement au gradient de pression dans la direction principale de l'écoulement.

6.2.1.1 Influence du diamètre de pore.

Afin de mettre en évidence que le diamètre de pore n'est pas une grandeur suffisante pour décrire les phénomènes d'écoulement nous utiliserons le coefficient de frottement :

$$f = \frac{\Delta P}{L} \frac{D_p}{\frac{1}{2}\rho U^2} = \frac{2 D_p^2}{K R_{Re}} + 2 \beta D_p \quad (109)$$

Où le gradient de pression macroscopique est l'écart de pression divisé par la distance entre l'entrée et la sortie de l'écoulement (dans le cas d'un échantillon cubique). En introduisant la loi de Forchheimer dans l'expression de ce coefficient nous obtenons une loi fonction du nombre de Reynolds, de la perméabilité, du coefficient inertiel et du diamètre de pore.

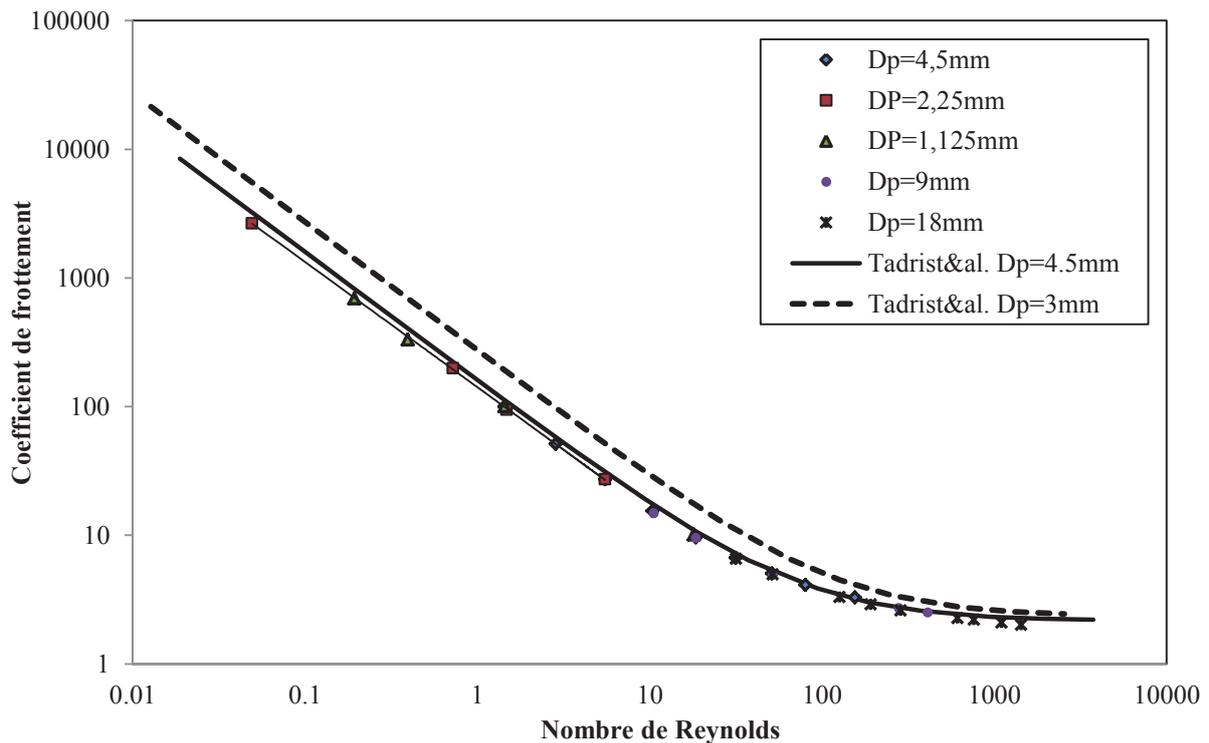


Figure 96. Coefficient de frottement expérimental et numérique en fonction du nombre de Reynolds pour des ERG réelles et virtuelles obtenus par homothétie d'une ERG 20PPI. La perte de charge peut être adimensionnée en diamètre de pore pour des structure homothétique (Hugo, Topin et al. 2010).

La Figure 96 montre le coefficient de frottement de plus mousses de structures similaires. Numériquement, nous reconstruisons une mousse ERG20 PPI et nous effectuons une série de

calcul d'écoulement pour obtenir l'évolution du coefficient de frottement en fonction du nombre de Reynolds. Ce calcul sert de point de validation du calcul numérique que nous comparons aux essais expérimentaux menés sur le même échantillon par (Tadrist, Miscevic et al. 2004). Un très bon accord est trouvé entre l'expérience et la simulation. Nous avons réalisé, numériquement, des homothéties de l'échantillon afin de faire varier le diamètre de pore moyen tout en conservant la structure de la mousse. Nous trouvons un adimensionnement de la perte de charge en diamètre de pore. De plus, comme (Bonnet, Topin et al. 2008) l'avait montré expérimentalement pour des mousses de structure similaires, la perméabilité varie avec le carré du diamètre de pore et le coefficient inertiel avec l'inverse de ce dernier. Ce résultat semble trivial mais il nous semble important à intégrer car il est au fondement de notre démarche. En effet, nous montrons que l'utilisation d'un diamètre de pore calculé géométriquement suffit à prédire l'évolution de la perte de charge. Or, la littérature offre une dispersion de résultats sur 3 ordres de grandeurs, ce qui montre que le diamètre de pore n'est pas un paramètre suffisant.

La Figure 16 (section §2.3.1 de ce chapitre), nous a montré que le coefficient de frottement obtenu pour des mousses très similaires et de même diamètre de pore amène à une dispersion des résultats. Nous pouvons donc conclure que le diamètre de pore comme nous le définissons et la porosité ne suffisent pas à caractériser la mousse en termes de perte de charge.

6.2.1.2 Etude de la transition vers le régime inertiel.

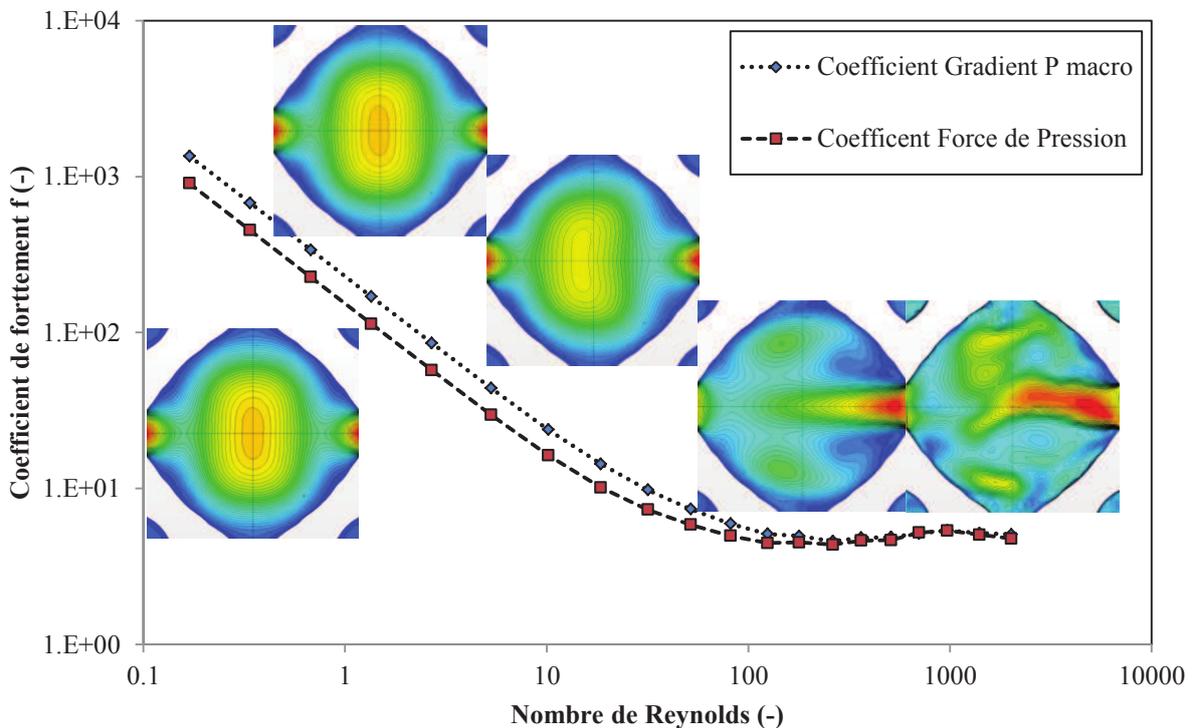


Figure 97. Evolution du coefficient de frottement obtenu avec le gradient de pression macroscopique et avec le gradient de pression issu des forces de pression appliquées sur la matrice solide en fonction du nombre de Reynolds et de la structure de l'écoulement Cette dernière est illustrée par les champs de vitesse et par les lignes d'iso-vitesse sur une section plane pour chaque régime d'écoulement (de la droite vers la gauche).

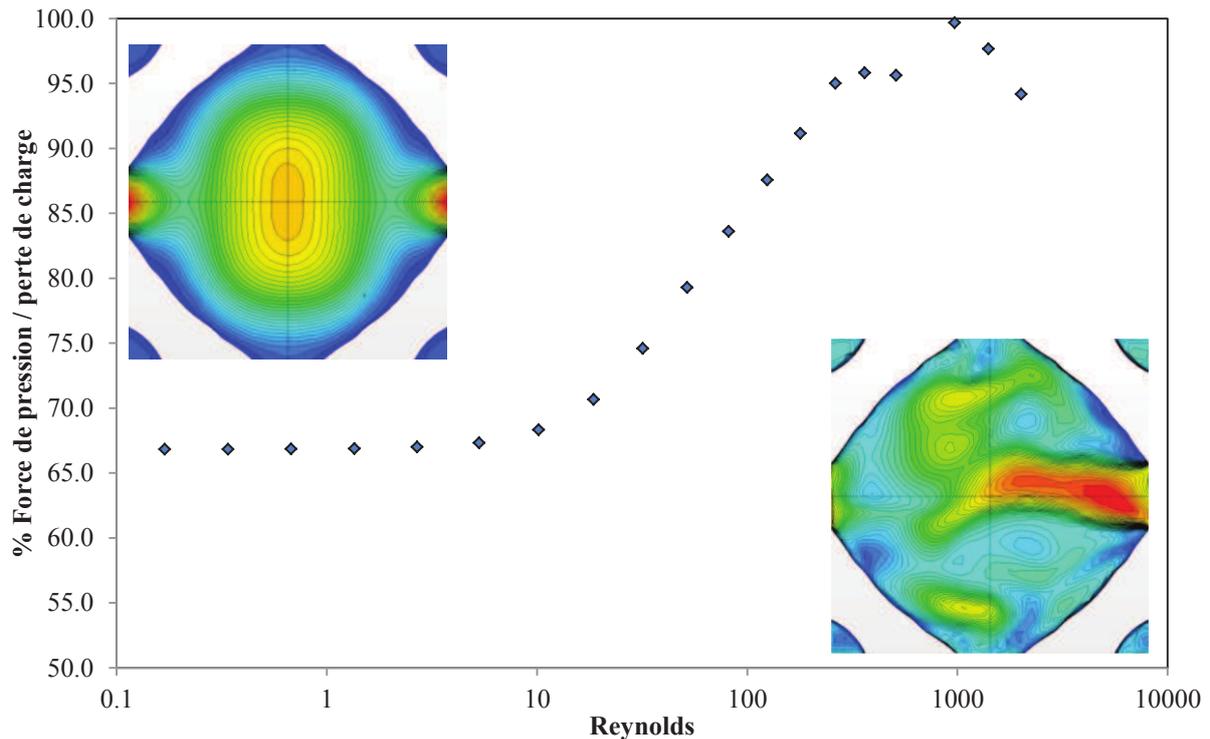


Figure 98. Pourcentage de la perte de charge due aux forces de pression appliquées à la surface de la matrice solide en fonction du nombre de Reynolds. Les images en inclusions montrent la structure des champs de vitesse obtenus sur une section plane dans le sens de l'écoulement.

Nous effectuons des simulations numériques d'écoulement au travers d'une cellule de Kelvin pour une large plage de nombre de Reynolds afin d'étudier la transition entre les écoulements purement visqueux et les écoulements où les effets inertiels sont prépondérants

La Figure 97 montre l'évolution de la structure de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds. A très bas Reynolds (< 1), le champ de vitesse est parfaitement symétrique. Au passage des cols de la mousse apparaissent des maxima de vitesses ainsi qu'au centre du pore. Le profil de vitesse localement est similaire à un écoulement de Poiseuille. Avec un nombre de Reynolds croissant la structure de l'écoulement reste similaire mais perd de plus en plus sa symétrie. Pour des Reynolds inférieurs à 10, nous observons que la perte de charge évolue linéairement avec la vitesse superficielle de l'écoulement. Nous sommes dans un régime Darcéen. Pour des Reynolds compris entre 10 et 100 la symétrie de l'écoulement se casse de plus en plus jusqu'à laisser apparaître un «jet» central de fluide qui engendre des recirculation dans le centre du pore pour des Reynolds d'environ 500. Dans cette zone, la perte de charge n'évolue plus linéairement avec la vitesse mais avec un terme quadratique. Au delà de $Re=1000$ l'écoulement devient instationnaire et turbulent. Le maillage de la cellule de Kelvin n'est alors plus adapté à la résolution numérique des équations de Navier-Stokes.

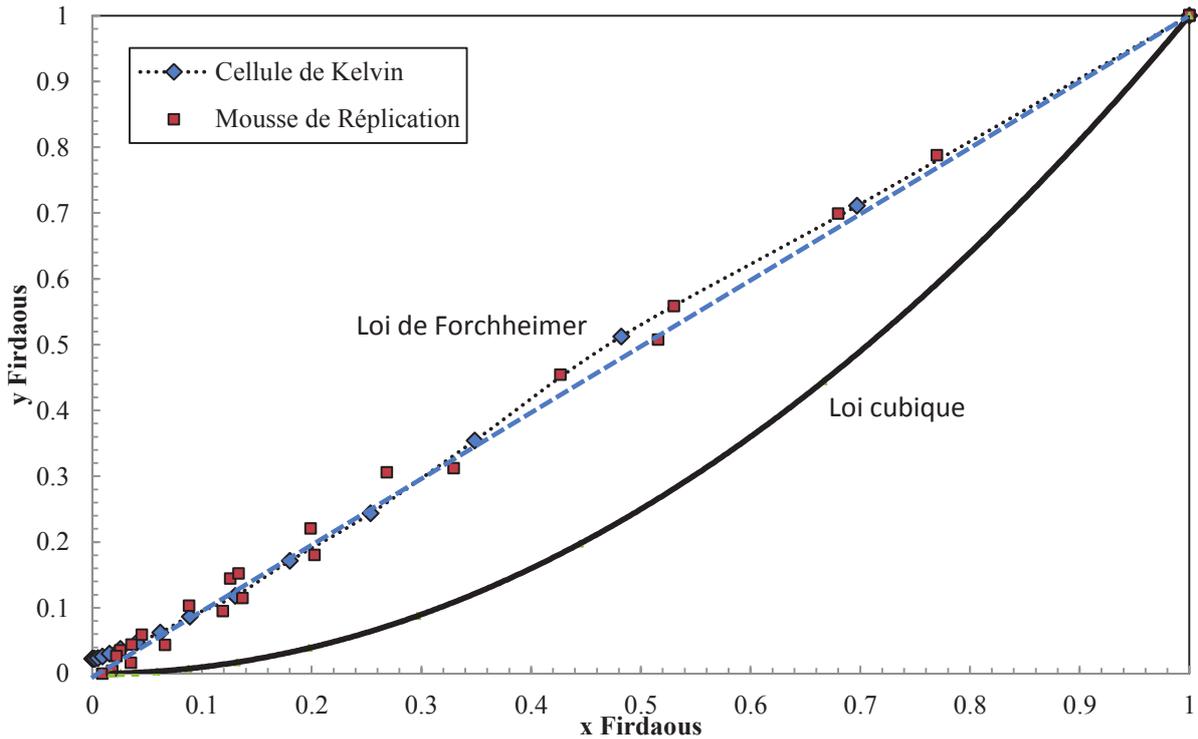


Figure 99. Approche de (Firdaouss, Guermond et al. 1997) sur la déviation de la loi de Darcy montrant une perte de charge adimensionnée en fonction d'une vitesse adimensionnée. La ligne continue montre la déviation à la loi de Darcy pour une relation, c'est une parabole dans cette représentation. La loi de Forchheimer est représentée par une droite. Le comportement de nos mousses en est caractéristique.

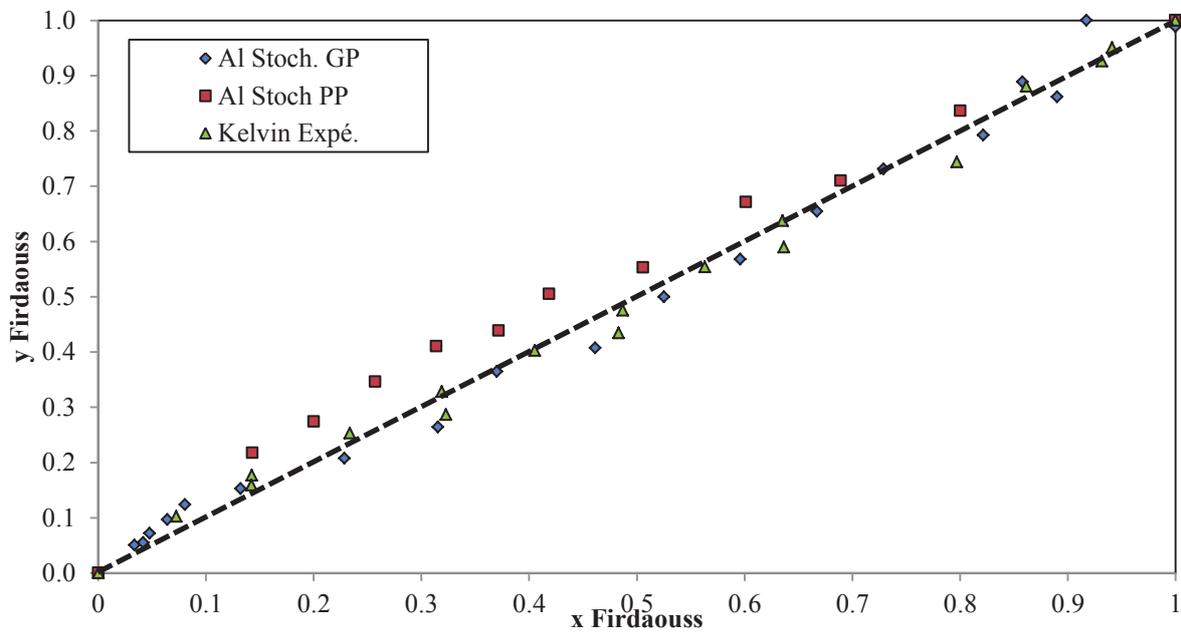


Figure 100. Approche de Firdaouss et al. appliquée aux mesures expérimentales de pertes de charge sur des mousses de fonderie stochastiques grand pore (GP ~15mm) et petit pore (PP~5mm) et une cellule de Kelvin régulière et périodique. Les mesures sont faites sur une plage de Reynolds compris entre 0 et 1000 et montrent que la loi de Forchheimer est bien adaptée à la description des pertes de pression.

Afin de quantifier l'apparition des effets inertiels nous décomposons le gradient de pression en somme de deux termes :

la moyenne des gradients de pression locaux $\nabla \langle \mathbf{P} \rangle_{\mu} = \langle \nabla P \rangle^f$ et un terme de résultante des forces de pression $\nabla \langle \mathbf{P} \rangle_{\text{force}} = \frac{1}{A_{sf}} \int_{A_{sf}} P \mathbf{n}_{sf} dA$ appliquées à la matrice solide :

$$\nabla \langle \mathbf{P} \rangle = \langle \nabla P \rangle^f - \frac{1}{A_{sf}} \int_{A_{sf}} P \mathbf{n}_{sf} dA \quad (110)$$

Nous définissons un coefficient de frottement pour le terme $\nabla \langle \mathbf{P} \rangle_{\text{force}}$ de la même manière que pour le gradient de pression total. La Figure 97 montre l'évolution de ces deux coefficients en fonction du nombre de Reynolds. Les courbes obtenues sont parallèles à bas Reynolds et se rejoignent complètement à partir d'un Reynolds d'environ 250.

A bas Reynolds, la perte de charge du fluide est due au frottement visqueux. La perte de pression résultante implique une force de pression minimale appliquée à la matrice solide. Lorsque l'écoulement devient inertiel, l'apparition des recirculations engendre une augmentation substantielle de la différence de pression entre les faces amont et aval des brins de solide. Les forces de pression deviennent donc prépondérantes.

La Figure 98 montre le pourcentage du gradient de pression dû aux forces de pression par rapport au gradient de pression total. Pour des Reynolds inférieur à 10 le rapport des deux termes de perte de charge reste constant. Au-delà de $Re=10$ la part des forces de pression augmente rapidement pour atteindre plus de 95% pour $Re=300$.

Nous mettons donc en évidence que les effets inertiels doivent être pris en comptes à partir d'un Reynolds, calculé en diamètre de pore, assez bas. Il se pose donc la question de la modélisation par la loi de Forchheimer de la zone de transition compris entre $Re=10$ et $Re=300$. Nous utilisons l'approche proposée par (Firdaouss, Guermont et al. 1997). Nous traçons une déviation à la loi de Darcy normé par les valeurs maximales prises sur la gamme étudiée en fonction de la vitesse normée de la même manière :

$$Y_{\text{Firdaous}} = \frac{1 - \frac{\nabla P K}{\mu U}}{1 - \max\left(\frac{\nabla P K}{\mu U}\right)} \quad (111)$$

$$X_{\text{Firdaous}} = \frac{U}{\max(U)} \quad (112)$$

Cette approche permet de déterminer la loi d'écoulement suivie. Dans la représentation décrite par les 2 équations précédentes, dans le cas d'une déviation linéaire, nous sommes dans le cas de la loi de Forchheimer et dans le cas d'une déviation quadratique nous sommes dans le cas d'une loi cubique :

$$-\nabla P = \frac{\mu}{K} U + \rho \gamma U^3 \quad (113)$$

Où γ est le coefficient cubique (s/m^2)

La Figure 99 **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** montre la déviation de la loi de Darcy pour deux mousses de topologies différentes, la cellule de Kelvin et une mousse de réplification (ERG 20PPI). Nous observons deux comportements similaires. La mousse de réplification, ne présentant pas de périodicité et ayant une structure plutôt aléatoire, suit une déviation linéaire de la loi de Darcy, tout comme la mousse de réplification. Les deux cas de mousses présentées suivent donc la loi de Forchheimer et les termes cubiques ne sont pas apparents y compris dans la zone de transition. Nous retrouvons cette tendance expérimentalement sur différentes mousses régulières périodiques et des mousses stochastiques (Figure 100).

Numériquement, nous déterminons la perméabilité et le coefficient inertiel en divisant le gradient de pression par la vitesse superficielle (Figure 101):

$$-\frac{\nabla P}{U} = \frac{\mu}{K} + \rho \beta U \quad (114)$$

L'ordonnée à l'origine nous donne le terme $\frac{\mu}{K}$ et la pente de la droite nous donne le terme $\rho \beta$

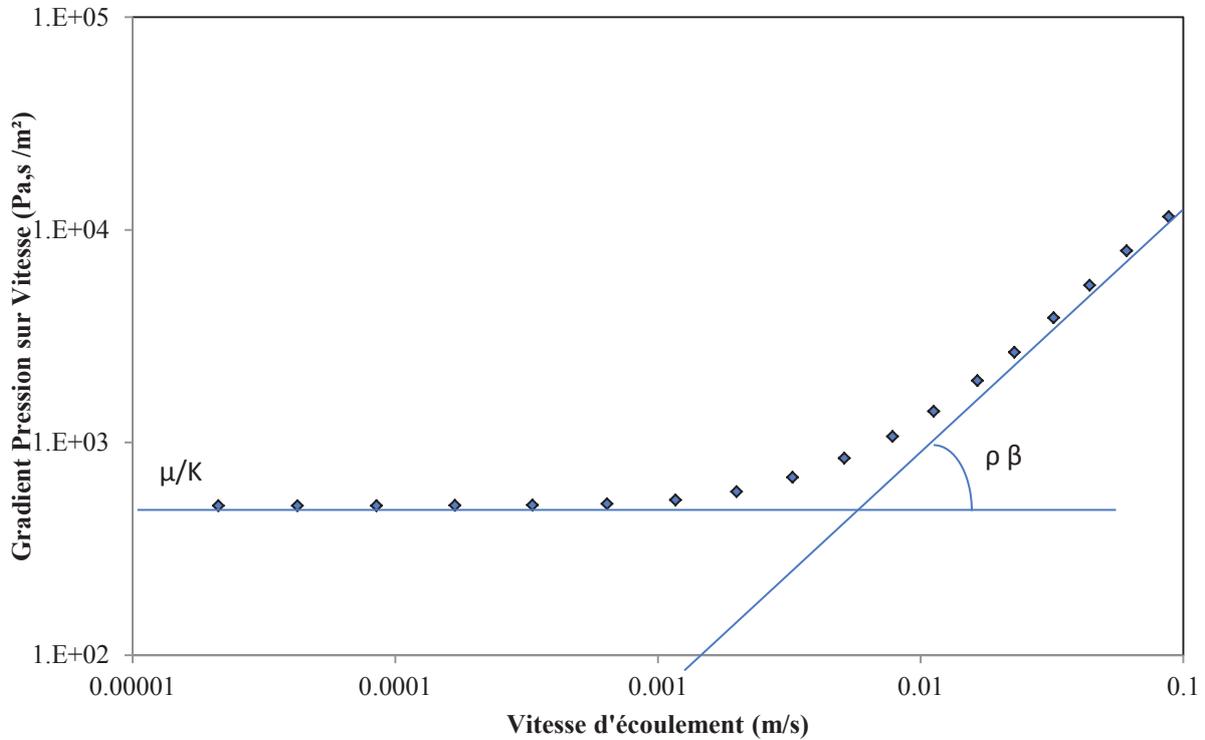


Figure 101. Détermination numérique de la perméabilité et du coefficient inertiel.

Remarque : Cette manipulation des données est faisable numériquement contrairement au cas expérimental où les incertitudes de mesures faussent la détermination de l'ordonnée à l'origine et donc de la perméabilité (Madani, Topin et al. 2007).

6.2.1.3 Etude du coefficient inertiel.

Afin de prendre en compte la forme des pores nous introduisons 3 paramètres classiquement utilisés dans le dimensionnement d'échangeur tubes-ailettes. La constriction entre la taille de pore et la taille de col χ , une section de passage adimensionnée F par les étirements en Y et en Z et un diamètre hydraulique équivalent J.

$$\chi = \frac{D_{throat}^2}{D_{pore}^2} ; F = ScaleY \cdot ScaleZ ; J = 2 \cdot \frac{ScaleY \cdot ScaleZ}{ScaleY + ScaleZ} \quad (115)$$

La Figure 102 montre le coefficient inertiel déterminé pour les différents échantillons précédent en fonction d'une combinaison des paramètres précédents. Nous observons une évolution croissante du coefficient inertiel avec l'augmentation de matière présente dans l'échantillon (inverse de la porosité). Inversement plus le rapport de constriction va être petit plus les effets inertiels seront importants. Nous avons vu précédemment que la perte de charge engendrée à haut Reynolds était principalement localisée aux cols et sur les brins et dans la force de pression exercée sur le solide. Dans le cas d'un rapport de constriction petit,

l'accélération du fluide au passage des cols sera grande, ce qui engendrera une perte d'énergie importante. De plus, si les cols sont petits, les brins sont automatiquement gros et offrent donc une surface importante où le fluide peut exercer ses forces de pression. Enfin, les facteurs J et F sont relatifs à un confinement du fluide dans la mousse. Plus le produit J.F va être grand, moins le fluide sera confiné entre les brins. Il y a donc plus de possibilité pour les effets inertiels de se développer.

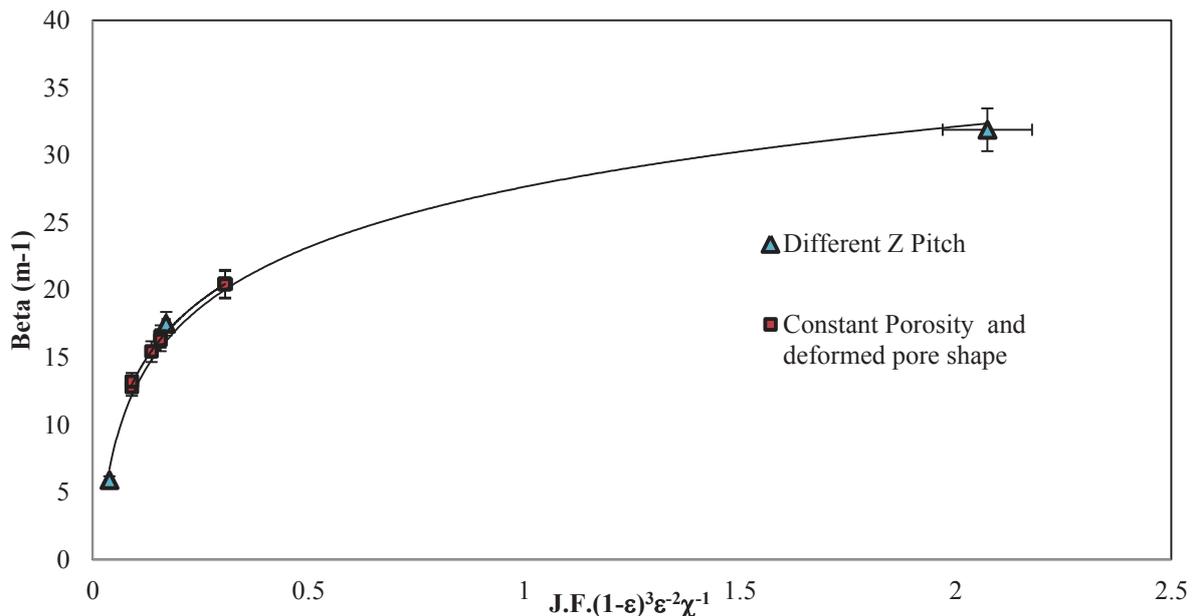


Figure 102. Coefficient inertiel en fonction des paramètres introduit pour tenir compte de la forme des pores. Un comportement logarithmique est trouvé pour tous les échantillons testés.

6.2.2 Approche tensorielle

De la même manière dont nous avons étudiée l'impact de la forme des pore sur la conductivité effective, nous réalisons une série 2700 simulations numériques à bas Reynolds sur les échantillons déformés de la cellule de Kelvin. La Figure 109 montre l'évolution des composantes du tenseur de perméabilité en fonction du facteur d'étirement pour un angle de cisaillement de 0° . Nous observons de forte variation de la perméabilité. D'une manière générale, la perméabilité est augmentée dans la direction où la mousse est étirée. Ce résultat était attendu, car dans ce cas-là, le nombre de col traversé par le fluide par unité de longueur diminue. De plus, la surface solide offre moins d'obstacle à l'écoulement, les normales aux faces sont en moyenne quasiment perpendiculaire à l'écoulement dans le sens de l'élongation. A contrario, le solide fait face à l'écoulement dans les directions comprimées. Contrairement à la conductivité thermique effective qui augmente jusqu'à s'approcher de la conductivité parallèle équivalente, la perméabilité semble atteindre un maximum pour une élongation de 2. Nous avons vu dans la section §2.4.2 que la surface spécifique des mousses étirées augmentait, il semble donc normal que le gain obtenu par l'étirement soit contrebalancé par l'augmentation de la surface où s'applique les contraintes de cisaillement. Il est à noter que ce rapport 2 ce retrouve dans des mousses existantes fabriquées par réplcation. En effet lors de fabrication d'une mousse de réplcation, les effets de gravité sur le procédé ne sont pas

négligeables et ont tendance à étirer la mousse naturellement. La mousse prend la forme qui lui coûte le moins d'énergie pour se stabiliser, c'est-à-dire un étirement d'environ 2 (1.7 pour une ERG par exemple).

Nous constatons également qu'il apparait des termes non diagonaux faibles mais non négligeables. Ces effets pourraient également être induits par de problème de résolution numérique. Les formes à mailler après les étirements présentent des angles aigus et des singularités difficiles à mailler par le logiciel de CFD. Des erreurs sur les normales locales aux faces du maillage peuvent également expliquer partiellement ces comportements.

Les Figure 110 et Figure 111 montrent deux cas particuliers, respectivement une compression et un étirement, en fonction de l'angle de cisaillement. Dans les deux cas il apparait une composante non diagonale K_{xy} qui atteint sa valeur maximale pour des angles de rotation alignés avec les plans de symétrie de la cellule de Kelvin (22.5° et 30°). Les autres composantes non diagonales restent nulles à l'erreur numérique près. Dans les cas, la perméabilité sur la direction étirée varie peu avec l'angle de cisaillement et a tendance à légèrement diminuer. La composante sur Oz reste quant à elle invariante à la rotation (axe de rotation).

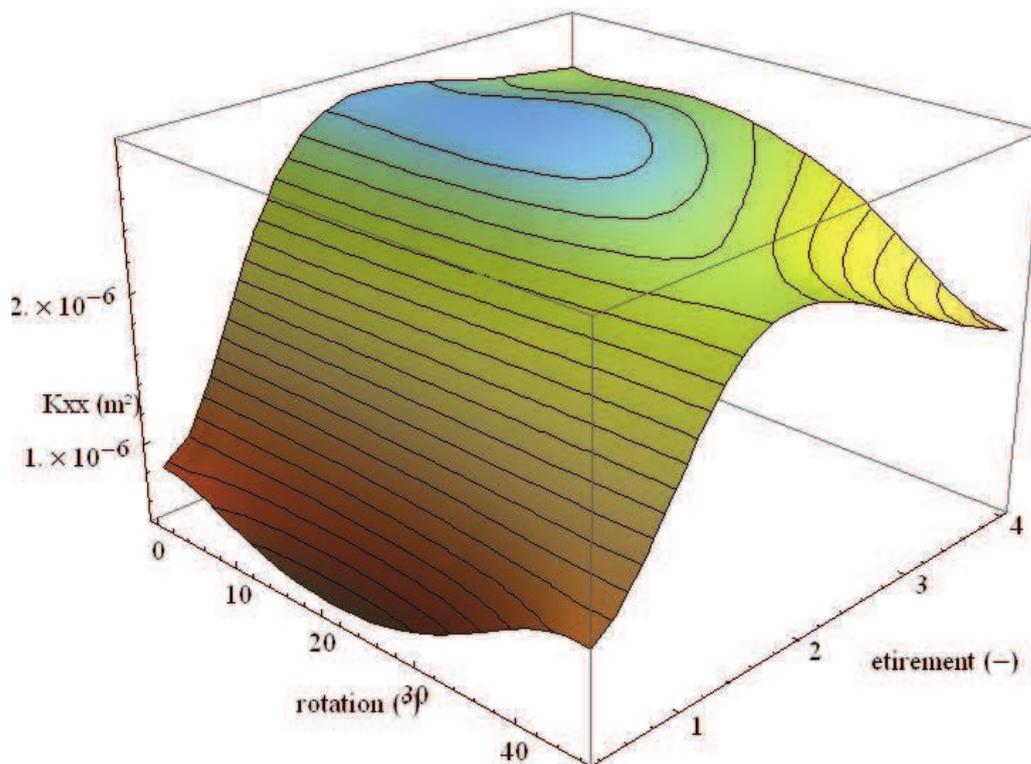


Figure 103. Composante K_{xx} (m^2) du tenseur de perméabilité d'une cellule de Kelvin cisillée.

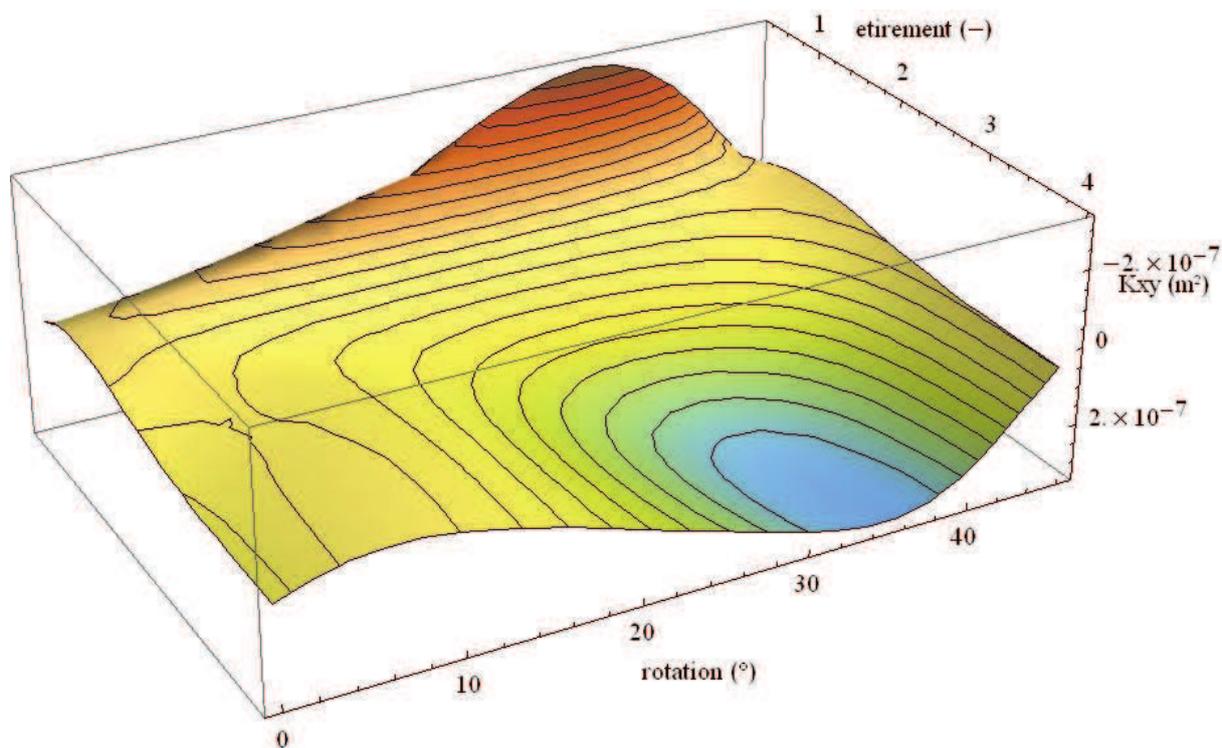


Figure 104. Composante K_{xy} (m^2) du tenseur de perméabilité d'une cellule de Kelvin cisillée.

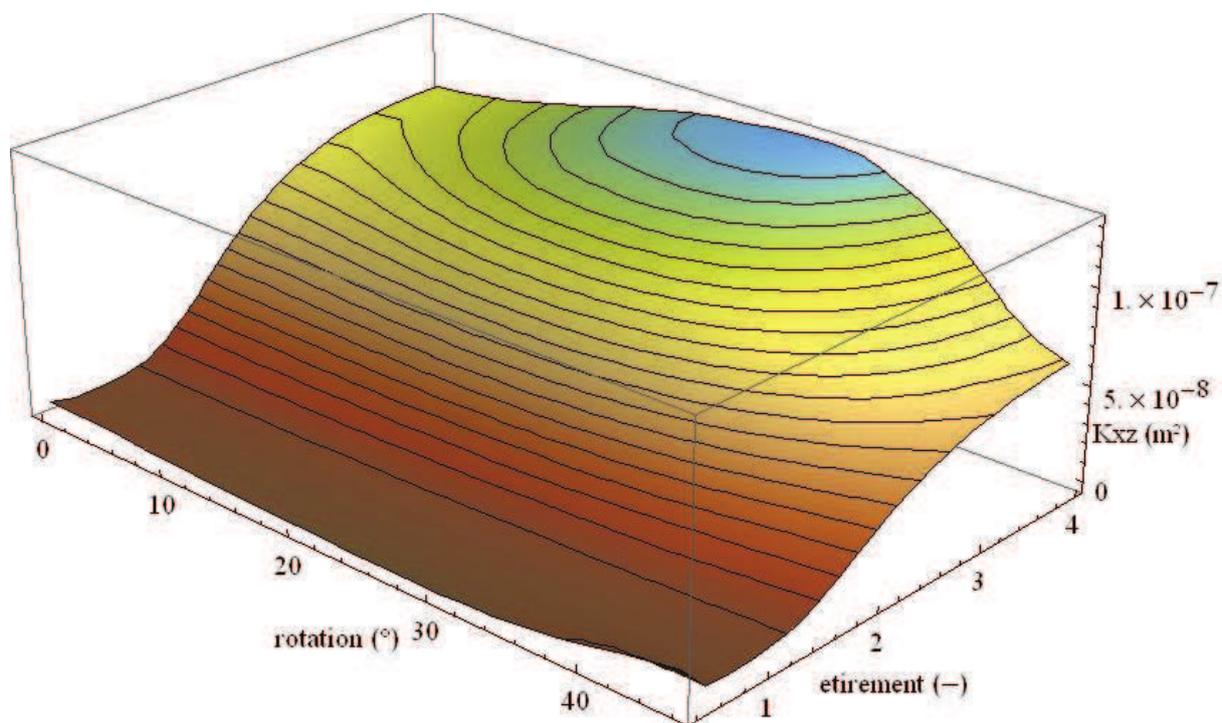


Figure 105. Composante K_{xz} (m^2) du tenseur de perméabilité d'une cellule de Kelvin cisillée.

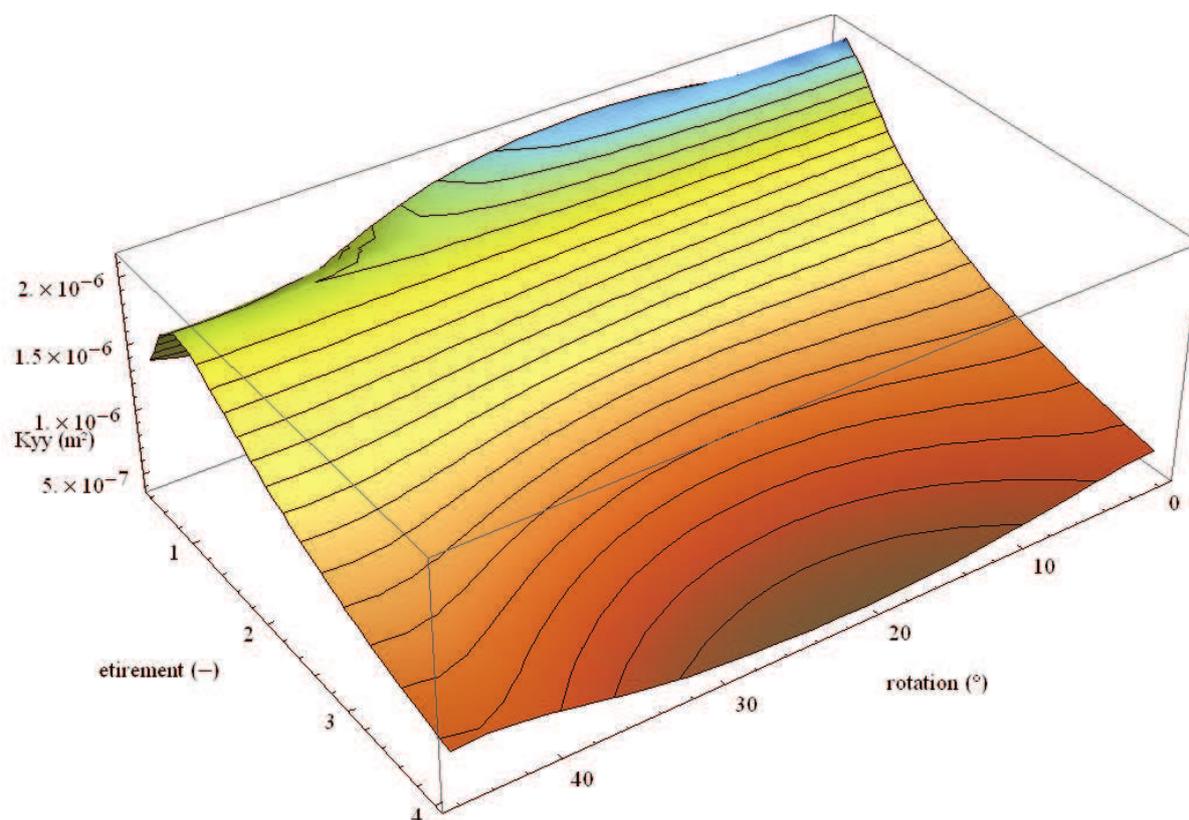


Figure 106. Composante K_{yy} (m^2) du tenseur de perméabilité d'une cellule de Kelvin cisillée.

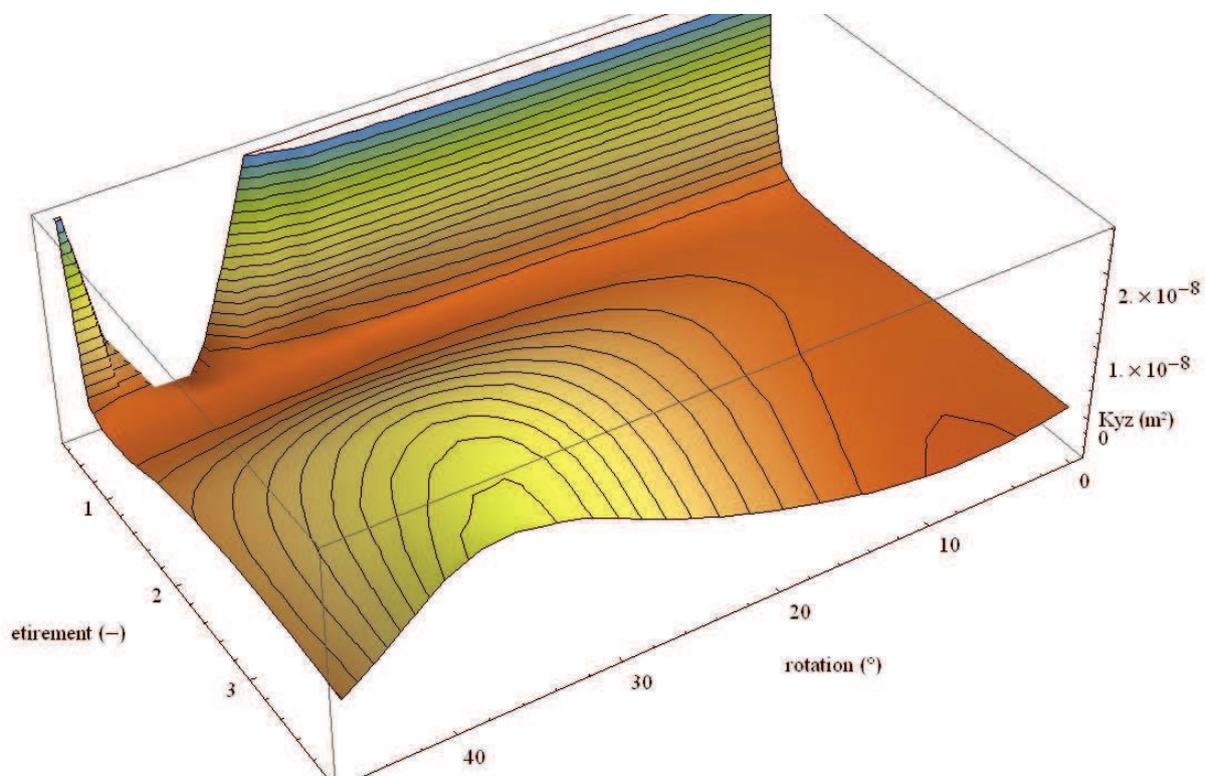


Figure 107. Composante K_{yz} (m^2) du tenseur de perméabilité d'une cellule de Kelvin cisillée.

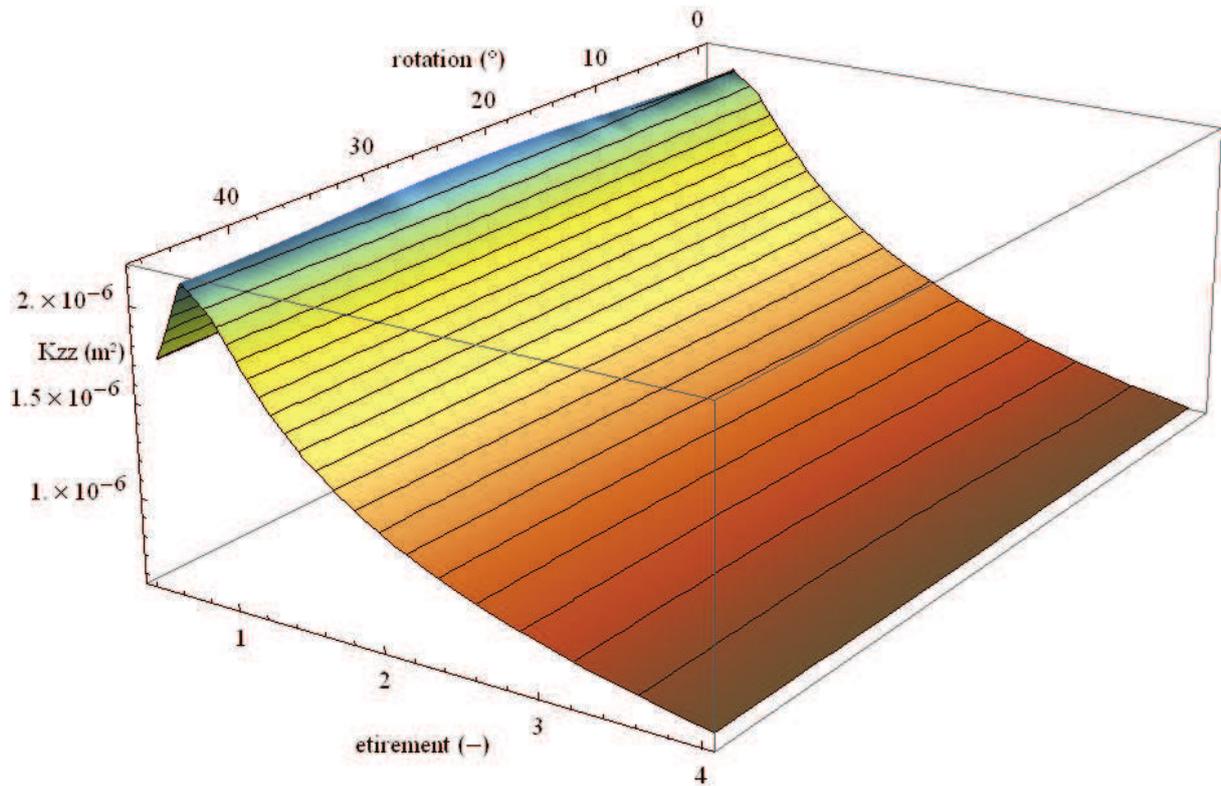


Figure 108. Composante K_{zz} (m^2) du tenseur de perméabilité d'une cellule de Kelvin cisillée.

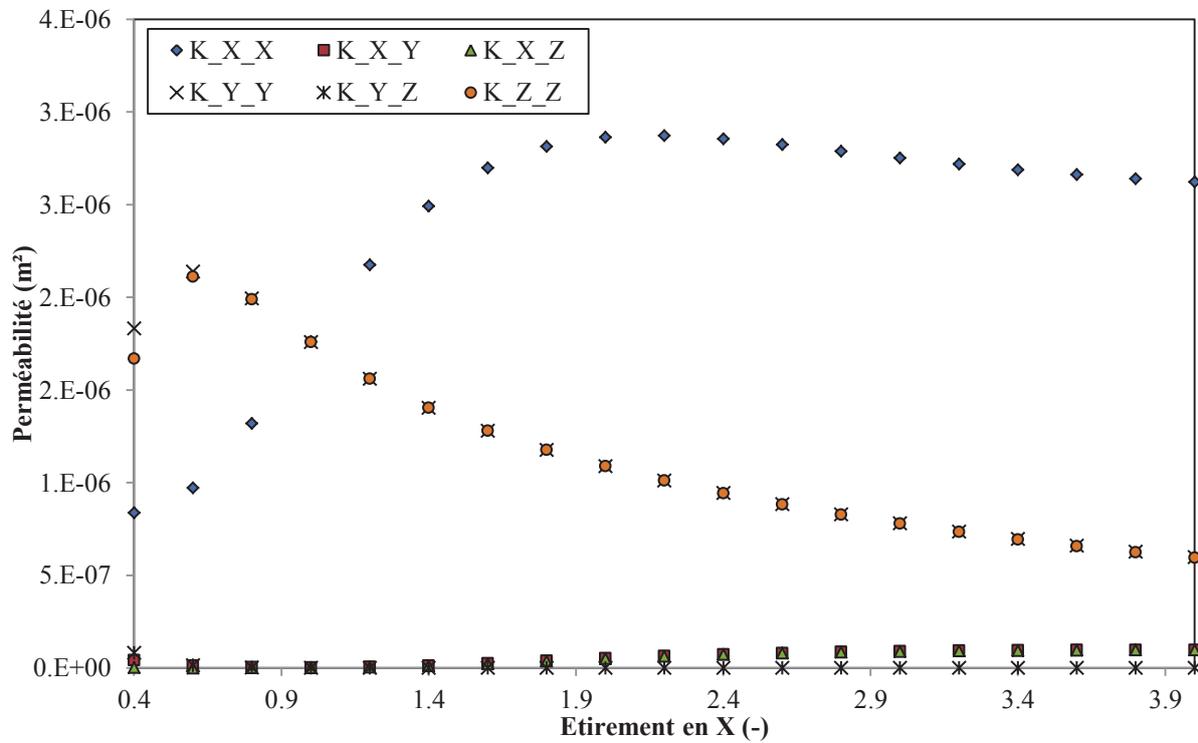


Figure 109. Composantes du tenseur de perméabilité pour la cellule de Kelvin non cisillée en fonction de l'étirement selon l'axe Ox .

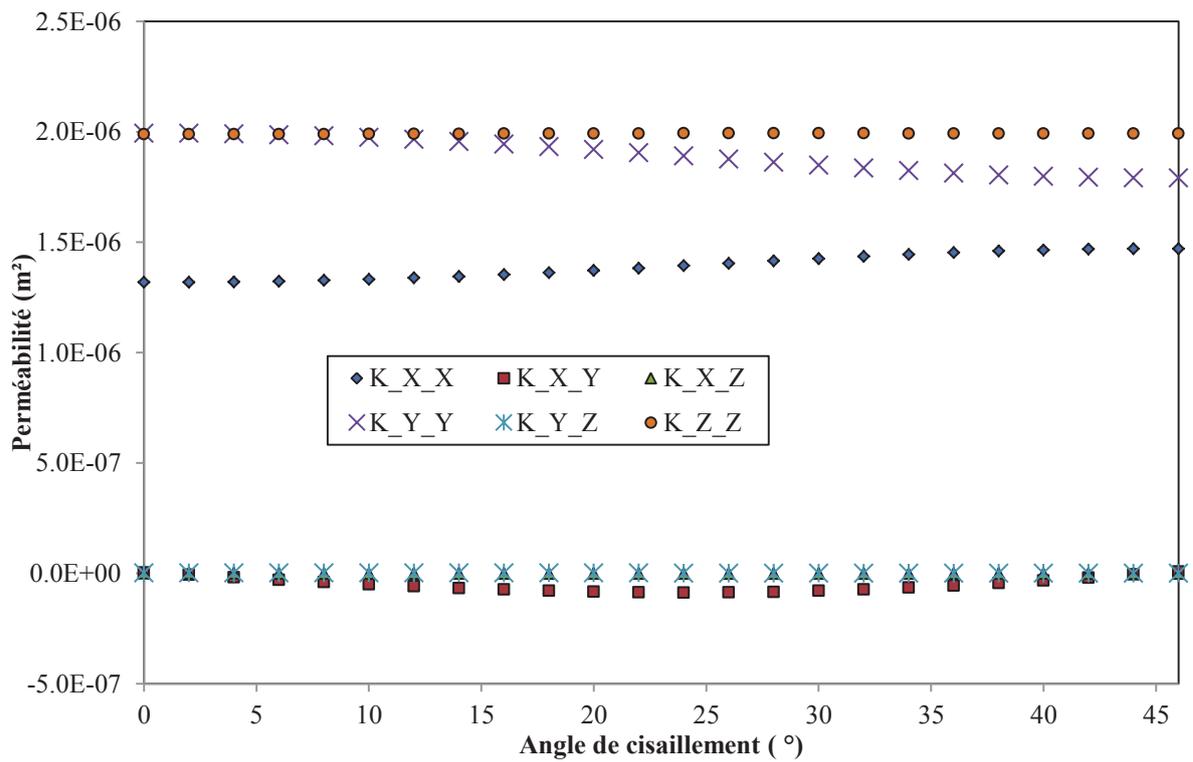


Figure 110. Composantes du tenseur de perméabilité pour un étirement de 0.8 selon Ox et pour tous les angles de cisaillement.

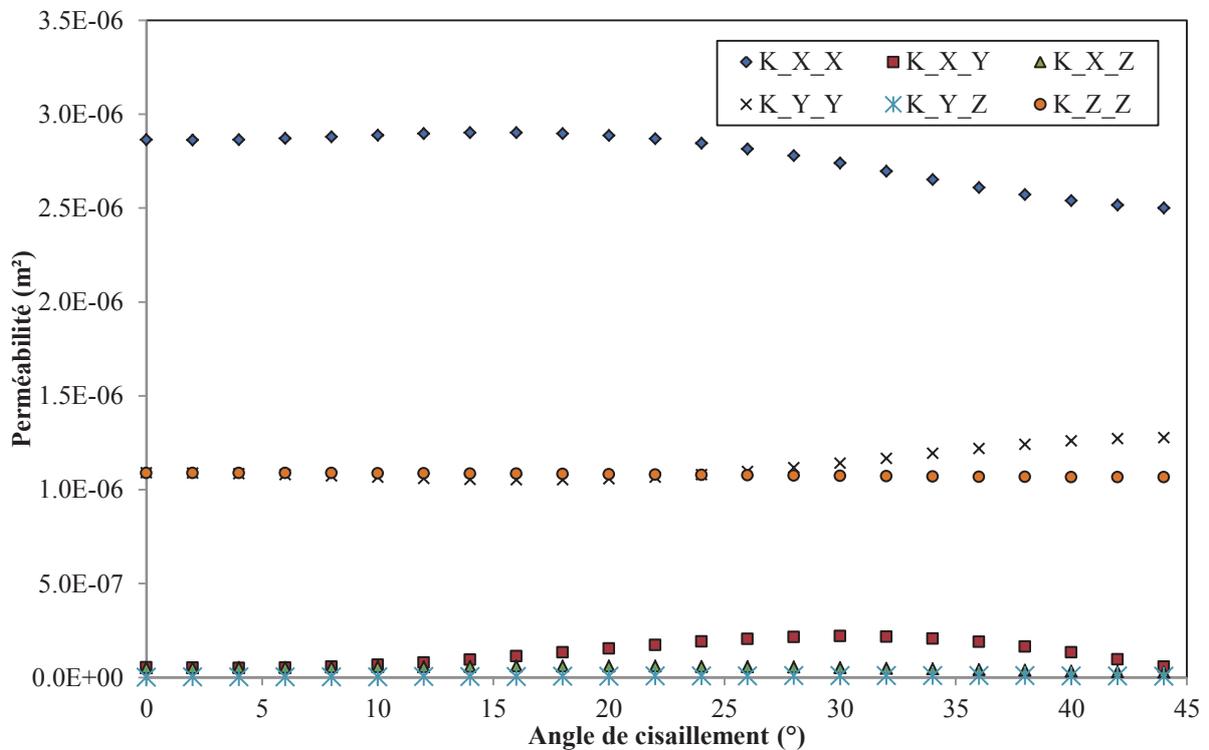


Figure 111. Composantes du tenseur de perméabilité pour un étirement de 2 selon Ox et pour tous les angles de cisaillement.

6.3 Conclusion partielle sur les lois d'écoulement.

Nous avons réalisé des simulations numériques à l'échelle du pore permettant d'obtenir les champs de vitesse et de pression, et leurs gradients, en tout point de la phase fluide.

Nous pouvons donc obtenir une meilleure compréhension des écoulements et mettre en évidence quels sont les paramètres géométriques influant sur les lois d'écoulement macroscopiques : La surface spécifique, la taille des cols et la taille et la forme des brins et des pores.

Nous montrons que les effets inertiels sont significatifs à partir de nombres de Reynolds assez bas ($Re=10$). Pour tous les types de mousses étudiées (stochastique, Kelvin et réplique) et que ce soit expérimentalement ou numériquement nous obtenons un comportement représentatif de la loi de Forchheimer.

Nous montrons que le diamètre de pore habituellement utilisé (diamètre de la sphère de même volume que le pore) ainsi que la porosité ne sont pas suffisants pour décrire les variations des paramètres de cette loi (perméabilité et coefficient inertiel) pour les mousses.

Nous confirmons que la perméabilité varie avec le diamètre de pore au carré et le coefficient inertiel comme l'inverse du diamètre pour une forme de pore donnée. Nous effectuons une étude paramétrique de l'impact de la forme des pores sur la perméabilité et le coefficient inertiel. Nous testons 900 échantillons de même taille de pore et même porosité obtenus par étirement et cisaillement de cellules de références.

Nous montrons que la perméabilité varie proportionnellement au produit de l'étirement par la surface spécifique. La surface spécifique variant également en fonction de l'étirement/cisaillement d'une cellule, nous faisons apparaître un maximum de perméabilité pour un étirement de la cellule de Kelvin d'un facteur 2.

Contrairement à la conductivité effective, la perméabilité ne varie que très peu avec l'angle de cisaillement. De plus, la vitesse et le gradient moyens ont tendance à rester quasiment colinéaires, les composantes non diagonales du tenseur de perméabilité restant au voisinage de zéro.

Nous proposons une loi d'évolution, obtenue à partir de données numériques, du coefficient inertiel en fonction de différents paramètres géométriques tels que la porosité, la constriction des pores ou encore l'allongement des cellules. Nous montrons qu'il augmente avec la taille et le nombre d'obstacles rencontrés par l'écoulement. Une diminution de la porosité, ou une augmentation de la taille des brins a donc pour effet d'augmenter β .

Malgré la base de données déjà importante que nous avons générée, il reste nécessaire de la compléter afin d'étudier l'influence individuelle de chacun des paramètres sur ces deux grandeurs, par exemple la taille et la forme des brins pour des cellules de squelette, de taille et de porosité constantes.

rota	ctir	K_X_X	K_X_Y	K_X_Z	K_Y_Y	K_Y_Z	K_Z_Z	ValProp1	ValProp2	ValProp3	VectP1X	VectP1Y	VectP1Z	VectP2X	VectP2Y	VectP2Z	VectP3X	VectP3Y	VectP3Z
0	2	2.9E-06	5.3E-08	5.1E-08	1.1E-06	1.1E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	-1.0E+00	-3.0E-02	-2.9E-02	4.0E-02	5.5E-01	8.3E-01	8.6E-03	-8.3E-01	5.6E-01
2	2	2.9E-06	5.0E-08	5.2E-08	1.1E-06	1.3E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	2.8E-02	2.9E-02	-3.7E-02	9.3E-01	3.8E-01	1.6E-02	3.8E-01	-9.3E-01
4	2	2.9E-06	5.0E-08	5.2E-08	1.1E-06	1.5E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	-1.0E+00	-2.8E-02	-2.9E-02	-3.0E-02	1.4E-02	1.0E+00	2.8E-02	-1.0E+00	1.4E-02
6	2	2.9E-06	5.2E-08	5.3E-08	1.1E-06	1.8E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	-1.0E+00	-2.9E-02	-3.0E-02	-3.1E-02	2.7E-02	1.0E+00	2.8E-02	-1.0E+00	2.8E-02
8	2	2.9E-06	5.7E-08	5.5E-08	1.1E-06	2.1E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	3.2E-02	3.0E-02	3.1E-02	-2.5E-02	-1.0E+00	3.1E-02	-1.0E+00	2.6E-02
10	2	2.9E-06	6.6E-08	5.6E-08	1.1E-06	2.5E-09	1.1E-06	3.3E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	3.6E-02	3.1E-02	3.2E-02	-2.2E-02	-1.0E+00	3.5E-02	-1.0E+00	2.3E-02
12	2	2.9E-06	7.9E-08	5.7E-08	1.1E-06	3.0E-09	1.1E-06	3.3E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	4.3E-02	3.1E-02	4.2E-02	-1.0E+00	2.1E-02	-3.2E-02	1.9E-02	1.0E+00
14	2	2.9E-06	9.4E-08	5.8E-08	1.1E-06	3.6E-09	1.1E-06	3.3E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	5.1E-02	3.2E-02	5.0E-02	-1.0E+00	1.9E-02	-3.3E-02	1.7E-02	1.0E+00
16	2	2.9E-06	1.1E-07	5.9E-08	1.1E-06	4.2E-09	1.1E-06	3.3E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	6.1E-02	3.2E-02	6.0E-02	-1.0E+00	1.8E-02	-3.3E-02	1.6E-02	1.0E+00
18	2	2.9E-06	1.3E-07	5.9E-08	1.1E-06	4.9E-09	1.1E-06	3.3E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	7.1E-02	3.3E-02	7.1E-02	-1.0E+00	1.8E-02	-3.4E-02	1.6E-02	1.0E+00
20	2	2.9E-06	1.5E-07	6.0E-08	1.1E-06	5.7E-09	1.1E-06	3.3E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	8.3E-02	3.3E-02	8.2E-02	-1.0E+00	2.1E-02	-3.4E-02	1.8E-02	1.0E+00
22	2	2.9E-06	1.7E-07	5.9E-08	1.1E-06	6.4E-09	1.1E-06	3.3E-03	1.2E-03	1.2E-03	1.0E+00	9.4E-02	3.3E-02	9.3E-02	-1.0E+00	2.8E-02	-3.5E-02	2.5E-02	1.0E+00
24	2	2.8E-06	1.9E-07	5.8E-08	1.1E-06	7.1E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	-9.9E-01	-1.1E-01	-3.3E-02	-1.0E-01	9.9E-01	-5.2E-02	-3.8E-02	4.8E-02	1.0E+00
26	2	2.8E-06	2.0E-07	5.7E-08	1.1E-06	7.8E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	-9.9E-01	-1.2E-01	-3.2E-02	-9.8E-02	9.3E-01	-3.5E-01	-7.1E-02	3.5E-01	9.4E-01
28	2	2.8E-06	2.1E-07	5.5E-08	1.1E-06	8.4E-09	1.1E-06	3.2E-03	1.2E-03	1.2E-03	9.9E-01	1.3E-01	3.2E-02	1.3E-01	-9.9E-01	-8.4E-02	-2.1E-02	-8.8E-02	1.0E+00
30	2	2.7E-06	2.2E-07	5.2E-08	1.1E-06	8.8E-09	1.1E-06	3.1E-03	1.3E-03	1.2E-03	9.9E-01	1.3E-01	3.1E-02	1.3E-01	-9.9E-01	-4.5E-02	-2.5E-02	-4.9E-02	1.0E+00
32	2	2.7E-06	2.2E-07	4.9E-08	1.2E-06	9.0E-09	1.1E-06	3.1E-03	1.3E-03	1.2E-03	9.9E-01	1.4E-01	3.0E-02	1.4E-01	-9.9E-01	-3.4E-02	-2.5E-02	-3.8E-02	1.0E+00
34	2	2.7E-06	2.1E-07	4.5E-08	1.2E-06	9.0E-09	1.1E-06	3.0E-03	1.3E-03	1.2E-03	9.9E-01	1.4E-01	2.8E-02	1.4E-01	-9.9E-01	-2.9E-02	-2.4E-02	-3.2E-02	1.0E+00
36	2	2.6E-06	1.9E-07	4.1E-08	1.2E-06	8.7E-09	1.1E-06	3.0E-03	1.3E-03	1.2E-03	9.9E-01	1.3E-01	2.7E-02	1.3E-01	-9.9E-01	-2.6E-02	-2.3E-02	-2.9E-02	1.0E+00
38	2	2.6E-06	1.6E-07	3.7E-08	1.2E-06	8.2E-09	1.1E-06	2.9E-03	1.4E-03	1.2E-03	9.9E-01	1.2E-01	2.5E-02	1.2E-01	-9.9E-01	-2.4E-02	-2.2E-02	-2.7E-02	1.0E+00
40	2	2.5E-06	1.3E-07	3.3E-08	1.3E-06	7.5E-09	1.1E-06	2.9E-03	1.4E-03	1.2E-03	9.9E-01	1.0E-01	2.3E-02	1.0E-01	-9.9E-01	-2.3E-02	-2.0E-02	-2.5E-02	1.0E+00
42	2	2.5E-06	9.6E-08	3.0E-08	1.3E-06	6.6E-09	1.1E-06	2.8E-03	1.4E-03	1.2E-03	1.0E+00	7.6E-02	2.1E-02	7.7E-02	-1.0E+00	-2.2E-02	-1.9E-02	-2.3E-02	1.0E+00
44	2	2.5E-06	5.7E-08	2.7E-08	1.3E-06	5.7E-09	1.1E-06	2.8E-03	1.4E-03	1.2E-03	1.0E+00	4.6E-02	1.9E-02	4.7E-02	-1.0E+00	-2.1E-02	-1.8E-02	-2.2E-02	1.0E+00
46	2	2.5E-06	1.8E-08	2.5E-08	1.3E-06	4.7E-09	1.1E-06	2.8E-03	1.2E-03	1.4E-03	1.0E+00	1.4E-02	1.8E-02	1.7E-02	2.1E-02	-1.0E+00	1.5E-02	-1.0E+00	-2.1E-02

Tableau 7. Base de données des composantes de perméabilité des cellules de Kelvin cisailées avec un étirement de 2 pour tous les angles de cisaillement

7 Coefficient d'échange

7.1 Modèles et résultats

Il est difficile mesurer expérimentalement un coefficient d'échange volumique d'une mousse métallique, la mesure de la température de surface de la mousse étant peu accessible. En général les auteurs proposent la mesure du coefficient d'échange pariétal d'un canal rempli de mousse (Kim, Kang et al. 2001). Cependant un coefficient d'échange pariétal n'est valable que pour une géométrie donnée et ne peut donc pas être utilisé pour le dimensionnement d'un échangeur. Pour accéder au coefficient d'échange volumique, il faut ajouter à la mesure expérimentale un modèle direct, soit analytique soit numérique, reliant les observables aux propriétés à déterminer. Nous mesurons par ailleurs le coefficient d'échange brin/fluide à partir de simulation numérique directe des transferts conjugués à l'échelle du pore dans la géométrie réelle de la mousse (Hugo, Topin et al. 2010).

7.1.1 *Mesures expérimentale*

Le dispositif expérimental (Figure 112) est constitué d'une veine d'essai instrumentée (capteurs de pression, thermocouples, débitmètre ...). Deux protocoles expérimentaux sont étudiés. Dans le premier cas nous préchauffons la mousse par un écoulement d'air chaud jusqu'à l'obtention d'un régime stationnaire et que sa température soit homogène. L'expérience consiste alors à refroidir la mousse par un écoulement à débit et température d'entrée constante. Nous suivons alors l'évolution de la température de sortie du canal au cours du temps. Dans ce cas, l'échantillon étant assez mince, les parois de la veine d'essai étant isolées et le Biot local de la mousse étant petit, le coefficient d'échange volumique (h_{vol}) est déduit du modèle analytique 0D instationnaire (Serret, Stamboul et al. 2007).

Dans le deuxième cas nous travaillons en régime stationnaire ; nous imposons un flux d'air à débit et température constante ainsi qu'un chauffage pariétal de puissance constante. Nous mesurons alors la température de sortie de l'écoulement et la température des parois en différents points. h_{vol} est calculé à partir d'un modèle numérique bidimensionnel à deux températures.

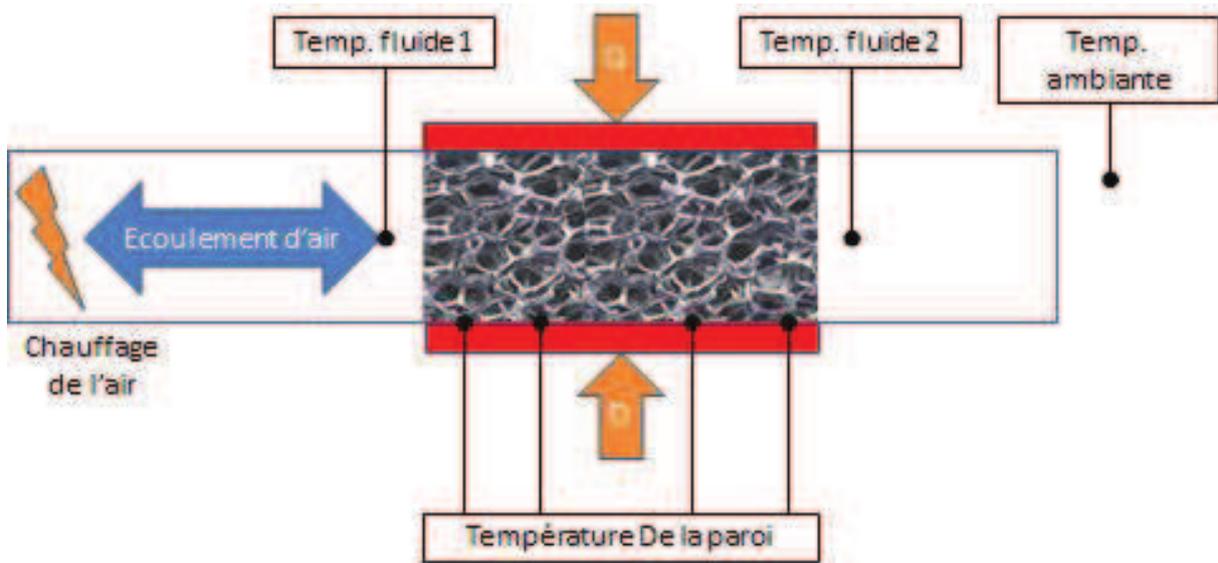


Figure 112. Schéma de principe du dispositif expérimental de mesure de coefficient d'échange volumique et pariétal. L'écoulement d'air peut être à volonté mis en écoulement dans une direction ou dans l'autre. Dans le cas de la mesure 0D, l'air circule de la gauche vers la droite et est chauffé. Il chauffe la mousse jusqu'à atteindre la température 1 du fluide. A $t=0$, la circulation d'air est inversée, la mousse se refroidit avec de l'air à température ambiante. Dans la mesure 2D, l'air entre dans la mousse à température de sortie de pompe et s'échauffe au passage dans la mousse. Des flux de chaleurs sont imposés sur chaque paroi du canal. La température moyenne de paroi et de sortie de l'air sont mesurées. Ce dispositif permet également de mesurer la perte de charge

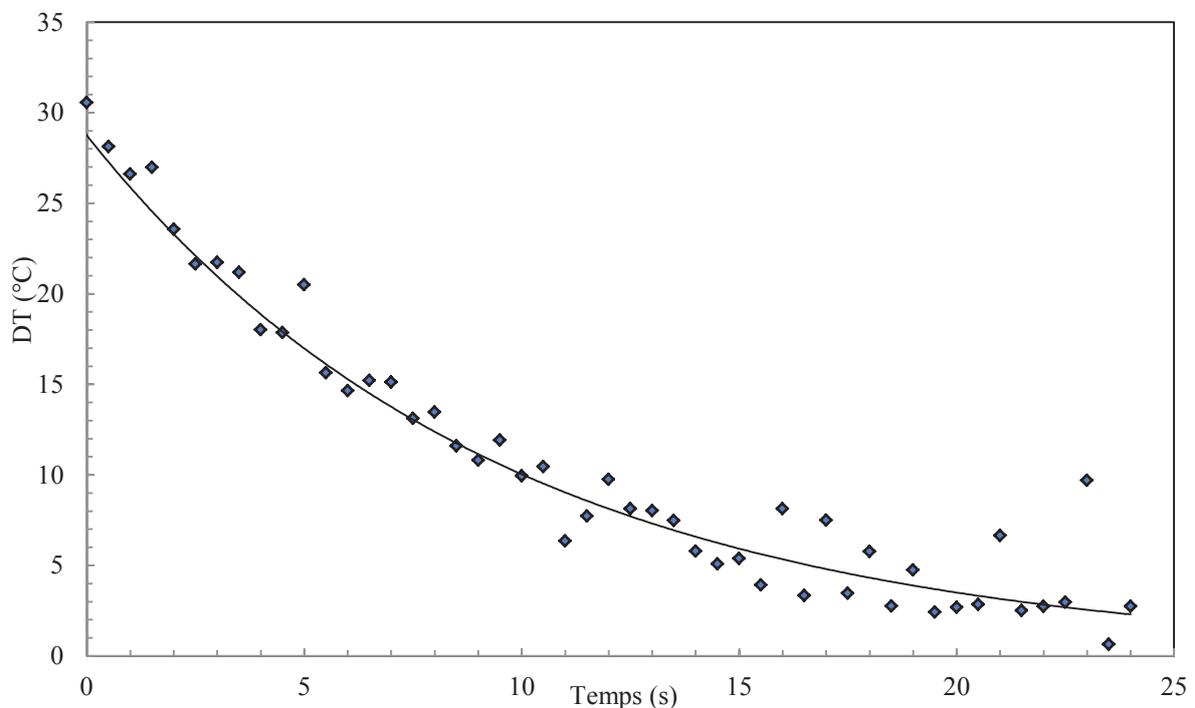


Figure 113. Signal de température en sortie du canal. Identification de la constante de temps et du coefficient d'échange. Ici $Nu=18$

7.1.2 *Modèle analytiques 0D*

Nous considérons la mousse comme corps thermiquement mince échangeant avec un flux d'air à température T_f . La température T_m de la mousse est alors régie par l'équation (1) :

$$(1 - \varepsilon) (\rho C_p)_{\text{solide}} \frac{\partial T_m}{\partial t} + h_{\text{vol}} (T_m - T_f) = 0 \quad (116)$$

Le profil de température du fluide est linéaire au travers du canal poreux. On peut considérer une température du fluide moyenne définie par l'équation (2). Celle-ci dépend de la puissance échangée au cours du temps (3).

$$T_f = \frac{T_{\text{entree}} + T_{\text{sortie}}}{2} = T_{\text{entree}} + \frac{P_{\text{éch}}}{2 \cdot (\dot{m} \cdot C_p)_{\text{fluide}}} \quad (117)$$

$$P_{\text{éch}} = h_{\text{vol}} V (T_m - T_f) = -(1 - \varepsilon) V (\rho C_p)_{\text{solide}} \frac{\partial T_m}{\partial t} \quad (118)$$

En introduisant l'équation (3) dans l'équation (1), on obtient une équation différentielle du premier ordre sur la température de mousse (4). On peut isoler dans cette équation différentielle une constante de temps (6) qui dépendra du coefficient d'échange volumique et de propriétés connues telles que la porosité, la densité et la capacité calorifique de la mousse, du volume de l'échantillon et du débit de capacité calorifique du fluide.

$$(1 - \varepsilon) (\rho C_p)_{\text{solide}} \left(1 - \frac{V}{2(\dot{m} \cdot C_p)_{\text{fluide}}} \right) \frac{\partial T_m}{\partial t} + h_{\text{vol}} (T_m - T_{\text{entree}}) = 0 \quad (119)$$

$$T_m = A \text{Exp} \left(-\frac{t}{\tau} \right) + B \quad (120)$$

La solution (5) de l'équation différentielle introduite dans l'équation (3) nous montre que la puissance échangée varie de façon exponentielle décroissante avec la même constante de temps τ . La température d'entrée de l'écoulement étant constante on en déduit que la simple mesure de la température de sortie du canal au cours du temps nous permet de déterminer cette constante de temps, et donc le coefficient d'échange volumique (Figure 113).

$$h_{\text{vol}} = \frac{(1 - \varepsilon) (\rho \cdot C_p)_{\text{solide}} \left(1 - \frac{V}{2(\dot{m} \cdot C_p)_{\text{fluide}}} \right)}{\tau} \quad (121)$$

Les limites de cette méthode sont liées à la taille de l'échantillon qui doit être suffisamment épais pour être représentatif de la mousse (VER et longueur d'établissement) et assez petit pour être thermiquement mince. Le nombre de Biot de l'expérience doit être négligeable :

$$\frac{h_{\text{vol}} S_p D_p}{\lambda_{\text{eff}}} \ll 1 \quad (122)$$

7.1.3 Modèle numérique du milieu homogène équivalent

Dans le cas d'une géométrie ne permettant pas d'utiliser le modèle 0D, nous proposons un modèle numérique à deux dimensions basé sur le modèle milieu poreux équivalent à deux températures (7) et (8).

$$\begin{cases} \varepsilon (\rho C_p)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon (\rho C_p)_f \mathbf{U} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\lambda_f^* \nabla T_f) + h_{Ly}^{Lx} (T_f - T_s) \\ (1 - \varepsilon) (\rho C_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_s^{eff} \nabla T_s) + h_{Ly}^{Lx} (T_s - T_f) \end{cases} \quad (123)$$

Nous considérons que l'écoulement est homogène dans tout le canal (vitesse débitante) et nous résolvons ce système d'équation par une méthode numérique 2D (Volumes Finis). Nous présentons ici les résultats appliqués à la configuration 2 (chauffage pariétal stationnaire) mais ce modèle peut être utilisé sur des données instationnaires.

La limite principale de cette méthode est liée à la méconnaissance de la conductivité effective de la phase fluide due à la dispersion. Dans les résultats présentés ici, en l'absence de détermination précise, nous avons utilisé la conductivité effective de la phase fluide stagnante. Les effets liés à la dispersion sont implicitement répercutés dans la valeur du coefficient d'échange volumique.

7.2 Détermination par simulation numérique directe à l'échelle du pore

La géométrie 3D de la matrice solide est reconstruite et caractérisée en utilisant iMorph (Brun, Vicente et al. 2008) à partir de tomographies d'un échantillon de mousse d'aluminium ($\lambda = 231 \text{ W/mK}$). Les paramètres morphologiques de la mousse sont les suivants : diamètre de pore 14 mm (diamètre de la sphère de même volume que les cellules), porosité 86.4 %, surface spécifique $270 \text{ m}^2/\text{m}^3$. Le maillage et la résolution des équations décrivant l'écoulement et les transferts de chaleur dans le fluide sont effectués via le logiciel StarCCM+. Le domaine de calcul est déterminé à partir de la géométrie de l'expérience. Il s'agit d'un canal rectangulaire constitué de la mousse d'aluminium entourée d'une zone d'entrée et de sortie du fluide permettant d'éviter les biais de calcul induits par les recirculations et par la nature des conditions aux limites. Ce maillage polyédrique comporte environ un million de cellules de 2 mm en moyenne et allant jusqu'à une taille minimale de 0.5 mm. Il comporte de plus cinq couches de cellules prismatiques autour des brins pour capturer les couches limites. En entrée du canal débit et température du fluide sont imposés ; la face de sortie est maintenue à la pression atmosphérique. Nous imposons la température d'une des faces latérales du canal.

Nous déterminons un coefficient d'échange de chaleur local calculé sur un volume élémentaire à partir des températures moyennes des phases fluide et solide et des flux de chaleur interfaciaux moyens (124). Le volume de calcul est divisé en « boîtes » élémentaires sur lesquels nous effectuons une moyenne volumique des grandeurs (Figure 115). La valeur moyenne est alors considérée au centre de la boîte (x, y, z).

$$h_b^a(x, y) = \frac{Q_{\text{Foam} \rightarrow \text{Fluid}}^{a,b}(x, y)}{\Delta T_{\text{Fluid-Solid}}^{a,b}(x, y) S_{\text{foam}}^{a,b}} \quad (124)$$

Où a et b sont les tailles de la boîte respectivement dans les directions Ox et Oy . Dans la direction Oz , nous utilisons la taille de l'échantillon L_z . $Q_{\text{foam} \rightarrow \text{solid}}^{a,b}(x, y)$ (W/m^2) est le flux de chaleur moyenné sur toute la surface $S_{\text{foam}}^{a,b}$ (m^2) de la mousse contenue dans la boîte de taille $a.b$. $\Delta T_{\text{Fluid-Solid}}^{a,b}(x, y)$ (K) est la différence de température entre les températures moyennes sur les volumes de chaque phase dans la boîte considérée.

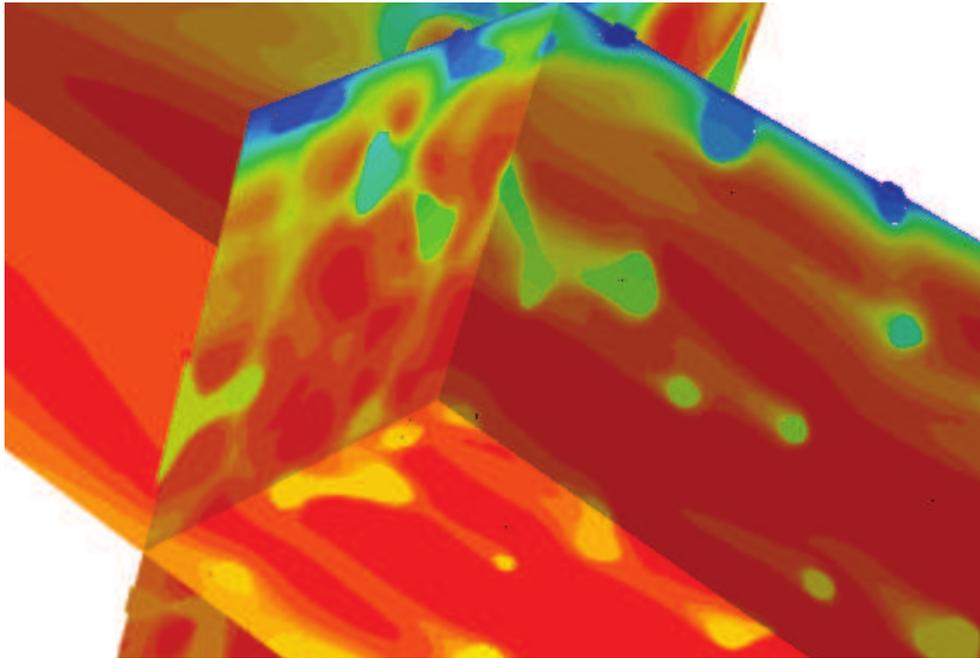


Figure 114. Champ de température sur deux sections planes coupant les deux phases de la mousse. On observe une décroissance de la température dans la phase solide et un refroidissement du fluide autour des brins de mousse.

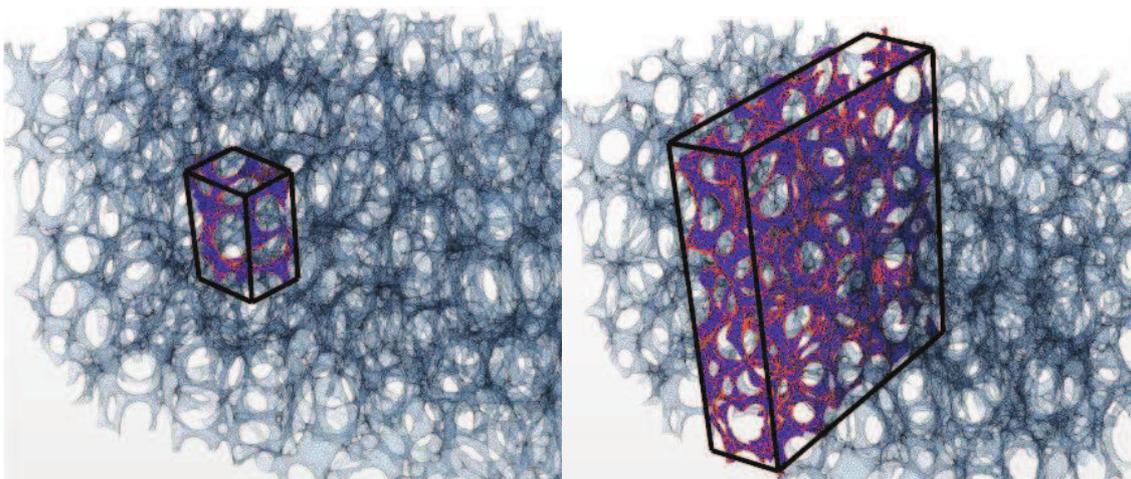


Figure 115. A gauche, volume de contrôle dans le volume de taille $a.b.c$. A droite : volume de contrôle de taille $a.Ly.Lz$.

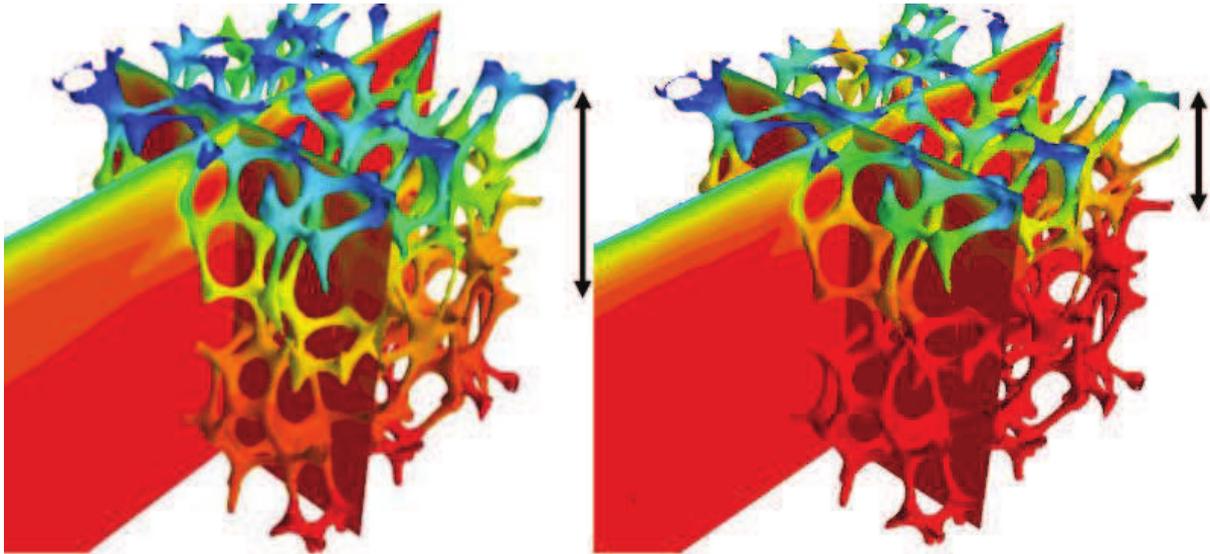


Figure 116. Champs de température sur deux plans de section de la phase fluide et à la surface de la phase solide. Les deux images sont établies pour le même régime d'écoulement ($Re=80$) mais pour une phase solide en cuivre (à gauche) et une en Nickel (à droite). Les flèches montrent la zone dans laquelle ont lieu les échanges de chaleur.

La Figure 116 montre l'influence de la conductivité de la phase solide sur le couplage conduction/convection de la chaleur dans le canal poreux. Nous pouvons observer qu'il n'y a pas de développement de couche limite à proprement parler, comme sur une plaque plane ou dans un tube, mais plutôt une couche limite « globale » établie quasiment dès l'entrée du canal. Cette couche limite n'est pas structurée dans la phase fluide à cause des brins de mousse qui perturbent l'écoulement, mais semble plutôt régulière dans la phase solide. La température croît de façon exponentielle depuis la paroi vers le cœur de l'écoulement. Une grande différence de température est observée entre les deux phases à proximité de la paroi du canal alors que celles-ci ont une température identique à une certaine distance de la paroi. Il existe donc une partie de mousse où il n'y a pas d'échange de chaleur avec le fluide. Nous pouvons également voir que la zone efficace de la mousse où ont lieu les échanges de chaleur présente une épaisseur nettement différente selon les matériaux composant la mousse. Notons que la structure de l'écoulement est la même dans les deux cas, et que donc les coefficients d'échange locaux brins/fluide sont identiques. C'est donc la conductivité effective de la phase solide de la mousse qui conditionne les transferts de chaleur globaux du canal.

Les Figure 117 et Figure 118 montrent les températures moyennes des deux phases, ainsi que le flux de chaleur qu'elles échangent entre elles respectivement dans les directions Ox et Oy pour un nombre de Reynolds de l'écoulement de 80. Le long de l'axe principal de l'écoulement Ox , une décroissance globale de la température du fluide est observée alors que la température de la phase solide est quasiment constante. La conduction tridimensionnelle de la mousse tend à homogénéiser la température dans tout le solide. Nous pouvons également observer qu'il n'y a pas de variation notable du flux de chaleur localement, mais une décroissance exponentielle globale. A priori le coefficient d'échange de chaleur est globalement constant.

Le long de l'axe principal du flux de chaleur Oy (Figure 116). La température de la phase fluide ne varie fortement qu'au proche voisinage de la paroi. Cependant, il existe une couche limite dans le sens où la température de la phase solide décroît en s'éloignant de la paroi du canal. Nous constatons qu'après la mousse, la température du fluide s'homogénéise et qu'il apparaît une couche limite thermique dans la phase fluide. De plus, assez loin de la paroi, les températures des deux phases atteignent des températures égales, le flux de chaleur échangé entre le solide et le fluide devient nul après seulement deux et demi pores. Notons que le flux de chaleur varie d'un facteur six sur le premier pore seulement et qu'il décroît exponentiellement depuis la paroi. 70% de la puissance échangée entre phases s'effectue dans le premier pore. La mousse contribue donc fortement à l'échange de chaleur uniquement dans le voisinage de la paroi. Il semble donc pertinent de définir, par analogie avec une ailette classique, une zone efficace de la mousse que nous définirons par une longueur active depuis la paroi.

Nous définissons, à partir des profils de température et de flux de chaleur, deux profils du coefficient d'échange de chaleur local, ainsi que leurs valeurs moyennées depuis l'origine des axes, selon les axes Ox et Oy.

Les Figure 119 et Figure 120 montrent le nombre de Nusselt obtenu à partir du coefficient d'échange de chaleur local moyenné sur des volumes $h_{L_y}^{\Delta x}(x, y)$ de contrôle le long des axes Ox et Oy et leur valeurs moyennées depuis l'origine des axes $\langle h_{L_y}^x(x, y) \rangle$.

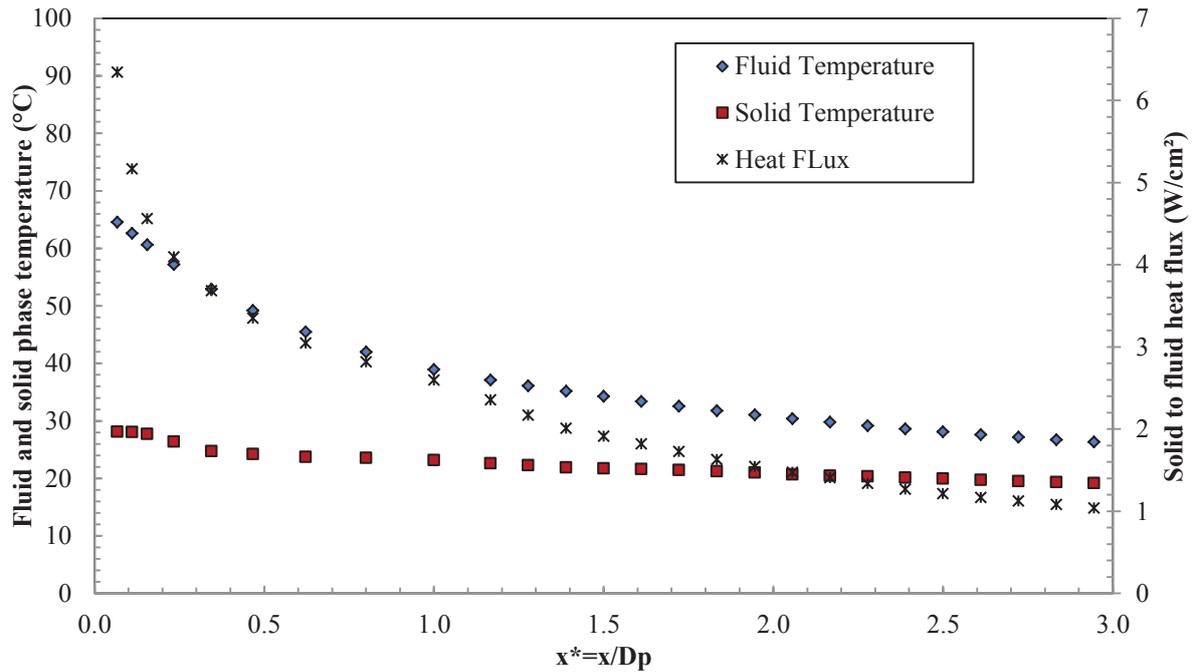


Figure 117. Température moyenne locale des deux phases calculées dans les volumes élémentaires et flux de chaleur échangé en fonction de l'abscisse dans l'axe principal d'écoulement.

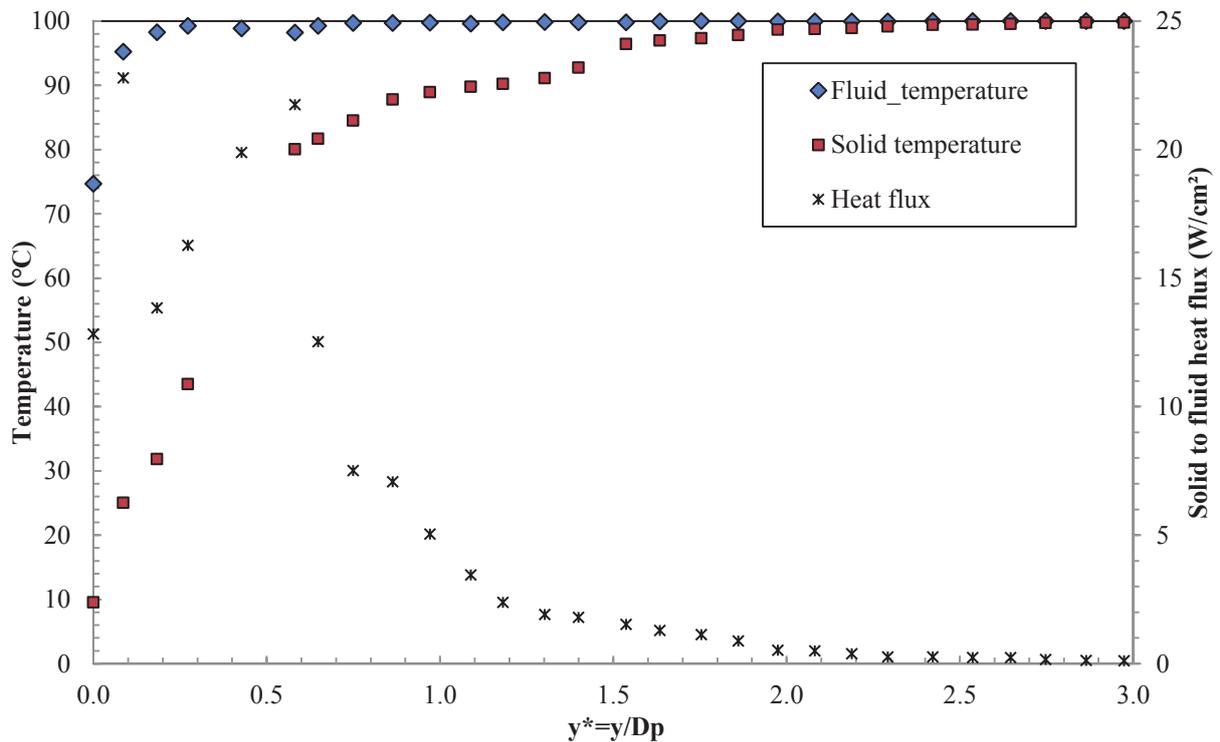


Figure 118 Température moyenne locale des deux phases calculées dans les volumes élémentaires et flux de chaleur échangé en fonction de l'abscisse dans l'axe principal du flux de chaleur.

Le long de l'écoulement, le nombre de Nusselt décroît légèrement à l'entrée du canal. Il n'y a pas de zone d'entrée clairement observable. L'arrangement en quinconce des pores provoque de fortes amplitudes autour de la décroissance globale avec des périodes de un demi-pore. L'accélération du fluide au passage des cols entraîne une augmentation du coefficient d'échange localement. Les brins de mousse ont tendance à briser les couches limites et à mélanger les filets fluides et donc à accélérer le développement des couches limites globales. (Madani, Topin et al. 2005) ont montré ce résultats expérimentalement en effectuant des mesures de flux et de température des deux phases localement le long d'un écoulement en convection forcée au travers d'une mousse.

Nous constatons également que le coefficient d'échange moyenné depuis l'entrée de l'écoulement jusqu'à une position x , $\langle h_{L_y}^x \rangle$ atteint une valeur quasiment constante après trois pores. Ce résultat obtenu pour $Re=80$ nous montre que la taille de l'échantillon est suffisante dans la direction de l'écoulement pour effectuer une moyenne volumique $h_{L_y}^x$ d'une propriété effective tel que le coefficient d'échange de chaleur brins/fluide local pour tous les nombre de Reynolds inférieur à 80. Afin de valider notre simulation numérique en termes de coefficient d'échange, nous déterminons le coefficient volumique moyen $h_{L_y}^x$ pour une large gamme de Reynolds (Figure 121), calculé avec le diamètre des brins, que nous comparons aux données de la littérature. (Lu, Stone et al. 1998) donnent une corrélation de coefficient volumique en fonction d'un Reynolds calculé sur la taille des brins de mousse. Nous obtenons un bon accord pour des Reynolds assez bas alors que nous trouvons une déviation pour des vitesses plus élevées qui peuvent être due à plusieurs causes. Soit la taille de l'échantillon n'est plus suffisante pour calculer une valeur moyenne de coefficient d'échange, soit la taille du maillage est trop grande pour capturer correctement les termes de transport ou tout simplement par une erreur numérique.

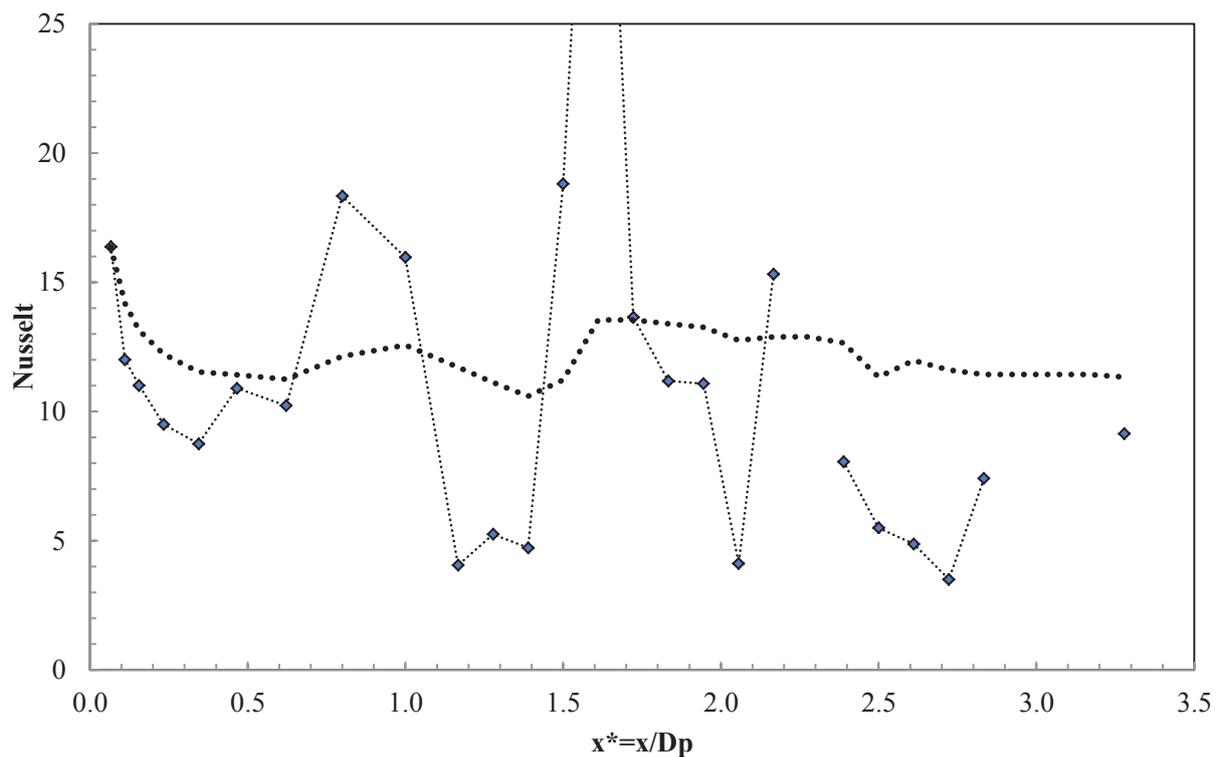


Figure 119. Coefficient d'échange local entre phases calculé sur des volumes élémentaires en fonction de l'abscisse dans l'axe principal d'écoulement.

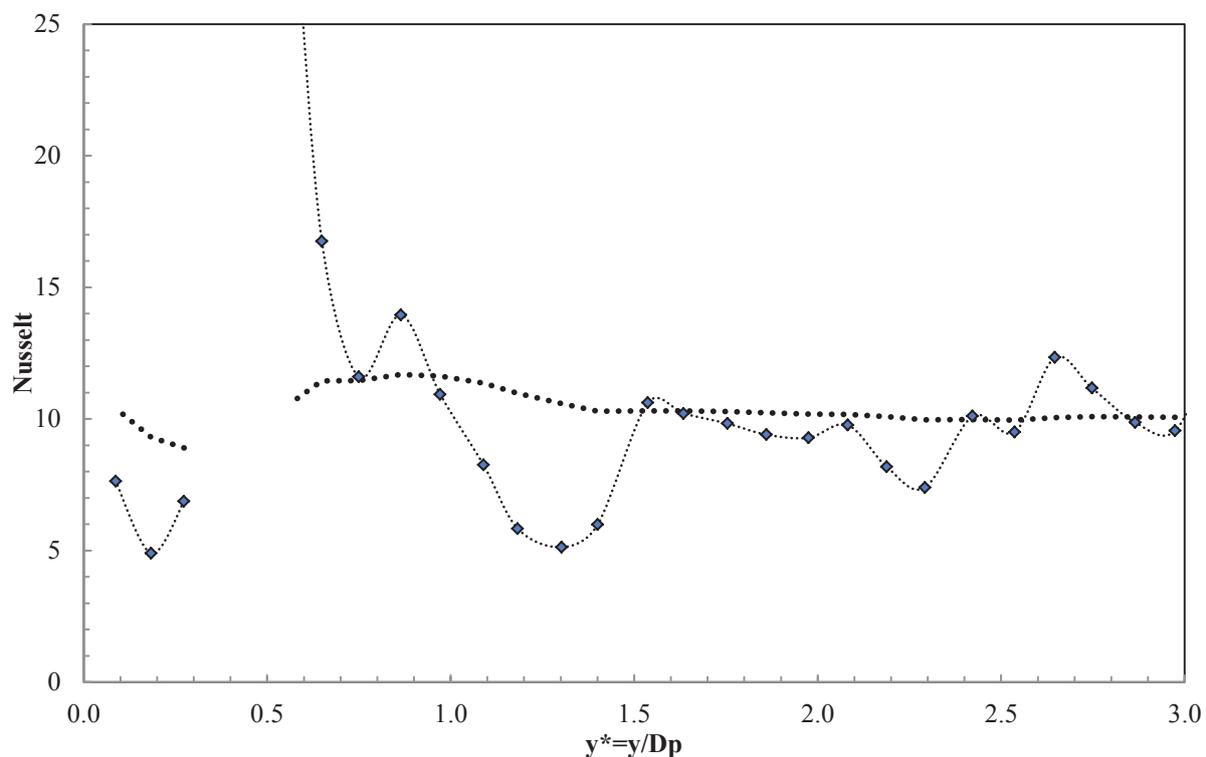


Figure 120. Coefficient d'échange local entre phases calculé sur des volumes élémentaires en fonction de l'abscisse dans l'axe principal du flux de chaleur.

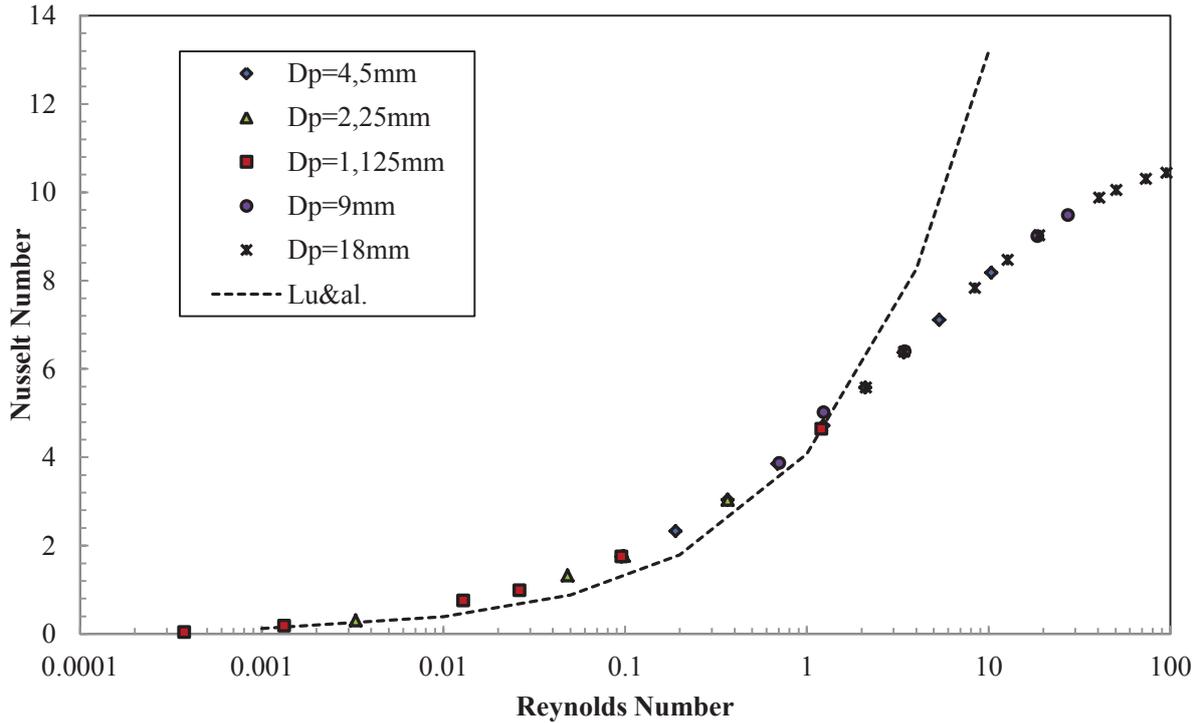


Figure 121. Coefficient d'échange local entre phases moyen sur tout l'échantillon en fonction du nombre de Reynolds (longueur caractéristique : diamètre de brins). Comparaison au modèle de Lu et al.

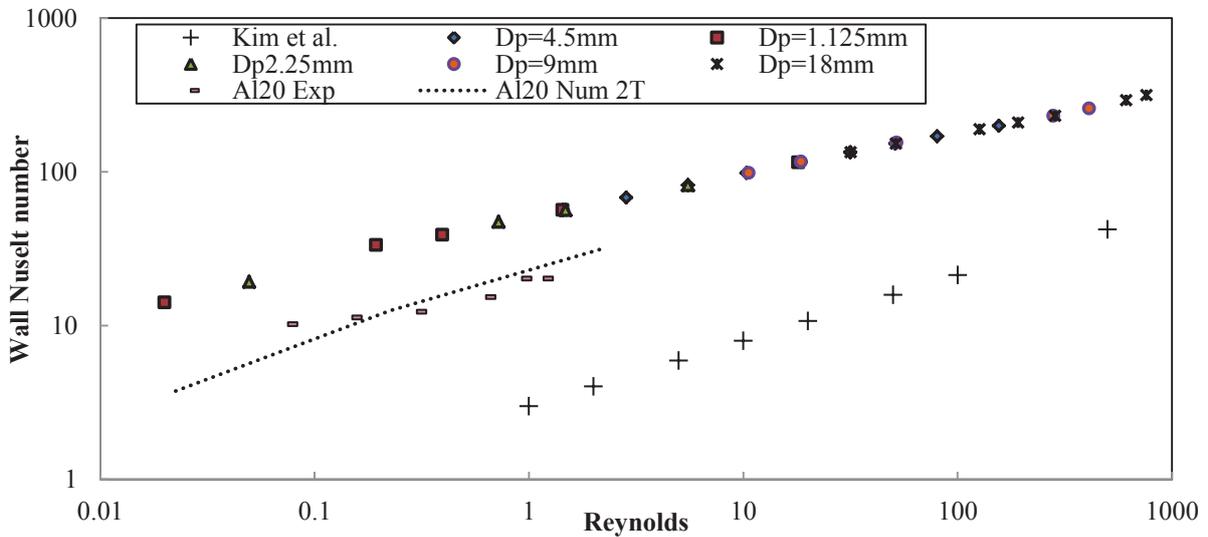


Figure 122. Nombre de Nusselt pariétal en fonction du nombre de Reynolds (longueur caractéristiques: diamètre de pore) obtenus numériquement ou expérimentalement (Kim et al.) pour des échantillons virtuels et réels d'ERG. Dans le but de prendre en compte la géométrie des canaux de chaque étude, nous utilisons les coefficients d'échange volumique mesurés numériquement sur des ERG que nous introduisons dans un modèle numérique à 2 températures (Al20 Num 2T). Nous obtenons alors un bon accord avec les valeurs de coefficients pariétaux expérimentaux (Al 20 Exp).

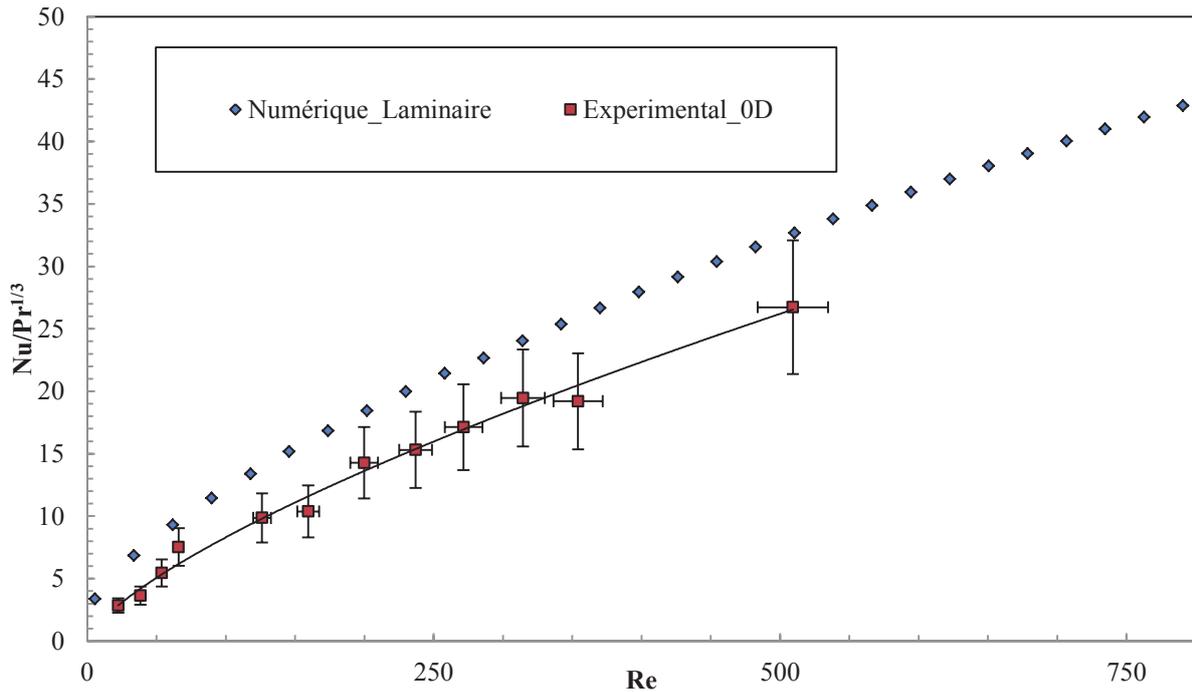


Figure 123. Nombre de Nusselt (Coefficient d'échange local brins/fluide) divisé par le nombre de Prandtl à la puissance 1/3 du fluide en écoulement en fonction du nombre de Reynolds pour une mousse Stochastique. La méthode expérimentale 0D et la simulation numérique sont en bons accords pour des écoulements laminaires.

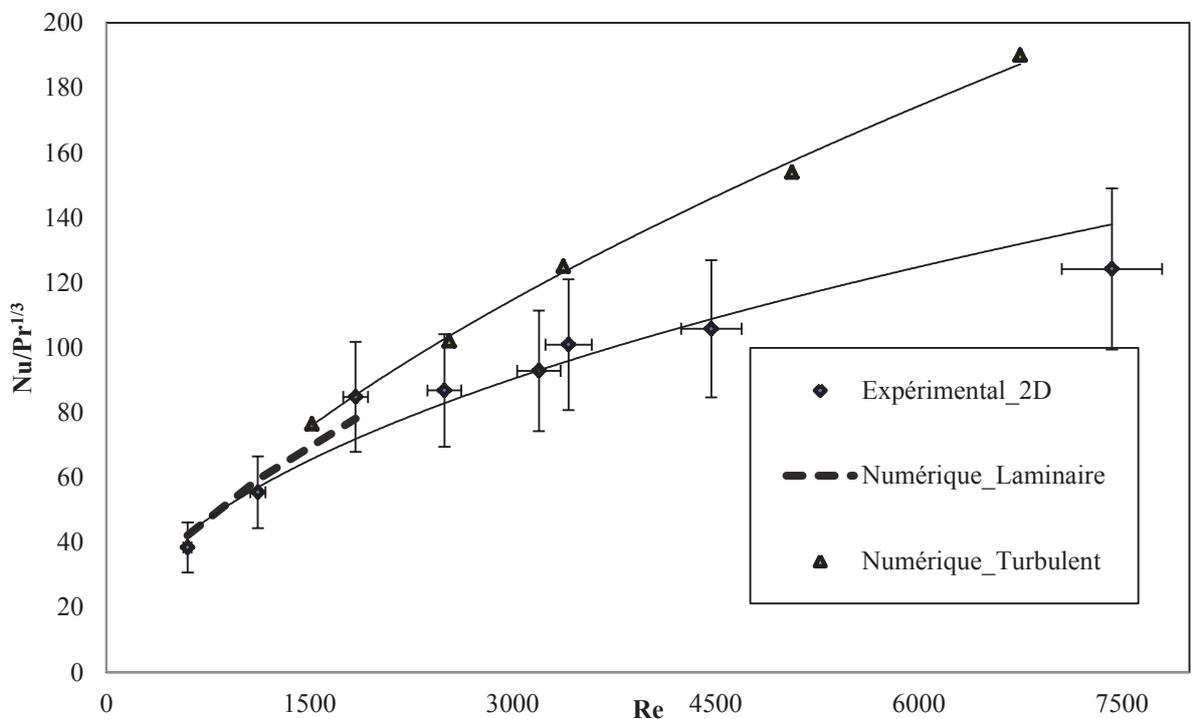


Figure 124. Coefficient d'échange local modèle 2D. Comparaison numérique et expérience

Figure 122 confirme la validation de la simulation numérique pour la détermination des coefficients d'échange volumique. En effet, l'utilisation de ces coefficients, permet de déterminer un coefficient d'échange pariétal en utilisant un modèle numérique de résolution d'un système à 2 températures. Ce résultat, en outre de valider la simulation numérique, met en évidence qu'un coefficient d'échange pariétal seul n'est pas une propriété effective de la mousse. Il dépend, en effet de plusieurs propriétés telles le coefficient d'échange local, la conductivité effective, la configuration du canal etc.

Enfin, La Figure 124 compare les deux méthodes expérimentales que nous avons développées à la simulation numérique directe pour deux mousses différentes. Nous présentons le coefficient d'échange brin/fluide qui est le ratio de h_{vol} par la surface spécifique de l'échantillon. En effet, c'est cette grandeur qui est déterminée par la simulation directe. Dans le cas de la méthode 0D, pour la gamme de Reynolds testés, les résultats sont en assez bon accord. La sous-estimation est probablement due aux pertes transverses difficilement estimables ici. Notons que l'incertitude sur la surface spécifique et la porosité ont été prises en compte dans les barres d'erreur (20%). Dans le cas de la méthode 2D, les résultats numériques et expérimentaux sont en bon accord pour des Reynolds inférieur à 2000. Au-delà, l'écart s'accroît rapidement. L'introduction d'un modèle de turbulence standard pour une application à une telle géométrie confinée peut causer des biais et conduire à une surestimation des transferts de chaleur. A très haut Reynolds, les transferts de chaleur entre le solide et le fluide sont localisés au voisinage de la paroi sur une épaisseur comparable au diamètre de pore et la configuration expérimentale n'est plus rigoureusement représentative du comportement volumique de la mousse.

7.3 Conclusion partielle sur les coefficients d'échange

Nous présentons deux méthodes expérimentales de détermination du coefficient d'échange volumique d'une mousse d'aluminium issue de fonderie. Nous comparons les méthodes utilisées à des simulations numériques directes sur des géométries réelles de mousses obtenues par reconstruction 3D à partir de tomographies.

La simulation numérique directe donne accès aux champs de toutes les grandeurs thermophysiques relatives à la mousse et aux transferts et permet de déterminer les différents coefficients d'échanges de chaleur par convection avec un bon accord avec les données de la littérature. Nous validons de plus ces simulations par comparaisons avec l'expérience sur deux structures de mousse. Elle nécessite cependant la connaissance fine de la géométrie et des moyens important de calcul (temps CPU, mémoire), particulièrement en régime transitoire. Enfin, l'utilisation de modèle de turbulence à hauts Reynolds reste, dans de tels milieux, un problème ouvert.

Les deux méthodes expérimentales donnent des résultats similaires et sont en bon accord avec la simulation directe en régime laminaire. La méthode 0D nécessite de travailler avec des échantillons de mousses peu épais et d'effectuer des mesures instationnaires. La méthode 2D nécessite la connaissance des conductivités effectives des deux phases. Elle permet cependant

des résultats d'expérience stationnaire et/ou de chauffage pariétal. Cette méthode s'adaptera bien à des mesures réalisées sur des échangeurs. Enfin, le dimensionnement d'échangeur à mousse peut être réalisé sur la base de calcul avec la même méthode, ce qui évite l'introduction de biais due à des jeux d'hypothèses différentes.

Des travaux à venir porteront sur l'influence de la forme des pores sur les coefficients d'échange sur les 900 échantillons obtenus par déformation de la cellule de Kelvin. Cette caractérisation nécessite d'effectuer plusieurs points de mesures en vitesse sur chaque échantillon et dans plusieurs directions car tout comme pour le coefficient inertiel, les transferts convectifs dépendront fortement de l'orientation de l'écoulement par rapport à la forme du pore.

8 Dispersion

8.1 Introduction

La dispersion est définie ici dans sa forme la plus simple. Nous considérons le transport de chaleur par convection dans un fluide en écoulement couplé à la diffusion thermique du fluide. Nous considérons uniquement la phase fluide délimitée par la surface imperméable et adiabatique de la phase solide, sans réaction chimique (Whitaker).

Nous avons vu au Chapitre 1, que le dimensionnement d'un échangeur de chaleur utilisant des mousses métalliques nécessite l'utilisation d'une méthode de changement d'échelle. Les modèles à 2 températures (ou déséquilibre thermique local) nécessite la connaissance de la conductivité effective de la phase fluide et donc de la dispersion, notamment des termes transverses (perpendiculaire à l'écoulement) qui sont dans la plupart des cas sur l'axe principal des flux de chaleur. Les données de la littérature, essentiellement basées sur la dispersions massique donnent des valeurs qui ne sont pas adéquates pour le dimensionnement de nos échangeurs à mousse. De plus, les configurations expérimentales de détermination de la dispersion ne correspondent pas aux conditions aux limites de sections d'échangeurs de chaleur. Dans cette section, nous proposons donc de déterminer les termes de dispersions transverses dans un écoulement de fluide au travers de mousses métalliques dans une configuration échangeur en se basant sur une loi de Fourier macroscopique.

$$k_T \nabla \langle T \rangle = \varphi \quad (125)$$

Où K_T est le terme transverse de conductivité effective apparente et φ le flux de chaleur macroscopique imposé.

Nous réalisons donc une série de simulation numérique sur différentes mousses métalliques auxquelles sont imposés des flux de chaleur transverse.

8.2 Simulation numérique à l'échelle du pore –Validation

8.2.1 *Les échantillons*

Nous effectuons une résolution des équations de Navier-Stokes et de conservation de l'énergie à l'échelle du pore sur une mousse ERG 10PPI et des cellules de Kelvin de deux tailles de pores différentes et ayant subi un étirement.

L'ERG 10 PPI est obtenues à partir de reconstruction 3D et est rendue périodique numériquement à l'aide de CAO par duplication et réflexion. La périodicité nous permet d'avoir un échantillon très grand et d'avoir les sections d'entrée et de sortie de l'écoulement parfaitement identique. La condition de périodicité permet d'imposer les conditions aux limites telles que l'écoulement soit pleinement développé. Les cellules de Kelvin sont quant à elles déjà périodiques. La cellule de Kelvin 1 est celle que nous disposons expérimentalement. Nous créons la cellule de Kelvin 2 pour étudier l'influence de la taille de pore sur la

dispersion en réalisant une homothétie de Kelvin1. Afin d'étudier la forme du pore, nous générons Kelvin 3 par élongation à iso-porosité et iso-taille de pore de la Kelvin1.

Tableau 8. Echantillon de mousse utilisée pour les mesures de dispersions.

Samples	Porosity (%)	Pore diameter (mm)	Specific Surface (m ² /m ³)	Struts diameter (mm)	Elongation Ox	Elongation Oy	Elongation Oz
Kelvin1	87	14.2	244	1.75	1	1	1
Kelvin2	87	4.7	731	0.6	1	1	1
Kelvin3	87	14.2	310	1.75	2	0.5	1
ERG 10PPi	89.5	4.5	668	0.45	1.11	0.86	0.76

8.2.2 *Écoulement*

Afin de s'intéresser uniquement à la dispersion thermique nous résolvons dans un premier temps les équations de Navier-Stokes afin d'avoir le champ de vitesse en tout point de la mousse. Par la suite nous figeons la résolution de l'écoulement et nous testons deux configurations de conditions aux limites thermiques.

La dispersion, qu'elle soit thermique ou massique est due aux variations locales du champ de vitesse autour de la vitesse moyenne. La Figure 125 montre la distribution des composantes de vitesse. Nous pouvons observer que les composantes transverses sont en moyenne nulles mais présentent une distribution large. A l'échelle macroscopique il n'y a pas de vitesses transverses puisque nous imposons des conditions imperméables sur les faces latérales, mais localement il existe de fort gradient de vitesse et des composantes transverses de vitesse qui favorisent le transport d'énergie. Ce transport d'énergie transverse microscopique se traduit à l'échelle macroscopique par une dispersion apparente. La composante principale de vitesse offre également une distribution très large et non gaussienne. Elle présente deux pics, l'un est centrée sur la vitesse débitante, et l'autre sur zéro à cause de la condition de non glissement à la surface de la mousse.

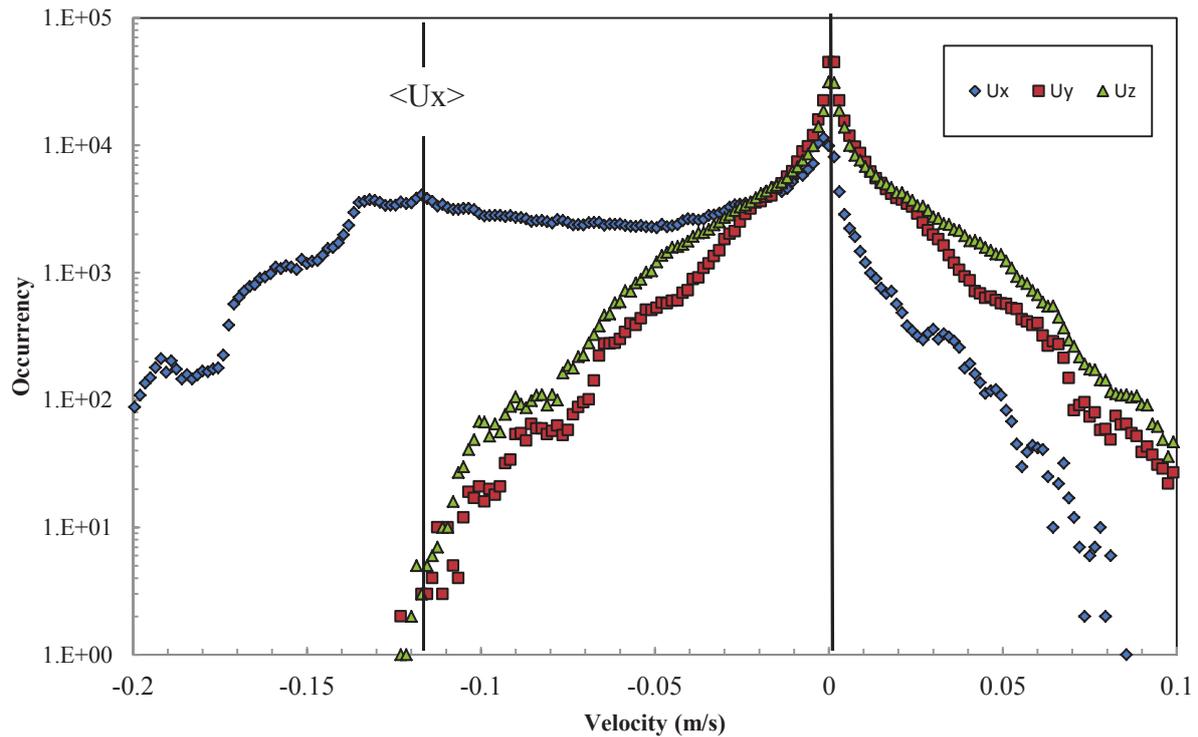


Figure 125. Distribution des vecteurs vitesse. La ligne correspond à la vitesse moyenne $\langle U \rangle$ selon Ox

8.2.3 Validation numérique

Dans un premier temps, dans le but de valider notre outil de simulation, nous refaisons l'expérience de la diffusion d'un champ de température dans un écoulement (Pereira, Malico et al. 2005). Une fois le champ de vitesse obtenu dans toute la phase fluide de la mousse, nous imposons la température du fluide sur une zone circulaire de petite taille centré sur la face d'entrée du fluide. Les autres faces sont maintenues adiabatiques de telle sorte qu'il y ait un étalement du champ de température uniquement dû au couplage des phénomènes de diffusion avec le transport provoqué par le fluide en écoulement. La mesure du champ de température en tout point permet d'obtenir, sur un plan de coupe perpendiculaire à l'écoulement, la distribution de la température en fonction de la position (Figure 126). La détermination de l'écart type de la distribution sur les axes transverses à l'écoulement sur deux plans successifs permet de déterminer, connaissant la vitesse d'écoulement, la dispersion transverse par la relation suivante :

$$D_T = \frac{\langle U \rangle \Delta \sigma^2}{2L}. \quad (126)$$

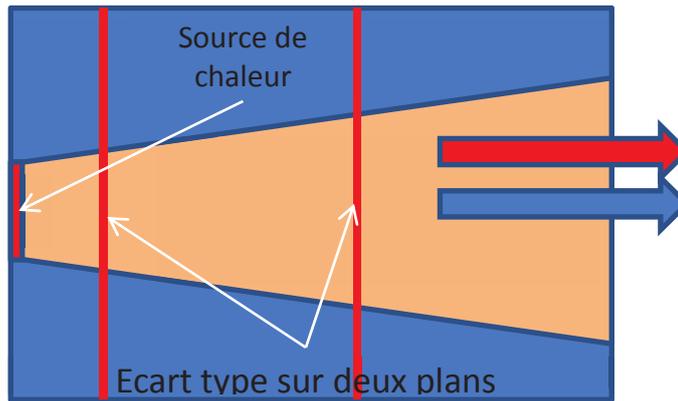


Figure 126. Schéma de principe de mesure de la dispersion couramment utilisé dans la littérature (Pereira, Malico et al. 2005). Le flux de chaleur et la vitesse d'écoulement macroscopique sont parallèles. La température est imposée sur une partie de la face d'entrée du fluide. Le champ de température s'étale. La distribution obtenue sur deux plans successifs à distance connue permet de déterminer la dispersion transverse.

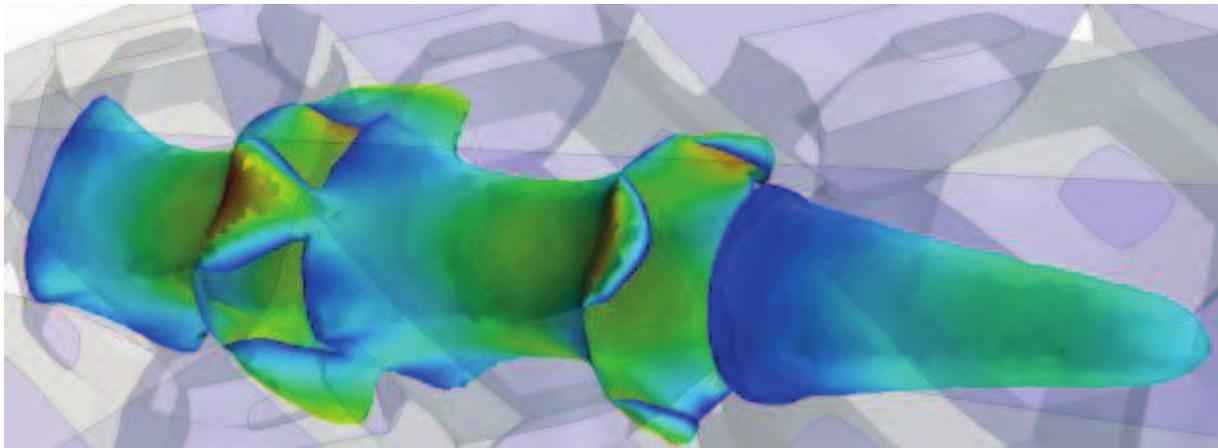


Figure 127. Surface isotherme colorée par la vitesse d'écoulement.

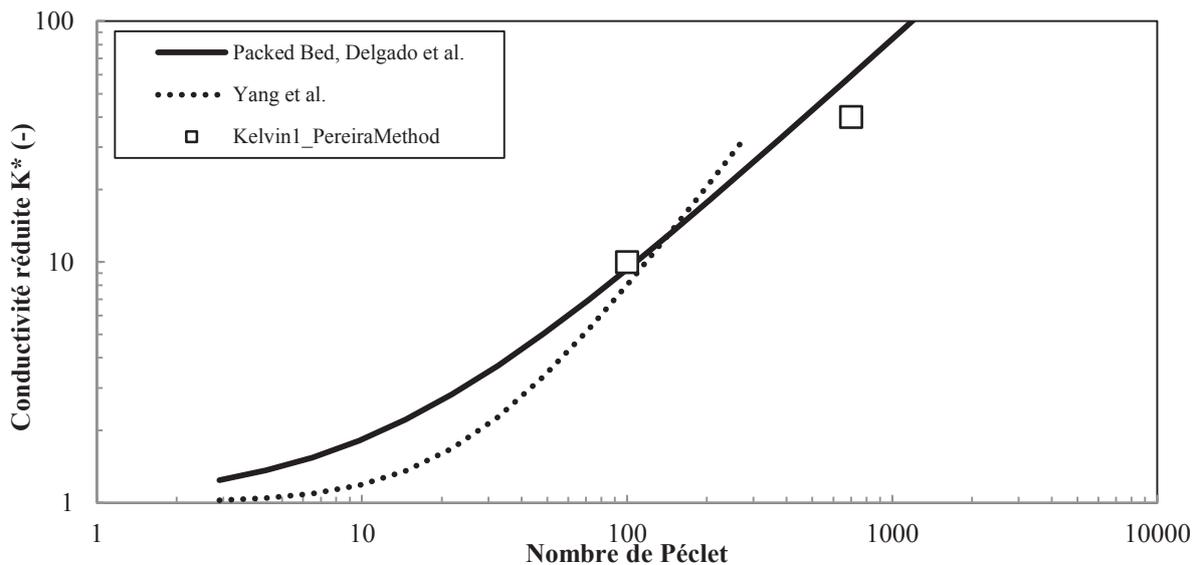


Figure 128. Validation de la méthode de calcul selon la méthode proposée par Pereira et al.

La Figure 127 montre une surface iso-température colorée par le champ de vitesse de l'écoulement. Nous pouvons observer un étalement du champ de température avec une vitesse importante au passage de chaque col. Ce résultat semble montrer que les phénomènes de dispersion sont très liés à la taille de cols, à la forme des brins et au nombre de cols par unité de longueur.

La Figure 131 compare les résultats de mesures de dispersion utilisant cette technique avec les données de la littérature. Nous obtenons un très bon accord et nous pouvons conclure que l'outil numérique est valide pour approcher les valeurs de dispersion transverse.

Cependant, la configuration utilisée pour mesurer la dispersion s'éloigne énormément des conditions réelles de transfert de chaleur dans un échangeur. Un des premiers constats est que si nous effectuons un bilan macroscopique aux frontières de l'échantillon, il n'y a pas de flux de chaleur. En effet, nous avons maintenu adiabatiques les faces latérales et nous y obtenons des températures moyennes égales. Les températures enthalpiques sur les faces d'entrée et de sortie sont identiques, il n'y a donc pas de flux de chaleur ni de gradient de température macroscopique sur cet échantillon. Ensuite les valeurs obtenues semblent excessivement grandes. En effet, pour un Péclet de 100 (Reynolds de 15), un écoulement d'eau aurait une conductivité thermique apparente de l'ordre de 10 W/mK, soit une conductivité comparable à celle de la phase solide d'une mousse d'aluminium.

8.2.4 *Configuration échangeur de chaleur*

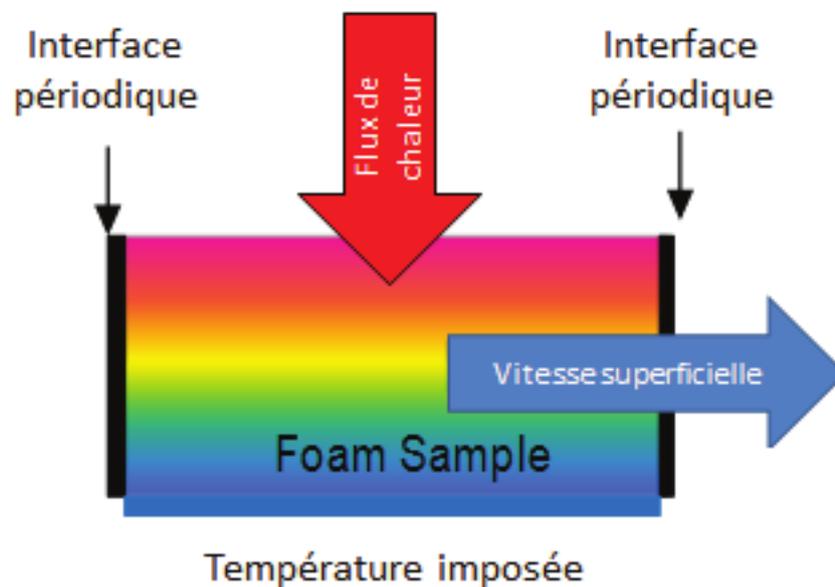


Figure 129. Configuration des flux et condition aux limites des simulations numériques.

Nous choisissons donc une deuxième approche numérique basée sur le même champ de vitesse mais avec des conditions aux limites thermiques différentes et représentative d'une section d'échangeur. Sur une face latérale du canal, nous fixons la température, tandis que sur la face opposée nous imposons un flux de chaleur. Nous mesurons ensuite la température

moyenne de cette dernière face. Une condition de périodicité est imposée sur les faces d'entrée et sortie de l'écoulement de telle manière que les températures y soient les mêmes (Figure 129). Le flux imposé sur l'une des faces est donc intégralement transmis à la face opposée. Il n'y a pas de flux net échangé avec le fluide. D'un point de vue macroscopique, il en résulte donc une vitesse moyenne perpendiculaire au flux de chaleur et nous pouvons donc écrire simplement une équation de Fourier à l'échelle de l'échantillon.

La Figure 130 montre les champs de température (a et b) et de vitesse (c) dans une section plane de la cellule de Kelvin. Nous observons un gradient de température moyen quasiment constant entre les deux faces opposées où sont imposés flux et température. Cependant, localement la température et la vitesse varient de façon significative et induisent une dispersion thermique. La fluctuation de vitesse et de température autour des valeurs moyennes intégrée sur tout le volume de mousse permet de déterminer la dispersion thermique :

$$\lambda_{\text{disp}} = \langle \tilde{\mathbf{U}} \tilde{\mathbf{T}} \rangle \quad (127)$$

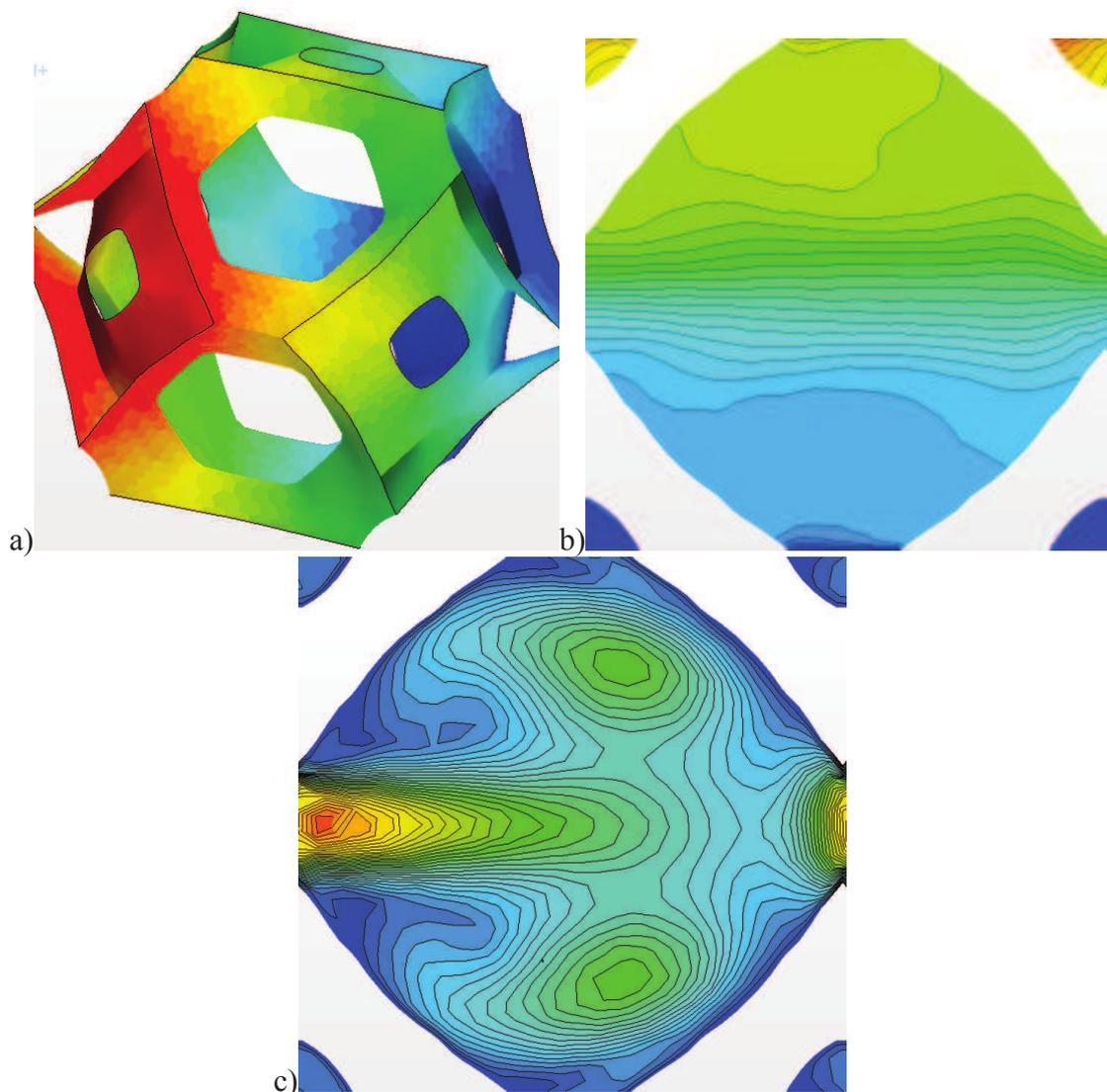


Figure 130. a) Surface d'une cellule de Kelvin colorée par la température b) Section plane du fluide colorée par la température. c) Section plane colorée par la vitesse.

8.3 Résultats

Nous déterminons la dispersion transverse apparente pour deux fluides, de l'air ($Pr=0.74$) et de l'eau ($Pr=6$) pour une gamme de nombre de Reynolds allant de 0.5 à 1500 (Nombre de Péclet compris entre 1 et 10000). Nous adimensionnons la conductivité transverse mesurée par la composante de conductivité effective stagnante de la phase fluide dans la direction considérée.

Nous obtenons un comportement unique de la courbe de conductivité réduite en fonction du nombre de Péclet pour tous les échantillons testés est observé pour des régimes darcéen. Pour des régimes d'écoulement au-delà d'un Péclet de 200 nous observons une divergence des résultats. La dispersion mesurée dépend de la forme des pores. Il semble que plus la mousse est étirée dans le sens de l'écoulement, plus la conductivité apparente est faible. Enfin, la dispersion dépend a priori de la tortuosité de la mousse. En effet, à bas régime, la conductivité apparente mesurée s'adimensionne par la conductivité stagnante, dépendant uniquement de la nature du fluide et des tortuosité et porosité de la mousse

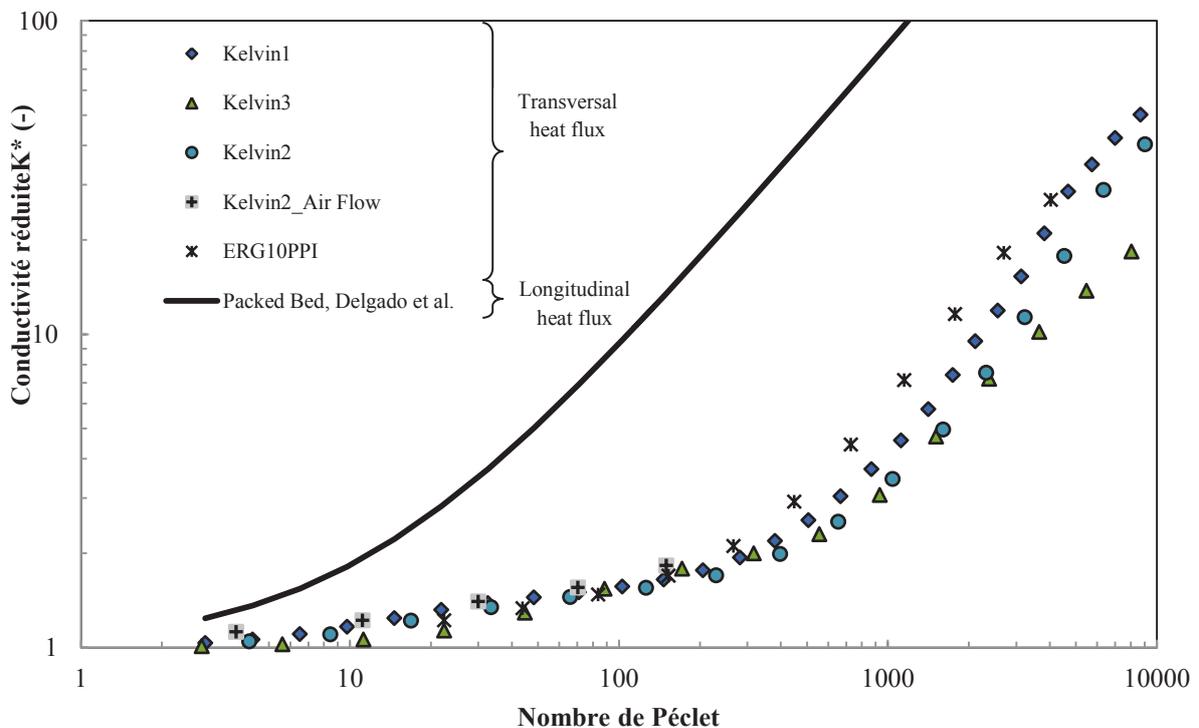


Figure 131. Conductivité réduite de la phase fluide K^* en fonction du nombre de Péclet de l'écoulement.

Les conductivités effectives de la phase fluide que nous mesurons dans une configuration de flux perpendiculaires sont d'un ordre de grandeur plus petit que les valeurs obtenues dans la littérature et dans la configuration parallèles des flux.

Il semble donc que la mesure de la dispersion dépend de la configuration de mesure et des conditions aux limites imposées. D'un point de vue pratique, les valeurs de la littérature ne semblent pas adaptées au dimensionnement d'un échangeur de chaleur. En effet, pour un

écoulement d'eau à $Re=100 - Pe=600$ -, la conductivité apparente de la phase fluide serait de $18W/mK$ selon les données de la littérature, soit du même ordre de grandeur que la conductivité de la phase solide, contre 1.8 pour la mesure effectuée ici.

8.4 Conclusions partielles sur la dispersion

Il n'existe que très peu de travaux dédiés à l'analyse de la dispersion dans les mousses et plus généralement la majeure partie des mesures disponible concerne des écoulements Darcéens. L'impact de la forme et de la taille de pore sur ce paramètre sont encore largement méconnus.

Nous analysons la dispersion thermique dans les mousses à partir de simulations numériques à l'échelle du pore. Cette méthode de mesure a été validée par comparaison aux données de la littérature. Un très bon accord avec les données disponibles a été obtenu.

Ces mesures sont réalisées pour des conditions hydrodynamiques pleinement établies en effectuant le suivi de l'étalement transverse d'un signal thermique entre deux sections.

Nous avons étudié l'influence des conditions opératoires sur la dispersion en utilisant une configuration de flux de chaleur celle rencontrée dans les échangeurs de chaleur, c'est-à-dire un écoulement moyen perpendiculaire au flux de chaleur. Nous mesurons ainsi la dispersion transverse dans des conditions thermique et d'écoulement stationnaires et pleinement établies sur la même cellule et pour le même écoulement.

Les valeurs obtenues dans ces conditions sont plus faible d'un ordre de grandeur par rapport aux les précédentes. Le choix des conditions aux limites gouverne donc les valeurs de dispersion mesurées.

Nous obtenons deux comportements distincts de la dispersion en fonction du régime d'écoulement. En régime purement visqueux, nous obtenons un comportement unique pour toutes les mousses testées. En régime inertiel, la forme des pores et des brins impactes de façon importante sur la valeur de dispersion.

Une analyse plus approfondie de l'influence de la forme des pore sur la dispersion est en cours de développement à partir des déformées de la cellule de Kelvin.

9 Conclusions et perspectives

Les objectifs de ce travail sont la caractérisation des propriétés thermo hydrauliques des mousses métalliques, la compréhension des mécanismes les régissant et enfin la corrélation des résultats à la morphologie des mousses. Nous avons développé une approche basée sur la modélisation des transferts et écoulements à l'échelle du pore confortée par des développements expérimentaux de validation pour déterminer ces propriétés. Nous avons réalisé une base de donnée de 900 mousses obtenues par élongation et cisaillement d'une cellule périodique de référence. Les propriétés effectives –tensorielles- de ces mousses ont été mesurées et leur dépendances à la morphologie et aux propriétés thermophysiques des phases ont été étudiées. Au terme de ce chapitre dans lequel nous avons exposé les approches développées, les moyens mis en œuvre ainsi que les résultats obtenus, nous récapitulons les points forts relatifs à cette étude dans laquelle nous avons analysé:

- La conduction pure pour un milieu poreux en équilibre thermique local (ETL) et en non équilibre thermique local (NETL)
- La dispersion thermique pour deux types de conditions opératoires.
- Les transferts de chaleur pariétaux et entre phases.
- Les lois de pertes de charge.

9.1 Analyse de la littérature

Nous présentons une revue bibliographique des différentes définitions, approches et modèles liés aux multiples propriétés nécessaires pour définir un milieu poreux équivalent aux mousses.

Il existe de nombreuses corrélations permettant de relier les principales propriétés thermophysiques aux conditions d'écoulement (vitesse et nature des fluides) et à des paramètres géométriques décrivant la géométrie des mousses. Depuis une quarantaine d'années, les modèles se sont complexifiés. Historiquement, ils ne prenaient compte que de la porosité et d'une taille de pore. Souvent, la géométrie était décrite à partir de mesures indirectes liées à des propriétés physiques. Des modèles géométriques paramétrés sont apparus et ont permis de mieux comprendre les phénomènes mis en jeux

L'état de l'art des lois d'écoulement est représentatif de la problématique générale liée à la modélisation des transferts dans le matériau mousse. Les corrélations qui sont proposées par la littérature permettent d'obtenir des tendances générales en fonction de paramètres génériques (Porosité, diamètre de pore, ex : $K \sim Dp^2$) et ont été pendant longtemps satisfaisantes pour prédire l'ordre de grandeur des propriétés physiques. Aujourd'hui, les applications utilisant les mousses nécessitent une connaissance plus fine des phénomènes et l'utilisation de relations quantitatives entre géométries et propriétés physiques. De plus, l'utilisation raisonnée des mousses nécessite leur optimisation topologique selon les contraintes de l'application visée. Or, si chaque étude propose des coefficients d'ajustement des corrélations spécifiques aux types de mousses utilisées, il n'existe pas de données reliant explicitement les paramètres de formes aux propriétés. Les coefficients d'ajustement pour chaque catégorie de mousse proviennent des différents paramètres géométriques (taille de brins, formes des pores et des brins, tortuosité...) influant sur les gradients de pression, de

température, de vitesse etc. L'interdépendance de ces paramètres (ex : la surface spécifique varie avec la forme des brins, taille de pore ...) et le peu d'échantillons disponibles font qu'il n'existe pas de lois généralisables ni de consensus sur les poids respectifs des différents paramètres.. Aujourd'hui les moyens de simulations numériques permettent de réaliser des calculs à l'échelle du pore sur des géométries réelles. Ces simulations permettent une meilleure compréhension des transferts locaux, mais le peu de variance géométrique notable entre les échantillons disponibles ne permettent pas de proposer des lois générales pour toutes les propriétés thermophysiques nécessaires.

En ce qui concerne la détermination de la conductivité effective, les corrélations proposées relient la conductivité effective à la porosité sur des plages très restreintes sur lesquels il existe de fortes variations entre différents type de mousse, voire entre auteurs sur une mousse similaire. Les paramètres utilisés, comme la tortuosité, ne suffisent pas à généraliser les corrélations proposées. De plus, les mesures expérimentales ne sont généralement effectuées que pour une différence faible de conductivité entre phases. La phase fluide n'est en général pas prise en compte et il se pose la question de la présence de convection naturelle (à l'échelle du pore ou de l'échantillon), et des transferts par rayonnement pouvant rendre une mesure non transposable.

Pour la dispersion thermique, nous remarquerons que l'essentiel des travaux, compte tenu des bornes de mesures (Péclet), des moyens de caractérisation, portent sur des écoulements darcéen d'eau dans des lits de billes. Les auteurs classifient les corrélations de dispersion par régime d'écoulement. Comme la morphologie des mousses, la nature de fluides et les régimes d'écoulement couramment utilisés dans les échangeurs différents, la généralisation de ces données paraît difficile. De plus la configuration des flux et écoulements utilisée dans ces études diffère de celle rencontrée dans nos applications. Il n'existe que très peu de travaux dédiés à l'analyse de la dispersion dans les mousses. L'impact de la forme et de la taille de pore sur ce paramètre sont encore largement méconnus.

Historiquement, les premières descriptions des phénomènes de transferts locaux utilisaient des modèles à une température dont l'utilisation était justifiée pour les milieux poreux à faible porosité. Néanmoins, l'utilisation d'un coefficient d'échange pariétal n'est pas adaptée et ne permet pas la généralisation des corrélations de la littérature. La détermination expérimentale du coefficient d'échange entre phases reste difficile, elle demande la connaissance des conductivités effectives de chaque phase, dont le terme de dispersion de la phase fluide ou de travailler dans des conditions « 0D » qui posent des problèmes de représentativité. Tout comme pour les écoulements, il existe un certain nombre de corrélations donnant le nombre de Nusselt issu du coefficient d'échange volumique brins-fluide relié au régime d'écoulement (Mahjoob and Vafai 2008). Tout comme pour les lois de pertes de charges, il se pose la question de savoir si les longueurs caractéristiques utilisées sont pertinentes pour pouvoir généraliser les corrélations à tous les types de mousse.

Les techniques numériques permettent depuis peu d'obtenir des champs locaux à l'échelle du pore et d'en déduire différents coefficients d'échange avec un bon accord avec l'expérience. Cependant, peu de travaux traitent de l'influence de la dispersion thermique sur la détermination formelle des coefficients d'échange locaux. De plus, nous remarquons que les

travaux traitent généralement d'un coefficient moyen et il n'y a pas de travaux sur la détermination des coefficients d'échange locaux à l'échelle du pore de la mousse.

9.2 Résultats

Nous utilisons un modèle géométrique, la cellule de Kelvin, décrivant bien les mousses et usuellement utilisé dans la littérature afin d'étudier les différentes propriétés physiques en contrôlant les paramètres géométriques.

Nous générons une base de données de 900 échantillons virtuels de mousse à partir d'une cellule unitaire représentative, la cellule de Kelvin, et de ses déclinaisons obtenues par déformation. Nous montrons que l'outil de simulations numérique permet de réaliser une étude paramétrique sur l'influence de différents paramètres morphologiques sur les propriétés thermophysiques effectives. La simulation numérique permet également d'obtenir une meilleure compréhension des transferts à l'échelle du pore et notamment d'introduire de nouveau paramètre influant sur les propriétés. Une base de données de résultats est construite et validé à partir de plusieurs mesures expérimentales. Nous avons notamment conçu plusieurs bancs de mesures de coefficients d'échange de chaleur, pariétal et volumique, et de perte de charge.

9.2.1 *Conductivités et dispersion*

Il existe des formes permettant d'augmenter la conductivité apparente dans une direction. Cependant cette augmentation se traduit par la diminution de la conductivité dans les autres directions. Il est également possible de créer des mousses d'anisotropie contrôlée ce qui permet d'orienter un flux de chaleur par rapport à un gradient macroscopique de température donné.

Les termes croisés (hors-diagonale) du tenseur de conductivité n'apparaissent que pour des cisaillements non-nuls et s'annulent également lorsque la direction du cisaillement coïncide avec un axe de symétrie de la cellule originale.

Ce travail conduit à une meilleure compréhension des transferts à l'échelle du pore et permet notamment d'introduire de nouveaux paramètres gouvernant la conductivité effective tels que la surface spécifique. L'analyse des flux locaux montre que la surface d'échange entre les phases joue un rôle important dans la valeur de la conductivité effective.

Nous analysons l'influence du rapport de conductivité entre phases ; les modèles de mise en parallèles des milieux effectifs ne sont pas adaptés lorsque le contraste de conductivité intrinsèque entre phases est modeste. Nous pouvons également montrer que la conductivité est indépendante de la taille de pore contrairement à ce que laisse penser certaines corrélations de la littérature la faisant apparaître.

La conductivité réduite évolue de façon similaire avec la porosité quel que soit le contraste de conductivité entre phases. Elle augmente de façon proportionnelle à l'étirement des pores jusqu'à atteindre la conductivité parallèle équivalente dans la direction de l'allongement, à

même porosité et même taille de pore. A contrario, la conductivité diminue avec une compression. L'angle de cisaillement contrôle l'angle entre le flux et le gradient de température. Il contrôle également le facteur de proportionnalité entre l'étirement et la conductivité.

Nous analysons la dispersion thermique dans les mousses pour des conditions hydrodynamiques pleinement établies en effectuant le suivi de l'étalement transverse d'un signal thermique entre deux sections. Cette méthode de mesure a été validée par comparaison aux données de la littérature. Un très bon accord avec les données disponibles a été obtenu.

Nous avons étudié l'influence des conditions opératoires sur la dispersion en utilisant une configuration de flux de chaleur celle rencontrée dans les échangeurs de chaleur, c'est-à-dire un écoulement moyen perpendiculaire au flux de chaleur. Nous mesurons ainsi la dispersion transverse dans des conditions thermiques et d'écoulements stationnaires et pleinement établies sur la même cellule et pour le même écoulement. Les valeurs obtenues dans ces conditions sont plus faible d'un ordre de grandeur par rapport aux les précédentes. Le choix des conditions aux limites gouverne donc les valeurs de dispersion mesurées. Nous obtenons deux comportements distincts de la dispersion en fonction du régime d'écoulement.

En régime purement visqueux, nous obtenons un comportement unique pour toutes les mousses testées. En régime inertiel, la forme des pores et des brins impactes de façon importante sur la valeur de dispersion. Une analyse plus approfondie de l'influence de la forme des pore sur la dispersion est en cours de développement à partir des déformées de la cellule de Kelvin.

9.2.2 Lois d'écoulement

Nous obtenons une meilleure compréhension des écoulements et mettons en évidence quels sont les paramètres géométriques influant sur les lois d'écoulement macroscopiques : La surface spécifique, la taille des cols, la taille et la forme, des brins et des pores.

Nous montrons que les effets inertiels sont significatifs à partir de nombres de Reynolds assez bas ($Re=10$). Pour tous les types de mousses étudiées (stochastique, Kelvin et réplique) et que ce soit expérimentalement ou numériquement nous obtenons un comportement représentatif de la loi de Forchheimer.

Nous montrons que le diamètre de pore habituellement utilisé (diamètre de la sphère de même volume que le pore) ainsi que la porosité ne sont pas suffisant pour décrire les variations des paramètres de cette loi (perméabilité et coefficient inertiel) pour les mousses.

Nous confirmons que la perméabilité varie avec le diamètre de pore au carré et le coefficient inertiel comme l'inverse du diamètre pour une forme de pore donnée. Nous effectuons une étude paramétrique de l'impact de la forme des pores sur la perméabilité et le coefficient inertiel Nous testons 900 échantillons de même taille de pore et même porosité obtenus par étirement et cisaillement de cellules de références.

Nous montrons que la perméabilité varie proportionnellement au produit de l'étirement par la surface spécifique. La surface spécifique variant également en fonction de l'étirement/cisaillement d'une cellule, nous faisons apparaître un maximum de perméabilité pour un étirement de la cellule de Kelvin d'un facteur 2. Contrairement à la conductivité effective, la perméabilité ne varie que très peu avec l'angle de cisaillement. De plus, la vitesse et le gradient moyens ont tendance à rester quasiment colinéaires, les composantes non diagonales du tenseur de perméabilité restant au voisinage de zéro.

Nous proposons une loi d'évolution, obtenue à partir de données numérique, du coefficient inertiel en fonction de différents paramètres géométriques tels que la porosité, la constriction des pores ou encore l'allongement des cellules. Nous montrons qu'il augmente avec la taille et le nombre d'obstacles rencontrés par l'écoulement. Une diminution de la porosité, ou une augmentation de la taille des brins a donc pour effet d'augmenter β .

Malgré la base de données déjà importante que nous avons générée, il reste nécessaire de la compléter afin d'étudier l'influence individuelle de chacun des paramètres sur ces deux grandeurs, par exemple la taille et la forme des brins pour des cellules de squelette, de taille et de porosité constantes.

9.2.3 *Lois d'échanges*

Nous présentons deux méthodes expérimentales de détermination du coefficient d'échange volumique de mousse d'aluminium issue de fonderie. Nous comparons les méthodes utilisées à des simulations numériques directes sur des géométries réelles de mousses obtenues par reconstruction 3D à partir de tomographies. Nous montrons que l'utilisation de modèle de turbulence à hauts Reynolds reste, dans de tels milieux, un problème ouvert.

Les deux méthodes expérimentales donnent des résultats similaires et sont en bon accord avec la simulation directe en régime laminaire. La méthode 0D nécessite de travailler avec des échantillons de mousses peu épais et d'effectuer des mesures instationnaire. La méthode 2D nécessite la connaissance des conductivités effectives des deux phases. Elle permet cependant d'identifier le coefficient d'échange des résultats d'expériences stationnaires et/ou de chauffage pariétal et s'adaptera bien à des mesures réalisées sur des échangeurs. Enfin, le dimensionnement d'échangeur à mousse peut être réalisé sur la base de calcul avec la même méthode, ce qui évite l'introduction de biais due à des jeux d'hypothèses différentes.

9.3 Conclusions et travaux à venir

En conclusion, nous avons effectué une analyse paramétrique sur l'influence de la variation de la géométrie d'une cellule de Kelvin sur les propriétés thermophysiques nécessaires au dimensionnement d'un échangeur à mousse. Nous montrons par de simples transformations que les propriétés peuvent être notablement modifiées. Nous avons généré une base de données complète des résultats de perméabilité et de conductivité effective en fonction de deux facteurs de déformation et nous introduisons l'impact de la forme de pore sur la dispersion thermique. La forte variabilité des coefficients d'échange de chaleur et du

coefficient inertiel en fonction de l'orientation de l'écoulement par rapport aux cellules, nous permettent d'obtenir des tendances d'évolution de ces coefficients, mais ne permettent pas, aujourd'hui, d'obtenir des lois généralisables.

Nous avons donc proposé des méthodes de mesures des propriétés effectives en fonction de paramètres géométriques contrôlés d'une cellule représentative de mousse. Ces travaux permettent donc une ouverture vers la généralisation de l'influence de la morphologie sur les propriétés nécessaires à l'étude de dispositif thermique. Notamment, une étude généralisée des paramètres topologiques classiques permettrait d'obtenir une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeux et de proposer des textures optimisées de mousse.

Enfin, la détermination de propriétés, comme la dispersion, le coefficient inertiel et les coefficients d'échange volumique et pariétal en fonction de paramètres morphologiques restent un enjeu majeur dans le dimensionnement d'appareils thermiques, tels les échangeurs de chaleur.

Références bibliographiques

- Adler, P. M. (1992). Porous Media, geometry and transport, Butterworth/Heinemann.
- Ahern, A., G. Verbist, et al. (2005). "The conductivity of foams: a generalisation of the electrical to the thermal case." Colloids and Surfaces A: Physicochemical and Engineering Aspects **263**(1-3): 275-279.
- Amiri, A. and K. Vafai (1994). "Analysis of dispersion effects and non-thermal equilibrium, non-Darcian, variable porosity incompressible flow through porous media." International Journal of Heat and Mass Transfer **37**(6): 939-954.
- Ashby, M. F., A. G. Evans, et al. (2000). Metal foams: A design guide Boston, MA, Butterworth – Heinemann.
- Bai, M. and J. N. Chung (2011). "Analytical and numerical prediction of heat transfer and pressure drop in open-cell metal foams." International Journal of Thermal Sciences **50**(6): 869-880.
- Banhart, J. (2001). "Manufacture, Characterization and application of cellular metals and metal foams." Progress in materials Science **46**: 559-632.
- Bastawros, A. F. (1998). Effectiveness of open-cell metallic foams for high power electronic cooling. Symposium on the Thermal Management of Electronics (IMECE), Anaheim, CA.
- Bastawros, A. F., A. G. Evans, et al. (1998). Evaluation of cellular metal heat transfer media, Harvard University Report.
- Bear, J. (1972). Dynamics of Fluids in Porous Media. New-York, American Elsevier.
- Bear, J. (1979). "Analysis of flow against dispersion in porous media -- Comments." Journal of Hydrology **40**(3-4): 381-385.
- Beavers, G. S. and E. M. Sparrow (1971). "Compressible gas flow through a porous material." International Journal of Heat and Mass Transfer **14**(11): 1855-1859.
- Bhattacharya, A., V. Calmidi, et al. (2002). "Thermophysical properties of high porosity metal foams." Int. J. Heat Mass Transfer **45**(5): 1017-1031.
- Bodla, K. K., J. Y. Murthy, et al. (2010). "Resistance network-based thermal conductivity model for metal foams." Computational Materials Science **50**(2): 622-632.
- Bonnet, J.-P. (2007). Phénomènes de transport dans les mousses métalliques : Approche expérimentale des écoulements monophasiques et liquide-gaz PhD, Université de Provence
- Bonnet, J.-P., F. Topin, et al. (2008). "Flow laws in metal foams: compressibility and pore size effects." Transport in Porous Media **73**(2): 233-254.
- Boomsma, K. and D. Poulikakos (2001). "On the effective thermal conductivity of a three-dimensionally structured fluid-saturated metal foam." International Journal of Heat and Mass Transfer **44**: 827-836.
- Boomsma, K. and D. Poulikakos (2002). "The effects of compression and pore size variations on the liquid flow characteristic in metal foams." Journal of fluids engineering **124**: 263-272.
- Boomsma, K., D. Poulikakos, et al. (2003). "Simulations of flow through open cell metal foams using an idealized periodic cell structure." International Journal of Heat and Fluid Flow **24** 825-834.
- Bories, S. and M. Prat (1996). Transferts de chaleur dans les milieux poreux. Traité de génie énergétique. Paris, Technique de l'ingénieur. **B8-250**: 1-32.

- Brun, E. (2009). De l'imagerie 3d des structures à l'étude des mécanismes de transport en milieux cellulaires. Ph. D., Université de Provence.
- Brun, E., J. Vicente, et al. (2007). Characterization of the full thermal conductivity tensor of anisotropic metal foams – Influence of the fluid phase. Metfoam 2007, Montreal.
- Brun, E., J. Vicente, et al. (2007). Geometrical measurement of real foams from 3D images. Metfoam 2007, Montreal.
- Brun, E., J. Vicente, et al. (2008). IMorph : A 3D morphological tool to fully analyse all kind of cellular materials Cellmet'08, Dresden, Allemagne, .
- Calmidi, V. V. and R. L. Mahajan (1999). "The effective thermal conductivity of high porosity fibrous metal foams." Journal of Heat Transfer **121**: 466-471.
- Calmidi, V. V. and R. L. Mahajan (2000). "Forced convection in high porosity metal foams." Journal of Heat Transfer **122**: 557-565.
- Carman, P. C. (1937). "Fluid flow through granular bed." Trans. Instn Chem. Engrs. **15**: 150-156.
- Catillon, S., C. Louis, et al. (2005). Utilisation de mousses métalliques dans un réformeur catalytique du méthanol pour la production de H₂. GECAT, La Rochelle.
- Catillon, S., C. Louis, et al. (2004). Influence of Cellular Structure in catalytic reactors for H₂ Production: Application to Improvement of Methanol Steam Reformer by the Addition of a Copper Foam. 2nd France-Deutschland Fuel Cells Conference, Belfort, France.
- Chauveteau, G. (1965). Essai sur la loi de Darcy. , Thèse, Université de Toulouse.
- Dairon, J. and Y. Gaillard (2009). Casting parts with CTIF foams. MetFoam'09, Brastislava.
- Darcy, H. P. G. (1856). Exposition et application des principes à suivre et des formules à employer dans les questions de distribution d'eau. Les fontaines publiques de la ville de Dijon. Paris, Victor Delmont.
- Daurelle, J. V., F. Topin, et al. (2004). Modélisation des phénomènes de transport dans les mousses métalliques : Influence des contacts pariétaux Congrès de la SFT 04, Giens, France.
- Decker, S., S. Möbbauer, et al. (2001). Detailed Experimental Characterization and Numerical Modeling of Heat and Mass Transport Properties of Highly Porous Media for Solar Receivers and Porous Burners. Sixth International Conference on Technologies and Combustion for a Clean Environment (Clean Air VI), Porto, Portugal.
- Delgado, J. M. P. Q. (2007). "Longitudinal and Transverse Dispersion in Porous Media." Chemical Engineering Research and Design **85**(9): 1245-1252.
- Despois, J.-F. and A. Mortensen (2005). "Permeability of open-pore microcellular materials." Acta Materialia **53** 1381-1388.
- Didierjean, S. (2005). Phénomènes de transport : Des milieux poreux à la pile à combustible. Habilitation à Diriger les Recherches, Institut National Polytechnique de Lorraine
- Dieulin, A., G. Matheron, et al. (1981). Growth of the Dispersion Coefficient with the Mean Travelled Distance in Porous Media. Studies in Environmental Science. P. G. W. van Duijvenbooden and H. v. Lelyveld, Elsevier. **Volume 17**: 887-896.
- Du Plessis, P., A. Montillet, et al. (1994). "Pressure Drop Prediction for Flow through High Porosity Metallic Foams." Chem. Eng. Sci. **49**: 3545-3553.
- Dukhan, N. (2006). "Correlations for the pressure drop for flow through metal foam." Experiments in fluids **41**: 665-662.
- Dukhan, N., P. Quinones-Ramos, et al. (2005). "One-dimensional heat transfer analysis in open-cell 10-ppi metal foam." International Journal of Heat and Mass Transfer **48**: 5112-5120.

- Edouard, D., T. Truong Huu, et al. (2010). "The effective thermal properties of solid foam beds: Experimental and estimated temperature profiles." International Journal of Heat and Mass Transfer **53**(19-20): 3807-3816.
- Ergun, S. (1952). "Fluid flow through packed columns." Chem. Eng. Prog **48**: 89-94.
- Fend, T., B. Hoffschmidt, et al. (2004). "Porous materials as open volumetric solar receivers: Experimental determination of thermophysical and heat transfer properties." Energy **29**(5-6): 823-833.
- Fetoui, M., F. Albouchi, et al. (2009). "Highly porous metal foams : Effective thermal conductivity measurement using a photothermal technique." Journal of Porous Media **12**(10): 939-954.
- Firdaouss, M., J. L. Guermont, et al. (1997). "Nonlinear corrections to Darcy's law at low Reynolds numbers." J Fluid Mech **343**:331–50.
- Forchheimer, P. (1901). "Wasserbewegung durch Boden. ." Z Vereines deutscher Ing **45**(50): 1782-1788.
- Fourar, M., G. Radilla, et al. (2004). "On the non-linear behavior of a laminar single-phase flow through two and three-dimensional porous media." Advances in Water Resources **27**: 669-677.
- Fourie, J. G. and J. P. Du Plessis (2002). "Pressure drop modelling in cellular metallic foams." Chemical Engineering Science **57**(14): 2781-2789.
- Fried, J. J. and P. O. Ungemach (1971). "A dispersion model for a quantitative study of a ground water pollution by salt." Water Research **5**(7): 491-495.
- Gray, D. L. and R. L. Webb (1986). Heat transfer and friction correlations for plate finned-tube heat exchangers having plain fins. 8th International Heat Transfer Conference.
- Hazen (1895). "The Filtration of Public Water-Supplies."
- Hugo, J.-M., E. Brun, et al. (2009). Wall Heat Transfer Coefficient Measurement In A Metal Foam Channel Crossed By A Gravity Driven FLuid FLOW. MetFoam'09, Bratislava, Slovakia.
- Hugo, J.-M., F. Roachat, et al. (2010). Modélisation à l'échelle du pore et design d'échangeur à mousse
- Paris, Journées SFT.
- Hugo, J.-M. and F. Topin (2011). Mesures et modélisation des propriétés effectives de mousse métalliques : Impact sur le design d'échangeur. SFT, Perpignan.
- Hugo, J.-M. and F. Topin (2011). Metal Foams Design for Heat Exchangers: Structure and Effective Transport Properties. Heat and Mass Transfer in Porous Media. Springer-Verlag.
- Hugo, J.-M., F. Topin, et al. (2010). From pore scale numerical simulation of conjugate heat transfer in cellular material to effective transport properties of real structures. IHTC 14, Washington.
- Hugo, J. M., F. Topin, et al. (2009). Transfert de chaleur dans un canal poreux parcouru par un écoulement gravitaire d'huile : Mesure du coefficient d'échange pariétal. SFT'09, Vannes.
- Hunt, M. L. and C. L. Tien (1988). "Effects of thermal dispersion on forced convection in fibrous media." Int. J. Heat Mass Transfer **31**: 301-309.
- Hutter, C., A. Zenklusen, et al. (2011). "Axial dispersion in metal foams and streamwise-periodic porous media." Chemical Engineering Science **66**(6): 1132-1141.
- Huu, T. T., M. Lacroix, et al. (2009). "Towards a more realistic modeling of solid foam: Use of the pentagonal dodecahedron geometry." Chemical Engineering Science **64**(24): 5131-5142.

- Jang, W.-Y., A. M. Kraynok, et al. (2008). "On the microstructure of open-cell foams and its effect on elastic properties." International Journal of Solids and Structures **45**: 1845–1875.
- Jeng, T.-M., M.-P. Wang, et al. (2004). "A new semi-empirical model for predicting heat transfer characteristics in porous channels." Experimental Thermal and Fluid Science **29**(1): 9-21.
- Jobic, Y., F. Topin, et al. (2011). Dispersion en milieu poreux : approche LBM des transferts dans les mousses métalliques. SFT'2011, Perpignan.
- Kaviany, M. (1992). Principles of heat transfer in porous media, Springer-Verlag.
- Khayargoli, P., V. Loya, et al. (2004). The impact of microstructure on the permeability of metal foams. CSME 2004 Forum, London, Ontario.
- Kim, S. J. and J. M. Hyun (2005). A porous medium approach for thermal analysis of heat transfer devices. Transport Phenomena in porous media. D. B. Ingham and I. Pop, Elsevier. **3**: 121-145.
- Kim, S. Y., B. H. Kang, et al. (2001). "Forced convection from aluminum foam materials in an asymmetrically heated channel." International Journal of Heat and Mass Transfer **44**(7): 1451-1454.
- Koch, D. L. and J. F. Brady (1987). "Nonlocal dispersion in porous media: Nonmechanical effects." Chemical Engineering Science **42**(6): 1377-1392.
- Kopanidis, A., A. Theodorakakos, et al. (2010). "3D numerical simulation of flow and conjugate heat transfer through a pore scale model of high porosity open cell metal foam." International Journal of Heat and Mass Transfer **53**(11-12): 2539-2550.
- Kraynik, A. M. (2005). The structure of random foam. Porous métal and metal foaming technology, Kyoto, Japon.
- Kumar, P., F. Topin, et al. (2011). Experimental and pore scale numerical characterizations of thermophysical properties of CTIF's Kelvin's cell foam. MetFoam 2011, Pusan, South Korea.
- Liu, J. F., W. T. Wu, et al. (2006). "Measurement and correlation of friction characteristic of flow through foam matrixes." Experimental Thermal and Fluid Science **30**(4): 329-336.
- Loeb, A. L. (1954). "Thermal Conductivity: VIII, A Theory of Thermal Conductivity of Porous Materials." Journal of the American Ceramic Society **37**(2): 96-99.
- Lu, T. J., H. A. Stone, et al. (1998). "Heat transfer in open- cell metal foams." Acta Materialia **46**(10): 3619-3635.
- Madani, B., F. Topin, et al. (2005). Mesure du coefficient de transfert de chaleur local paroi-fluide dans un canal à mousse métallique en écoulement liquide et en ébullition. 12ième JITH, Tanger, Maroc.
- Madani, B., F. Topin, et al. (2007). "Flow laws in metallic foams: experimental determination of inertial and viscous contribution." Journal of Porous Media **10**(1): 51-70.
- Mahjoob, S. and K. Vafai (2008). "A synthesis of fluid and thermal transport models for metal foam heat exchanger." International Journal of Heat and Mass Transfer **51**.
- Marle, C. (1982). "On macroscopic equation governing multiphase flow with diffusion and chemical reactions in porous media." Int. J. Eng. Sci **20**(5): 643-662.
- MATEIS. "Laboratoire Matériaux, Ingénierie et Sciences (MATEIS) - INSA Lyon." from <http://mateis.insa-lyon.fr/>.
- Metzger, T., S. Didierjean, et al. (2004). "Optimal experimental estimation of thermal dispersion coefficients in porous media." International Journal of Heat and Mass Transfer **47**(14-16): 3341-3353.

- Miscevic, M. (1997). Etude de l'intensification des transferts thermiques par des structures poreuses: Application aux échangeurs compacts et au refroidissement diphasique, Université de Provence.
- Moreira, E. A., M. D. M. Innocentini, et al. (2004). "Permeability of ceramic foams to compressible and incompressible flow." Journal of the European Ceramic Society **24**: 3209–3218.
- Moyne, C. (1997). "Two-equation model for a diffusive process in porous media using the volume averaging method with an unsteady-state closure." Advances in Water Resources **29**(2-3): 63-76.
- Noh, J.-S., K. B. Lee, et al. (2006). "Pressure loss and forced convective heat transfer in an annulus filled with aluminum foam." International Communications in Heat and Mass Transfer **33**(4): 434-444.
- P. De Jaeger, C. T. J., H. Huissene, B. Ameel, M. De Paepe (2011). "An experimentally validated and parameterized periodic unit-cell reconstruction of open-cell foams." J. Appl. Phys.: 109.
- Paek, J. W., B. H. Kang, et al. (2000). "Effective thermal conductivity and permeability of aluminum foam materials." International Journal of Thermophysics **21**(2): 453-464.
- Pan, H. L., O. Pickenacker, et al. (2002). "Experimental Determination of the Effective Heat Conductivities of Highly Porous media."
- Pereira, J. C. F., I. Malico, et al. (2005). "Experimental and numerical characterization of the transverse dispersion at the exit of a short ceramic foam inside a pipe." International Journal of Heat and Mass Transfer **48**(1): 1-14.
- Quintard, M., F. Cherblanc, et al. (2001). "Dispersion in Heterogeneous Porous Media: One-Equation Non-equilibrium Model." Transport in Porous Media **44**: 181-203.
- Quintard, M., M. Kaviany, et al. (1997). "Two-medium treatment of heat transfer in porous media: numerical results for effective properties." Advances in Water Resources **20**(2-3): 77-94.
- Quintard, M. and S. Whitaker (1991). Transport Process in ordered and disordered porous media. 1991 ICHMT International Seminar on heat and mass transfer in porous media, Hemisphere pub corporation.
- Quintard, M. and S. Whitaker (1993). "One- and two-equations models for transient diffusion processes in two-phase system,." Advances in heat transfer **23**: 369-464.
- Quintard, M. and S. Whitaker (1995). "Local thermal equilibrium for transient heat conduction: Theory and comparison with numerical experiments, ." International Journal of Heat and Mass transfer **38**: 2779 - 2796.
- Quintard, M. and S. Whitaker (1996). "Transport in chemically and mechanically heterogeneous porous media. I: Theoretical development of region-averaged equations for slightly compressible single-phase flow." Advances in Water Resources **19**(1): 29-47.
- Radilla, G., A. Aigueperse, et al. (1997). "Dispersion active en milieu poreux : experiences de laboratoire et interpretation " C. R. Acad. Sci. **324**(II): 143-150.
- Rahli, O., L. Tadrist, et al. (1993). Fluid flow and heat transfer analysis in a fibrous porous media. Third world conference on experimental heat transfer, fluid mechanic and thermodynamics, Honolulu, Hawaii, usa, Elsevier science publishers.
- Renard, P., A. Genty, et al. (2001). "Laboratory détermination of the full permeability tensor." Journal of geophysical research **106**(B11): 26443-26452.
- Richardson, J. T., Y. Peng, et al. (2000). "Properties of ceramic foam catalyst supports: pressure drop." Applied Catalysis A: General **204**: 19-32.

- Richardson, J. T., D. Remue, et al. (2003). "Properties of ceramic foam catalyst supports: mass and heat transfer." Applied Catalysis A: General **250**: 319-329.
- Rigollet, F., M. Fetoui, et al. (2005). Caractérisation thermophysique de mousses métalliques par une méthode photothermique : influence du sandwich semelle-mousse-semelle. SFT'05, Reims, France.
- Rigollet, F. and J.-L. Gardarein (2011). Mesures des conductivités effectives des mousses du CTIF par méthodes flash. Laboratoire IUSTI.
- Rigollet, F., F. Topin, et al. (2005). Mesures de propriétés thermophysiques effectives de mousses métalliques par une méthode photothermique avec mesures simultanées sur les deux faces. 7èmes Journées d'études sur les milieux poreux, Bordeaux.
- Ros, W. (2011). Modélisation multi-échelle de l'infiltration chimique à partir de la phase vapeur de composites à renforts fibreux. Ph. D, Université de Bordeaux I.
- Sahimi, M., B. D. Hughes, et al. (1986). "Dispersion in flow through porous media--I. One-phase flow." Chemical Engineering Science **41**(8): 2103-2122.
- Saleh A, A.-A. (2006). "Measurements of thermal properties of insulation materials by using transient plane source technique." Applied Thermal Engineering **26**(17-18): 2184-2191.
- Sanchez-Palencia (1980). Non Homogeneous Media and Vibration Theory. Lecture Notes in Physics. Springer.
- Serret, D., T. Stamboul, et al. (2007). Transferts dans les mousses métalliques : Mesure du coefficient d'échange de chaleur entre phases. Congrès de la SFT, SFT 07, Ille des Embiez.
- Solórzano, E., J. A. Reglero, et al. (2008). "An experimental study on the thermal conductivity of aluminium foams by using the transient plane source method." International Journal of Heat and Mass Transfer **51**(25-26): 6259-6267.
- Tadrist, L., M. Miscevic, et al. (2004). "About the Use of Fibrous Materials in Compact Heat Exchangers." Experimental Thermal and Fluid Science **28**: 193 – 199.
- Topin, F. (2006). Phénomènes de transport en milieux poreux : Matériaux cellulaires à forte perméabilité – Morphologie, ébullition et couplages. HDR. Habilitation à diriger les Recherches, Université de Provence.
- Vafai, K. and C. L. Tien (1982). "Boundary and inertia effects on convective mass transfer in porous media." int. J. Heat Mass Transfer **25** (8): 1183-1190.
- Vicente, J., F. Topin, et al. (2006). Thermal conductivity of metallic foam: simulation on real x-ray tomographed porous medium and photothermal experiments. IHTC13, 13TH International Heat Transfer Conference, Sydney.
- Viskanta, X. F. R. and J. P. Gore (1998). "Measurement and correlation of volumetric heat transfer coefficients of cellular ceramics." Experimental Thermal and Fluid Science **17**(4): 285-293.
- Whitaker, S. (1986). "Flow in porous media I: A théoretical dérivation of Darcy's law." Transport in Porous Media **Vol 1, N° 1**: 3-25.
- Whitaker, S. (1999). The Method of Volume Averaging, Kluwer Academic Publisher.
- Wooten, F. and D. Weaire (1987). Modeling Tetrahedrally Bonded Random Networks by Computer. Solid State Physics. E. Henry and T. David, Academic Press. **Volume 40**: 1-42.
- Yang, C. and A. Nakayama (2010). "A synthesis of tortuosity and dispersion in effective thermal conductivity of porous media." International Journal of Heat and Mass Transfer **53**(15-16): 3222-3230.

CHAPITRE 4 : SYNTHÈSE GÉNÉRALE

Synthèse des travaux effectués et perspectives envisagées

Nous présentons une synthèse des travaux effectués sur le dimensionnement d'échangeurs à mousse et sur la recherche d'une topologie optimisée de cellule. Nous proposons une forme de cellule de Kelvin optimisée pour une application échangeur à flux de chaleur perpendiculaire à l'écoulement principal. Nous effectuons, ensuite, à l'aide d'une approche milieu poreux, une étude de sensibilité des performances thermiques d'un canal à mousse, aux différentes propriétés effectives étudiées.

1 Introduction

Les travaux présentés dans les chapitres précédents ont permis de mettre en place de nouvelles techniques d'optimisation d'échangeur de chaleur à hautes performances et compacts. Ces techniques, basées sur des simulations numériques à plusieurs échelles et une validation expérimentale, ont notamment permis des améliorations substantielles des performances des échangeurs à ailettes Mota. Nous avons également montré qu'il était possible de réaliser un échangeur à mousse issu d'un seul bloc de fonderie grâce aux techniques développées par le Centre Techniques des Industries de la Fonderie (CTIF). Toutes les résistances de contact entre les tubes et la mousse sont nulles. Nous avons dimensionné un échangeur dont l'architecture est optimisée et intégrant des cellules de Kelvin du CTIF disponibles au moment donné.

Nous avons réalisé une étude complète sur la détermination des propriétés thermophysiques effectives des mousses métalliques et nous avons proposé une base de données reliant les propriétés à la morphologie. Les déformations de la cellule de Kelvin virtuelles présentent des propriétés intéressantes pour les applications souhaitées. Aujourd'hui, nous sommes donc capables de proposer une géométrie de mousse optimisée par rapport aux contraintes de performances d'un échangeur de chaleur.

Nous déterminons les performances thermiques qu'aurait l'échangeur, testé au chapitre 2, en intégrant une telle mousse optimisée. Pour cela, nous utilisons un modèle milieux poreux équivalent à deux températures dans lequel nous paramétrons les propriétés thermiques effectives de la mousse.

Les performances thermiques souhaitées n'étant pas atteinte, nous montrons, par une étude paramétrique, quelles sont les augmentations nécessaires sur chaque propriété de la mousse pour les atteindre. Nous effectuons, également une étude de sensibilité à la géométrie d'un canal rempli de mousse.

Cette étude paramétrique permet, ensuite, d'orienter des recherches futures sur les gains à obtenir sur les propriétés des mousses en vue de leur intégration dans les échangeurs de chaleur à hautes performances. Nous montrons, notamment, qu'il n'est pas nécessaire d'augmenter les performances de la mousse si l'architecture de l'échangeur n'est pas adaptée à ces performances.

Enfin, nous concluons sur les enjeux et les perspectives à venir dans l'intégration des mousses métalliques dans les échangeurs de chaleur, tant du point de vue fabrication que définitions de topologies améliorées.

2 Choix d'une mousse optimisée

2.1 Introduction

L'analyse de la littérature et les travaux effectués permettent de dégager des tendances d'évolution des propriétés effectives. Nous savions déjà que le diamètre de pore, quel que soit sa définition exacte, est de première importance dans la caractérisation de l'écoulement. Il peut être utilisé comme longueur caractéristique du nombre de Reynolds qui définit le régime d'écoulement (Bonnet, Topin et al. 2008). Il a été montré expérimentalement (Bonnet 2007) et numériquement (Hugo, Topin et al. 2010) que la perméabilité varie avec le diamètre de pore au carré et que le coefficient inertiel varie avec l'inverse de celui-ci.

La taille de pore caractérise, de fait, également les transferts de chaleur convectif et est classiquement utilisé pour calculer un nombre de Nusselt (Hugo, Brun et al. 2011). Nous avons montré que pour une topologie de mousse donnée, nous pouvions adimensionner le coefficient d'échange de chaleur brins/fluide par le diamètre de pore (Hugo, Topin et al. 2010).

Historiquement, la porosité a été un des paramètres morphologiques les plus utilisés pour caractériser le milieu poreux. Nous savons que celle-ci influe de manière significative sur les pertes de charge quand elle varie fortement (Ergun 1952). En effet, il est facile d'imaginer qu'un milieu poreux de 30% de porosité engendrera plus de perte de charge qu'une mousse à 90%. Cependant, pour les mousses, la porosité ne varie généralement que très peu, entre 80 et 95% (Brun, Vicente et al. 2007), et n'a donc que très peu d'influence sur l'écoulement à côté d'autres paramètres morphologique. Mais, a contrario, la porosité joue un rôle très important dans la conduction de la chaleur dans la phase solide. En effet, entre une mousse à 92% de porosité et une à 88%, il y a eu écart de 50% sur la quantité de solide. La phase solide étant généralement beaucoup plus conductrice que la phase fluide, d'une faible variation de porosité résultent de grands écarts de conductivité effective (Bhattacharya, Calmidi et al. 2002).

Une grande partie des corrélations de la littérature sur les échangeurs de chaleur (Mahjoob and Vafai 2008), vont dans la même direction : Augmenter la porosité diminuera la perte de charge mais au détriment d'une perte de conductivité thermique. De même pour le diamètre de pore, une diminution de celui-ci engendre une augmentation du coefficient d'échange volumique, mais aussi une augmentation des coefficients de perte de charge.

Dans nos travaux, nous avons introduit la notion de forme des pores et nous avons généré une base de données de perméabilité et de conductivité effective en fonction des déformations apportées à une cellule de Kelvin. Nous avons montré que l'allongement modéré des pores dans la direction de l'écoulement a pour effet d'augmenter la perméabilité. A contrario, une compression dans le même sens a tendance à diminuer la perméabilité, tout comme un allongement disproportionné. Nous avons montré que l'allongement des pores permet une augmentation significative de la conductivité effective jusqu'à atteindre des valeurs proches de la conductivité équivalente « parallèle ».

2.2 Configuration des transferts

Les propriétés effectives étudiées étant anisotropes, la configuration des transferts, c'est-à-dire l'orientation des flux a une importance primordiale dans le choix d'une mousse optimisée. La détermination de la base de donnée de propriétés en fonction des elongations

dans une des directions, nous a permis d'obtenir l'évolution des propriétés dans les 3 directions principales.

Les échangeurs de chaleur proposent en général une configuration d'échange où le flux de chaleur et l'écoulement principal sont perpendiculaires. En effet que ce soit dans un tube, un canal ou dans un échangeur tubes calandre, le flux de chaleur est orienté par les normales aux parois.

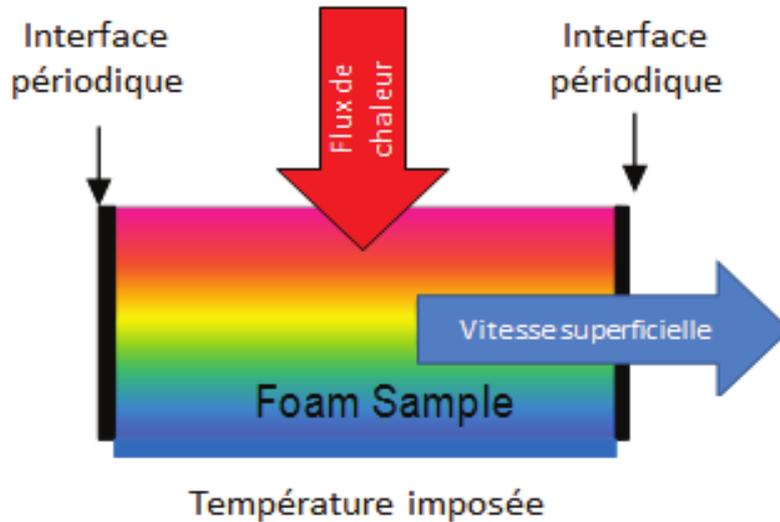


Figure 1. Choix de configuration des flux pour la sélection d'une mousse optimisée.

Cette notion est importante pour plusieurs propriétés. Tout d'abord nous avons vu que le choix de configurations des flux avait un impact sur la détermination des coefficients de dispersion thermique. Ensuite nous avons vu qu'une élongation dans le sens de l'écoulement a tendance à augmenter la perméabilité et donc à favoriser l'écoulement, mais tend à réduire les composantes transverses de conductivité effective. Il y a donc une opposition des effets souhaités pour l'optimisation d'un échangeur

2.3 Choix d'une cellule de Kelvin déformée

La configuration des flux de chaleur d'un échangeur de chaleur demande donc de choisir quelles propriétés nous devons privilégier. Les pertes de charges mesurées pour l'échangeur à mousse (cf. chapitre 2) étant très faibles et la puissance thermique souhaitée n'étant pas atteinte, nous choisissons de privilégier la conduction thermique. Nous savons que, pour toutes les modifications de la cellule de Kelvin, la surface d'échange est augmentée, et donc le coefficient d'échange volumique aussi.

Nous choisissons donc de compresser la cellule de Kelvin dans le sens de l'écoulement, quitte à dégrader les pertes de charge et de l'étirer dans le sens du flux de chaleur principal. Notons que dans le cas présent nous ne changerons pas la porosité de la mousse (87%).

Nous choisissons donc d'étudier, dans la base de données générée au chapitre 3, les composante K_{yy} de la perméabilité, λ_{xx} de la conductivité effective et l'évolution de la surface spécifique en fonction de l'étirement de la mousse dans la direction principale du flux de chaleur Ox . L'objectif étant de déterminer une mousse qui génère le moins de perte de charge tout en offrant une surface spécifique importante et une conductivité accrue. Nous définissons donc un facteur de mérite:

$$f_{\text{merite}} = K_{yy} \lambda_{xx} S_p \quad (1)$$

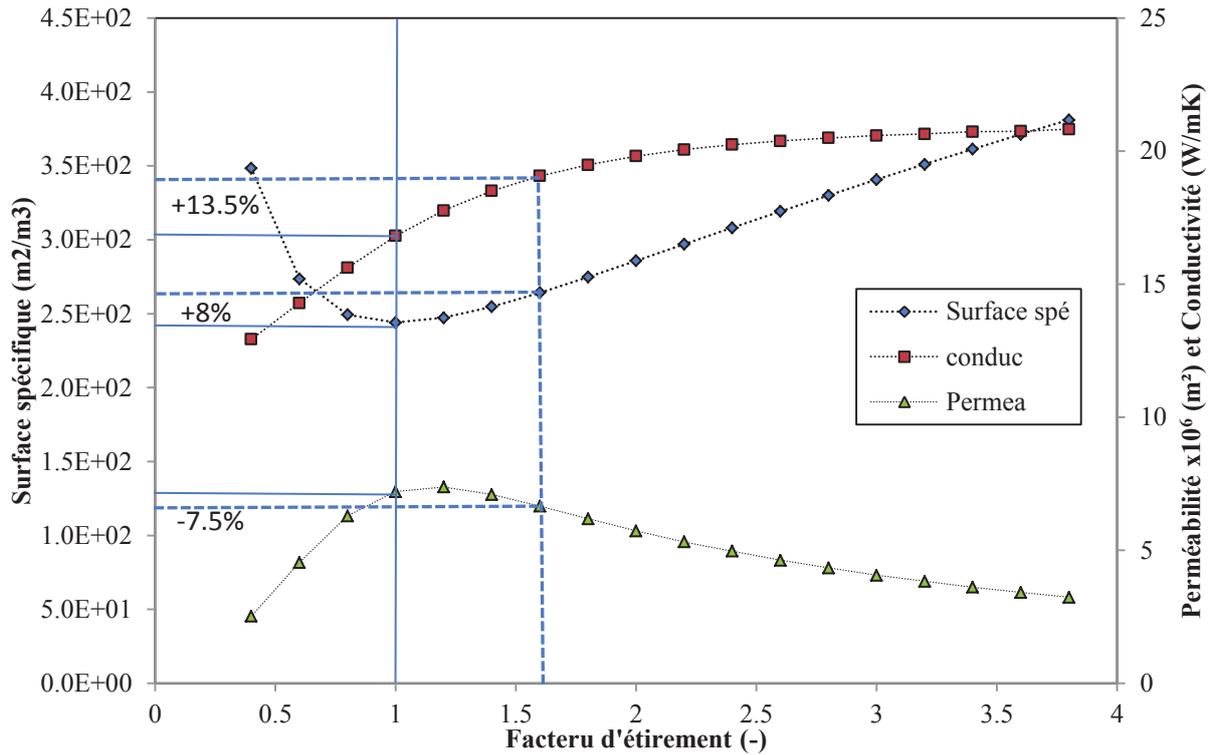


Figure 2. Evolution de la conductivité effective selon O_x , de la perméabilité selon O_y et de la surface spécifique en fonction du facteur d'étirement selon O_x .

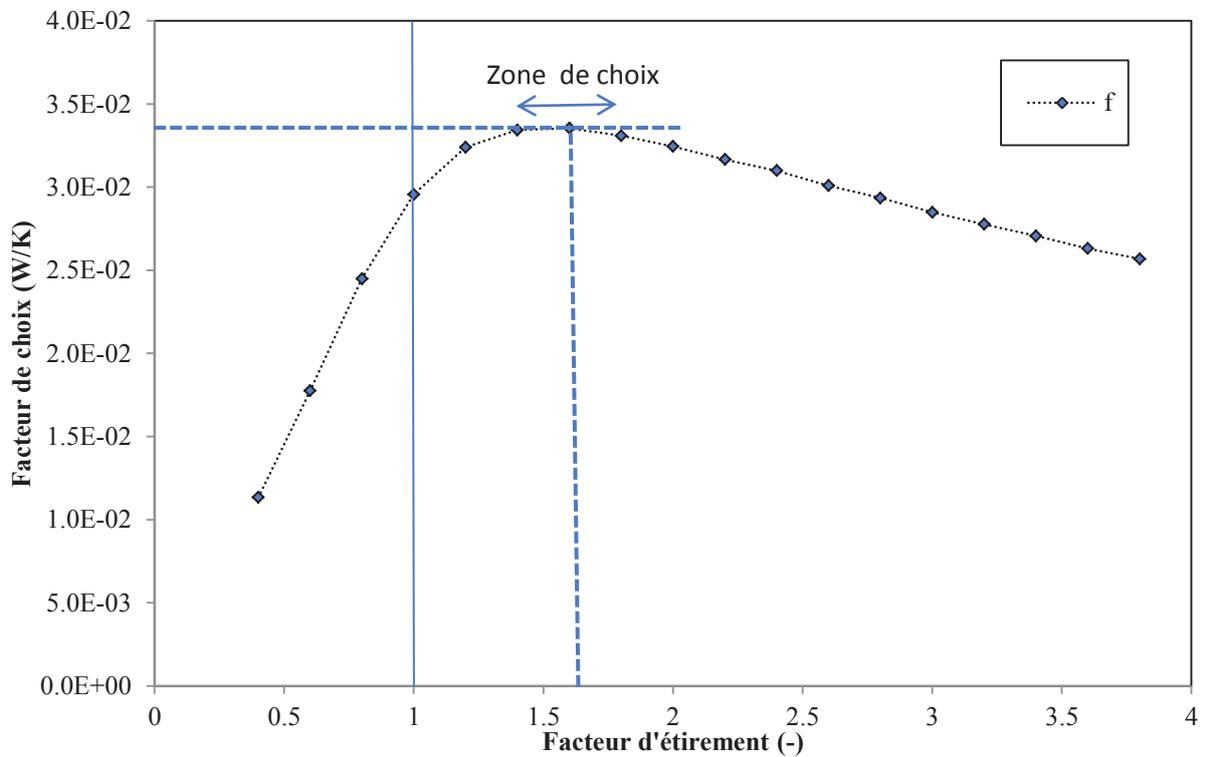


Figure 3. Facteur de mérite d'une mousse optimisée en fonction du facteur d'étirement de cette dernière dans la direction principale du flux de chaleur O_x . Une zone de mousse optimisée se dégage autour d'un étirement de 1.6.

Les Figure 2 et Figure 3 montrent l'évolution des paramètres de choix de mousse que nous avons définis. Il se dégage une tendance d'optimum autour d'un étirement de 1.6 dans le sens du flux de chaleur. Une cellule de Kelvin étirée d'un facteur de 1.6 dans le sens du flux de chaleur et compressée d'un facteur 0.79 (facteur de forme de 2) permet un gain de conductivité de 13.5%, un gain de surface d'échange de 8.5% au détriment d'une perte de 7.5% en perméabilité.

Il reste, cependant, un problème pour intégrer un tel type de mousse. En effet, les cellules de Kelvin sont des structures périodiques, et nécessite d'intégrer un nombre entier naturel de pore entre deux parois. Si nous voulons, donc, conserver le même nombre de pore dans la direction du flux de chaleur, le diamètre de pore devra être diminué d'un facteur 1.6 (de 10 à 6.25 mm). Or aujourd'hui, de telles mousses issues de procédés de fonderie de type gravitaire n'est pas envisageable actuellement.

Une réduction du diamètre de pore avec un tel étirement (Figure 4) permettrait un gain sur la surface d'échange (S_p varie avec l'inverse du diamètre de pore), une conservation du gain en conductivité effective mais au détriment d'une perte de charge accrue.

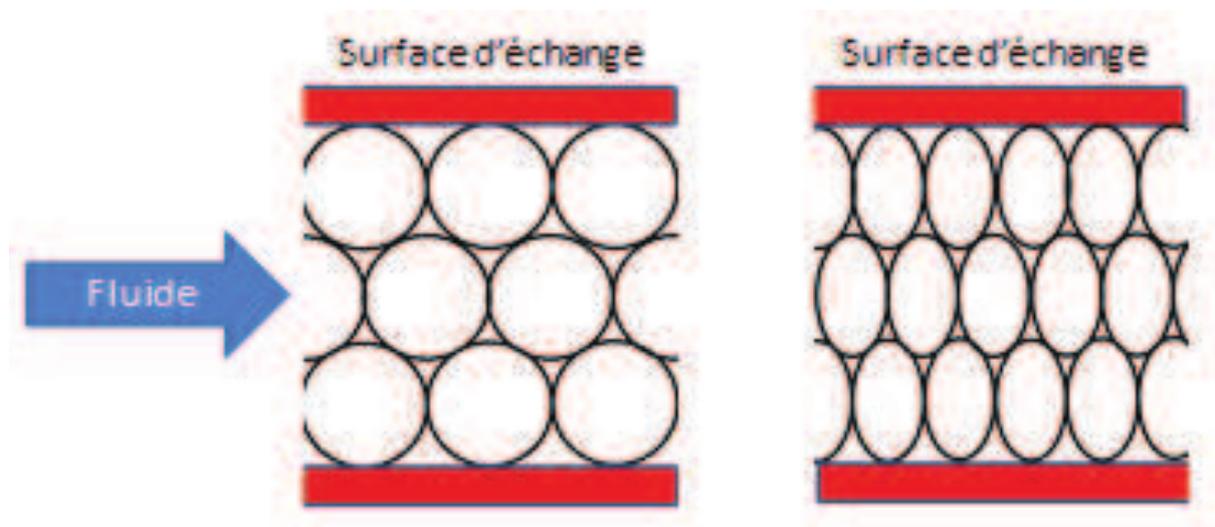


Figure 4. A gauche : Structure d'échangeur avec des mousses de Kelvin non déformées. A droite : Structure d'échangeur avec des mousses de Kelvin étirées d'un facteur 1.6 dans la direction du flux de chaleur et compressées dans le sens de l'écoulement et de diamètre de pore réduit d'un facteur 1.6.

3 Optimisation multi-échelle : Architectures d'échangeur set topologies de mousses améliorées

Nous utilisons l'outil de résolution numérique des transferts dans un milieu poreux équivalent déjà utilisé au chapitre 3 pour déterminer le coefficient d'échange volumique. Nous l'utilisons en paramétrant les propriétés thermophysiques de la mousse, sélectionnée à la section précédente, pour estimer les performances de la géométrie de l'échangeur optimisé du chapitre 2.

3.1 Outil de dimensionnement multi-paramètres

L'outil de dimensionnement de l'échangeur à mousse est basé sur la résolution d'un modèle à deux températures de milieu poreux équivalent. Nous résolvons par la méthode des volumes finis l'équation de conduction macroscopique dans la phase solide couplée à un échange convectif avec la phase fluide. Dans cette dernière nous résolvons l'équation de transport macroscopique.

$$\begin{cases} \varepsilon (\rho C_p)_f \frac{\partial T_f}{\partial t} + \varepsilon (\rho C_p)_f \mathbf{U} \cdot \nabla T_f = \nabla \cdot (\lambda_f^{\text{eff}} \nabla T_f) + h (T_f - T_s) \\ (1 - \varepsilon) (\rho C_p)_s \frac{\partial T_s}{\partial t} = \nabla \cdot (\lambda_s^{\text{eff}} \nabla T_s) + h (T_s - T_f) \end{cases} \quad (2)$$

Où \mathbf{U} (m/s) est la vitesse débitante moyenne traversant la mousse, λ_f^{eff} la conductivité effective de la phase fluide (conductivité stagnante + dispersion), λ_s^{eff} la conductivité de la phase solide et h (W/m²K) le coefficient moyen d'échange brins/fluide.

Cet outil multi-paramètres permet de tester des échantillons virtuels de mousse en paramétrant les propriétés effectives citées précédemment, mais aussi des propriétés géométriques comme le diamètre de pore ou la surface spécifique. La géométrie du canal (aujourd'hui assez simple : canal rectangulaire 2D) est également paramétrée.

Les résultats obtenus sont le coefficient d'échange pariétal entre la mousse et ça paroi, l'efficacité de mousse (par analogie à une efficacité d'ailette) et l'efficacité globale de l'échangeur en ajoutant une résistance thermique due à la conduction et à l'échange convectif avec le deuxième fluide.

Notons que cet outil est réversible. Dans le chapitre 3, la connaissance du coefficient d'échange pariétal, ou de l'efficacité globale du canal de test permet par itération de déterminer le coefficient d'échange volumique avec une bonne approximation.

3.2 Performances d'une mousse optimisée

Tout d'abord, le modèle est validé en utilisant les propriétés de la mousse qui a été utilisée dans l'échangeur testé expérimentalement. Nous retrouvons bien les 9% d'efficacité globale que nous avons obtenues expérimentalement.

La mousse optimisée sélectionnée dans la section §2.3 permet d'obtenir un gain global de 23% et d'atteindre une efficacité de 11.13%. Nous n'atteignons pas les 22% de l'échangeur de référence MOTA en eau glycolée.

4 Etude paramétrique des propriétés effectives

Nous étudions l'influence de chaque caractéristique d'un canal à mousse sur ces performances globales. Nous étudions l'évolution d'un coefficient d'échange pariétal, de l'efficacité du canal et d'une efficacité de mousse (par analogie à une efficacité d'ailette) en fonction de la géométrie du canal, du coefficient d'échange volumique, de la conductivité effective et de la dispersion.

$$\varepsilon_{\text{mousse}} = \frac{1}{V} \int_V \frac{T_{\text{solide}} - T_{\text{fluide}}}{T_{\text{mur}} - T_{\text{fluide}}} dV \quad (3)$$

$$\varepsilon_{\text{Canal}} = \frac{T_{\text{fluide}}^{\text{sortie}} - T_{\text{fluide}}^{\text{entrée}}}{T_{\text{mur}} - T_{\text{fluide}}^{\text{entrée}}} \quad (4)$$

4.1 Impact de la géométrie

Nous proposons d'étudier l'influence de la largeur d'un canal sur le coefficient d'échange pariétal et l'efficacité globale. Nous imposons une température en paroi, nous fixons les dimensions dans le sens de l'écoulement et sur la hauteur et nous faisons varier la largeur (dans le sens du flux de chaleur).

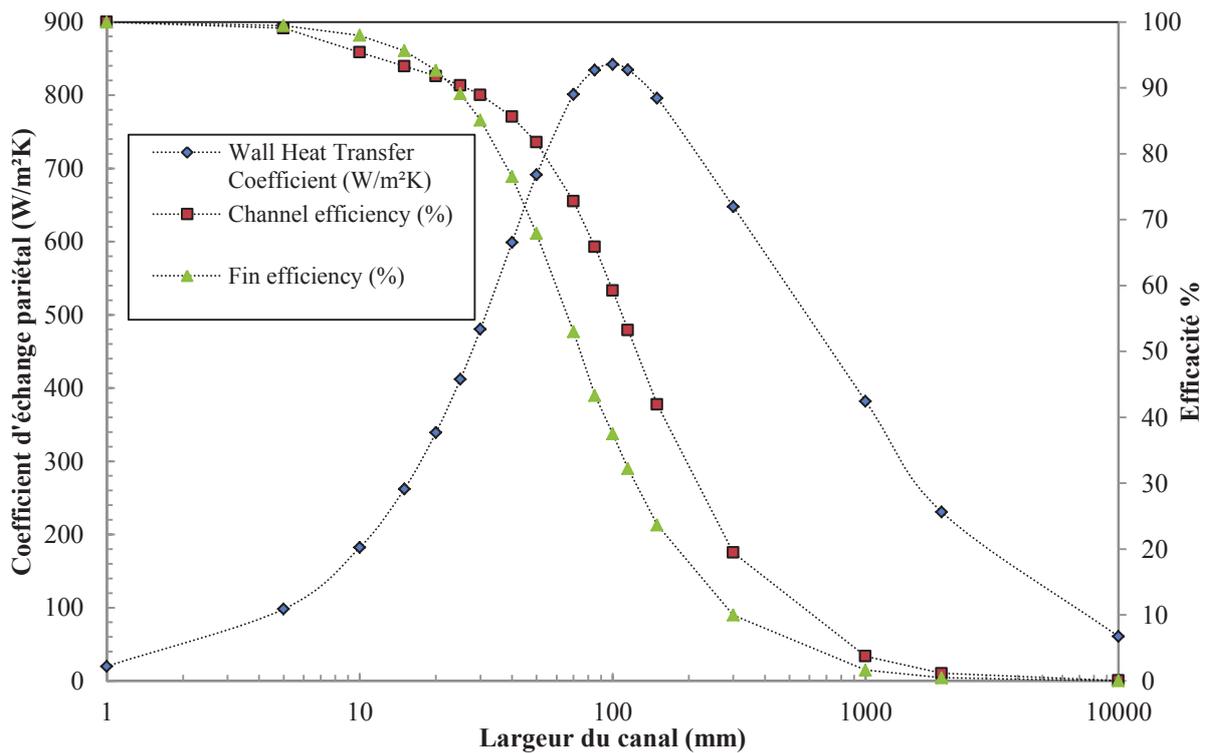


Figure 5. Coefficient d'échange pariétal, efficacité de la mousse et efficacité du canal en fonction de la largeur de celui-ci.

La Figure 5 montre qu'en termes de coefficient d'échange, il existe un optimum. C'est-à-dire qu'il existe une taille de canal pour laquelle le coefficient d'échange pariétal sera maximal. Dans le cas d'une application où c'est le maintien en température de la paroi qui est primordial (ex : électronique), c'est à cette largeur que sera évacué le plus grand flux de chaleur pour un écart de température donné.

En termes d'efficacité, plus le canal sera étroit, plus la puissance échangée sera grande. Dans le cas d'un échangeur de chaleur entre deux fluides, il sera préférable de diminuer la taille du canal pour augmenter l'efficacité. Cependant l'augmentation de cette dernière se fera au détriment de la perte de charge.

4.2 Influence du coefficient d'échange volumique

Nous étudions l'influence du coefficient d'échange volumique sur les performances globales d'un canal à mousse. La conductivité effective de la mousse est fixée ainsi que les dimensions du canal. La Figure 6 montre l'évolution des performances du canal en fonction du coefficient d'échange volumique. Une augmentation importante du coefficient d'échange brins/fluide n'induit pas une augmentation significative des performances. L'échange convectif devient rapidement très important au point où la zone efficace de la mousse devient négligeable. Nous constatons que l'efficacité de la mousse devient quasiment nulle et que l'efficacité du canal tends vers une valeur asymptotique.

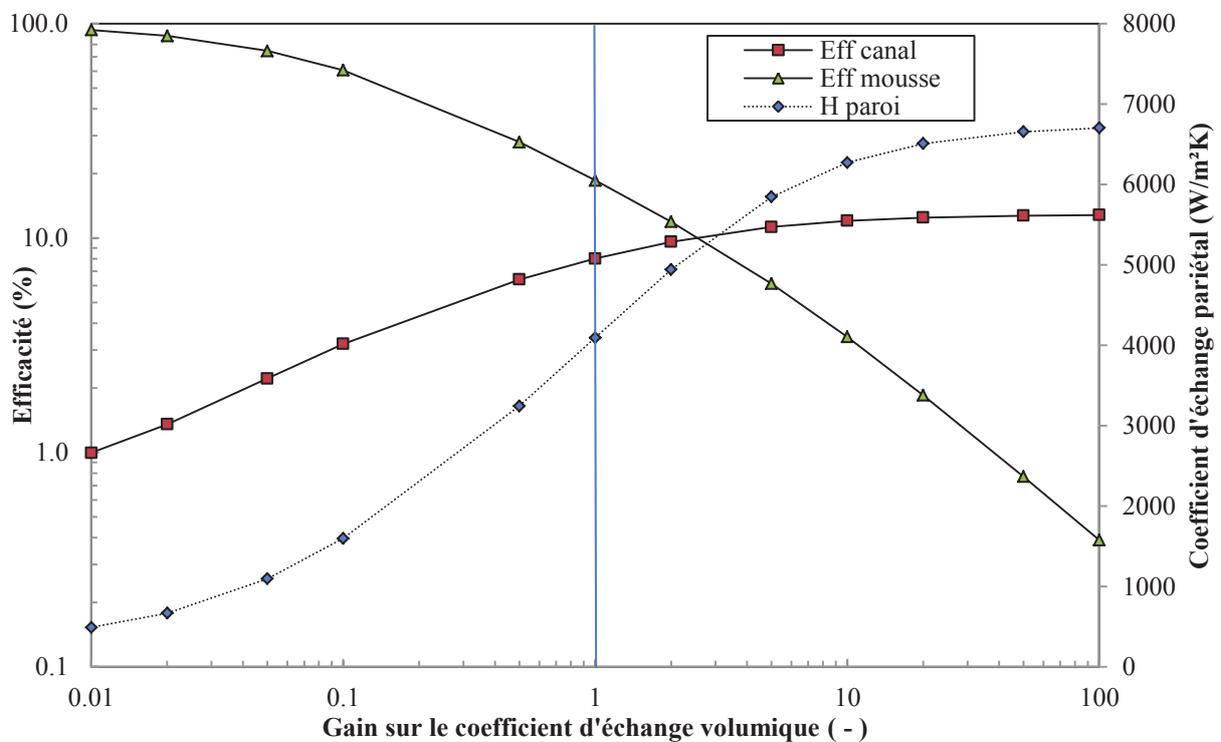


Figure 6. Evolution des performances globale d'un canal à mousse (Coefficient d'échange pariétal, efficacité thermique du canal et efficacité de la mousse) en fonction d'un facteur multiplicatif sur le coefficient d'échange volumique.

La Figure 6 montre, en outre que l'augmentation du coefficient d'échange volumique, infinie soit elle, ne permettrait pas d'obtenir une efficacité globale du canal supérieure à 13%. L'évolution seule de la surface d'échange et/ou du coefficient d'échange brins/fluide ne permet donc pas d'atteindre les performances souhaitées. L'effondrement de l'efficacité de la mousse s'explique par le fait que l'échange convectif devient très grand devant la conduction de la chaleur dans la matrice solide. L'épaisseur de mousse active (cf. chapitre 3) devient infime au voisinage de la paroi d'échange.

4.3 Influence de la conductivité effective

Nous étudions également l'influence de la conductivité effective de chaque phase prise séparément. Dans le cas du solide nous étudions la conductivité stagnante et dans le cas du fluide, le terme dû à la dispersion.

4.3.1 *Conductivité effective de la phase solide*

Nous fixons tous les paramètres, coefficient d'échanges, dispersion thermique, vitesse d'écoulement et nous étudions l'évolution des performances du canal en fonction de la conductivité effective de la matrice solide. Nous observons une augmentation de l'efficacité de la mousse dû à l'augmentation de l'épaisseur active suivant une loi de puissance. L'augmentation de la conductivité effective tend à augmenter les performances sans limite (pas de comportement asymptotique) selon une loi de puissance en accord avec les observations réalisées sur les simulations directes à l'échelle du pore. A ce jour, seules les mousses de graphite permettent d'atteindre de telles valeurs.

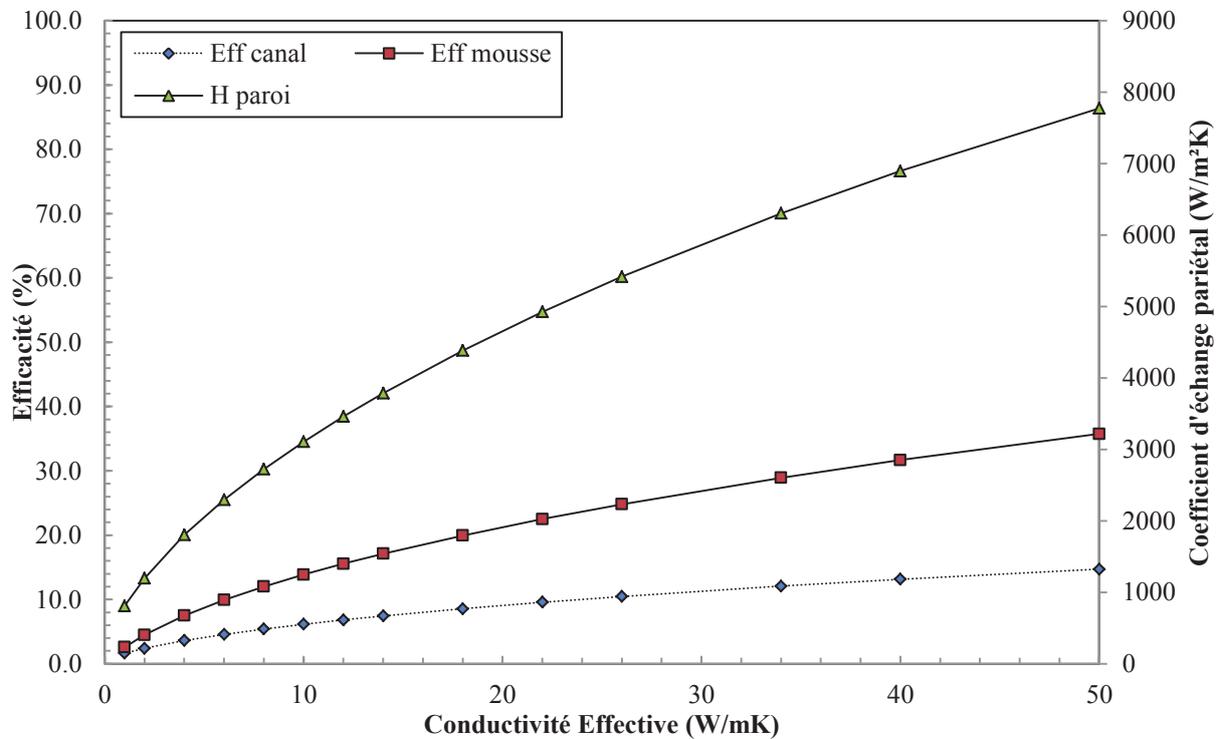


Figure 7. Evolution des performances thermiques du canal en fonction de la conductivité effective de la matrice solide.

4.3.2 *Influence de la diffusion apparente de la phase fluide*

Dans cette partie nous étudions l'influence de la dispersion thermique sur les performances globales. L'étude n'a pas un sens physique, nous faisons évoluer la conductivité apparente de la phase fluide sans faire évoluer ni la vitesse, ni le coefficient d'échange.

La Figure 8 montre une décroissance rapide l'efficacité de la mousse avec une augmentation de la dispersion. La mousse améliore le mélange du fluide ce qui tend à homogénéiser la température du fluide et détruire les couches limites thermiques. Une mousse qui serait neutre thermiquement (isolante) aurait permis donc d'intensifier les échanges par la seule génération de dispersion thermique.

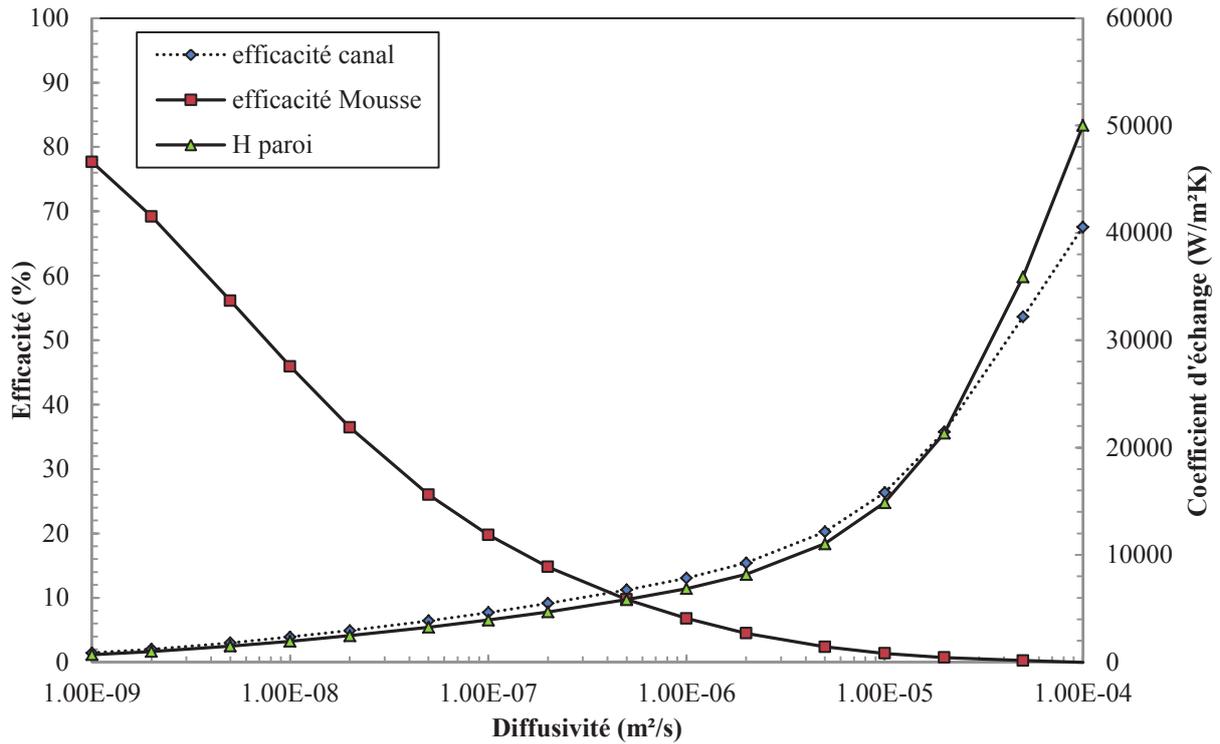


Figure 8. Evolution des performances d'un canal à mousse en fonction de la diffusivité apparente de la phase fluide.

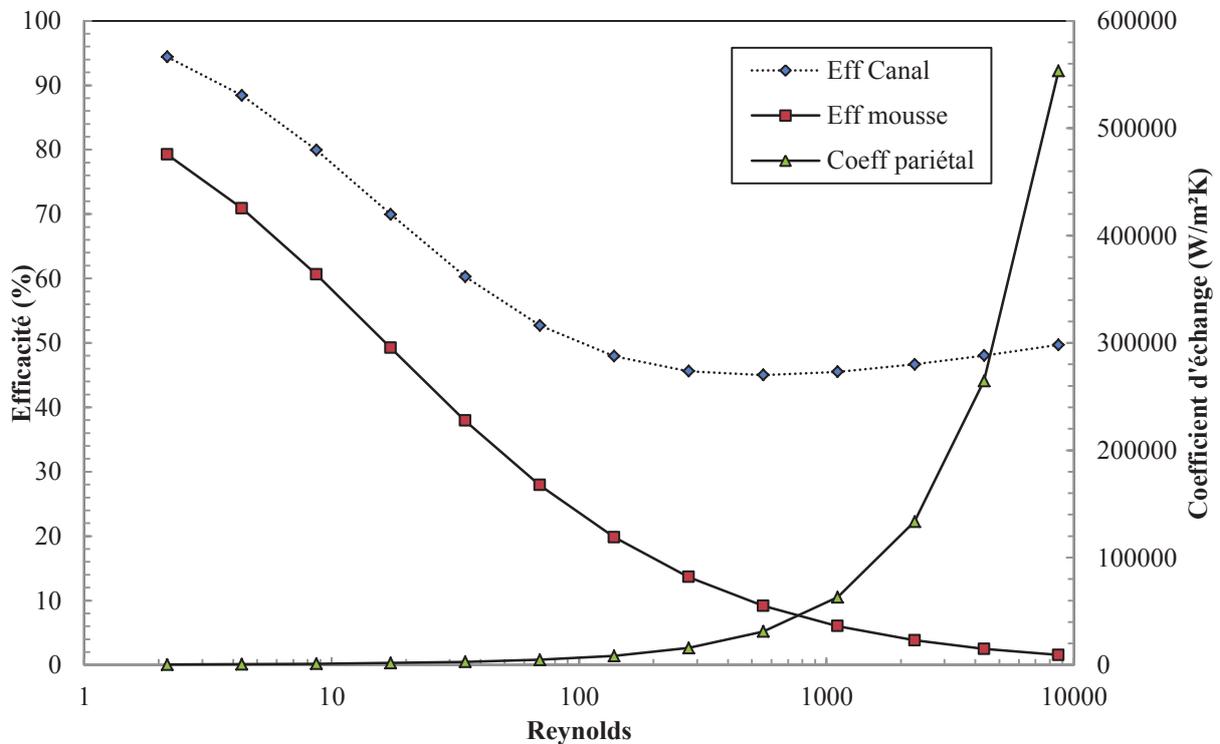


Figure 9. Evolution des performances d'un canal à mousse prenant en compte les variations avec le nombre de Reynolds, des coefficients de dispersion et d'échange volumique. Les corrélations utilisées sont celles de la littérature.

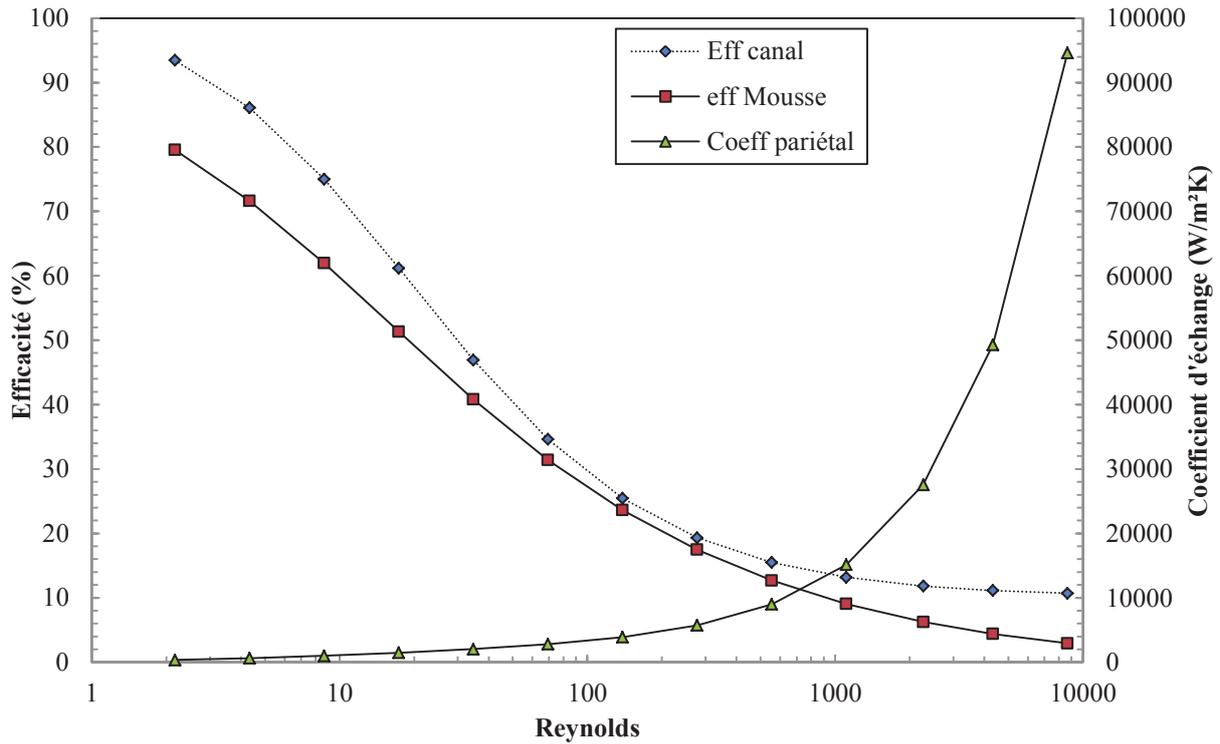


Figure 10. Evolution des performances d'un canal à mousse prenant en compte les variations avec le nombre de Reynolds, des coefficients de dispersion et d'échange volumique obtenus au chapitre 3.

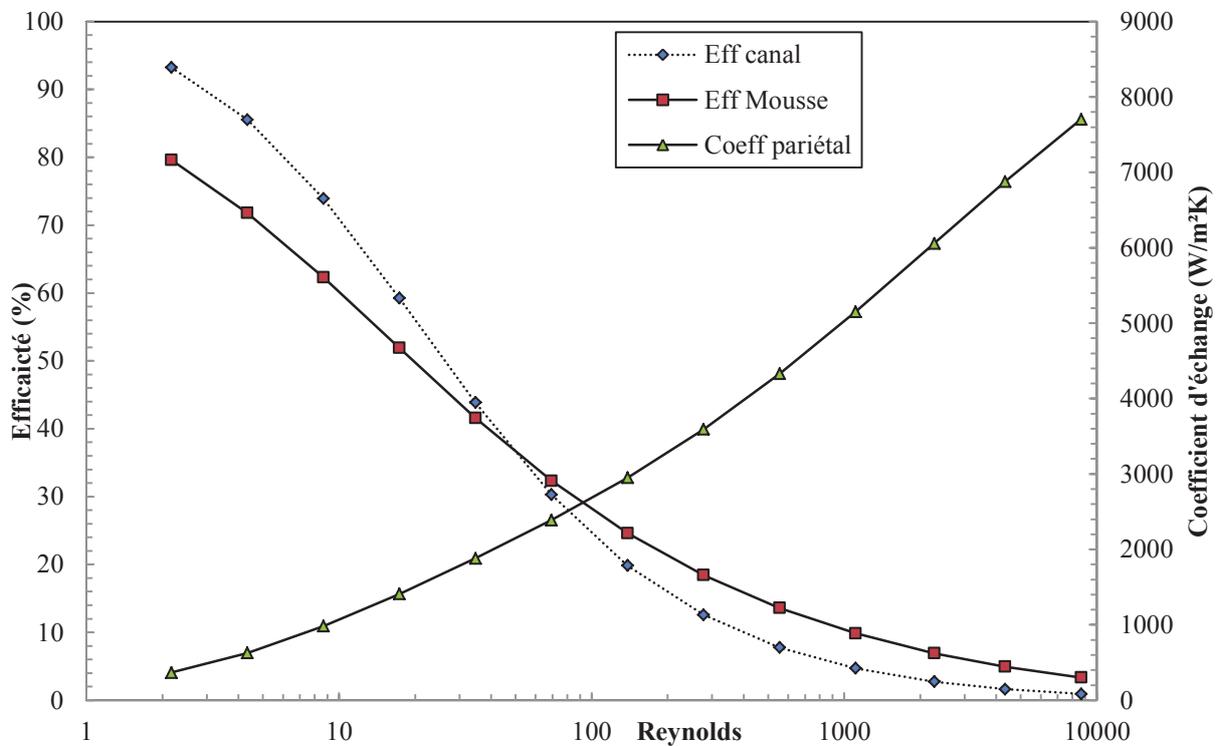


Figure 11. Evolution des performances d'un canal à mousse prenant en compte les variations avec le nombre de Reynolds, du coefficient d'échange volumique obtenu au chapitre 3. Dans le cas présenté ici nous fixons la valeur de la dispersion à la conductivité effective stagnante de la phase fluide.

La Figure 9 montre des résultats aberrants obtenus avec des corrélations de coefficient de dispersion (Delgado 2007) et d'échange volumique (Serret, Stamboul et al. 2007) usuellement trouvées dans la littérature en fonction du nombre de Reynolds. L'augmentation exponentielle de la dispersion (Péclet à la puissance 1.1) mène à des résultats incohérents. En effet, nous trouvons une efficacité du canal à mousse croissante avec la vitesse d'écoulement pour des nombres de Reynolds supérieurs à 500.

Il se pose donc un problème quant à l'utilisation des corrélations de la littérature en termes de dispersions thermiques, soit en termes de détermination des coefficients d'échange de chaleur. La Figure 10 montre des résultats obtenus de façon similaire mais en utilisant les corrélations de coefficients d'échange volumique et de dispersion déterminés au chapitre 3 de ce manuscrit. Les valeurs d'efficacité obtenues semblent « plus cohérentes ». Nous n'observons pas, en effet, de valeurs croissantes de l'efficacité avec le débit de fluide traversant la mousse. Nous constatons cependant un comportement asymptotique de la courbe d'efficacité du canal qui tend vers une valeur de 10%. La Figure 11 montre les mêmes mesures, mais cette fois-ci en gelant la valeur de la conductivité effective de la phase fluide à la valeur du fluide stagnant. Seul le coefficient d'échange volumique varie selon la loi que nous avons déterminée au chapitre 3. Nous observons cette fois-ci une évolution plus cohérente de l'efficacité globale du canal qui tend vers une valeur nulle. Nous montrons donc, qu'il existe un problème de détermination des valeurs des coefficients d'échanges volumiques indépendamment de la valeur de la dispersion.

4.4 Conclusions partielles

Nous mettons donc en évidence, qu'un coefficient d'échange pariétal n'est pas une propriété effective d'une mousse, mais une propriété apparente d'un canal où s'écoule un fluide donné. Le coefficient d'échange pariétal est la résultante de plusieurs phénomènes de transferts de chaleur : La convection directement entre le fluide et la paroi du canal, la conduction de la paroi vers la matrice solide de la mousse et la convection entre le fluide et la mousse. Il existe donc plusieurs paramètres influant sur ce coefficient d'échange : tout d'abord la taille du canal, ensuite les propriétés effectives de la mousse telles le coefficient d'échange volumiques, la conductivité effective de la matrice solide ou encore la dispersion thermique engendrée par la phase fluide. Nous définissons une efficacité de la mousse permettant quel est le pourcentage du volume de mousse rentrant efficacement en jeu dans les transferts globaux du canal.

Les performances globales d'un canal à mousse, et donc d'un échangeur, varient plus ou moins fortement avec des variations de ces propriétés. Nous montrons qu'il existe une largeur optimale de canal pour laquelle le coefficient d'échange pariétal sera maximal. Bien sûr cette largeur ne correspond pas à la largeur optimale pour avoir une efficacité maximale. Nous montrons donc que selon l'objectif souhaité, maintien en température d'une paroi ou refroidissement d'un fluide, le dimensionnement du canal ne doit pas être abordé de la même manière.

Nous montrons, ensuite, que l'augmentation du coefficient d'échange volumique seul n'est pas suffisante pour augmenter les performances globales du canal. En effet, plus le coefficient d'échange volumique sera grand, plus la matrice solide échangera avec le fluide et plus la zone d'échange se réduira au proche voisinage de la paroi du canal. L'efficacité de la mousse s'effondre donc et les performances du canal ne sont pas accrues.

L'échange convectif doit être couplé à la conduction de la chaleur dans la matrice solide. Nous montrons qu'une augmentation de la conductivité effective de la mousse permet une

augmentation des performances globales du canal, le coefficient d'échange pariétal évoluant avec la racine carré de la conductivité effective.

Enfin, nous montrons que l'utilisation des corrélations de la littérature en termes de coefficient d'échange et de dispersion thermique n'est pas adaptée et mène à des résultats incohérents. Nous montrons, en autres, que la détermination des coefficients d'échanges volumiques dépend fortement des valeurs prises par la dispersion thermique.

Nous montrons que pour atteindre les performances souhaitées, les propriétés effectives de la mousse doivent être augmentées de façon simultanée. Nous constatons, en effet, que l'augmentation, à outrance, de chaque propriété ne permet pas d'atteindre l'efficacité thermique voulue.

5 Conclusions et perspectives

Dans ce chapitre, nous avons montré comment choisir une mousse adaptée à l'échangeur à dimensionner à partir des bases de données de propriétés générées au chapitre 3. Nous définissons un facteur de choix, dépendant de la configuration des transferts de chaleur, qui permet de choisir une mousse qui optimisera les transferts de chaleur en limitant la perte de pression engendrée.

Nous proposons une cellule de Kelvin optimisée pour application d'échangeur à mousse où les transferts de chaleur et la vitesse d'écoulement macroscopique sont perpendiculaires. Nous constatons que les performances atteintes par cette mousse ne sont pas satisfaisantes pour répondre aux demandes thermiques, mais qu'elle propose des pertes de charges très basses par rapport à un échangeur classiques.

Nous effectuons une étude paramétrique des différentes propriétés effectives afin de montrer quels gains de performances nous devons atteindre pour satisfaire à la demande de performances. Nous montrons donc qu'il est nécessaire d'augmenter simultanément les différentes valeurs de conductivité effectives, de coefficient d'échange volumique, de dispersions etc. ou encore que les dimensions du canal sont prépondérantes dans le gain de performances.

Il existe donc une nécessité d'optimisation multi échelle d'un canal à mousse passant tout d'abord par une amélioration de l'architecture globale de l'échangeur et ensuite par une amélioration de la texture des mousses.

Références Bibliographiques

- Bhattacharya, A., V. Calmidi, et al. (2002). "Thermophysical properties of high porosity metal foams." Int. J. Heat Mass Transfer **45**(5): 1017-1031.
- Bonnet, J.-P. (2007). Phénomènes de transport dans les mousses métalliques : Approche expérimentale des écoulements monophasiques et liquide-gaz PhD, Université de Provence
- Bonnet, J.-P., F. Topin, et al. (2008). "Flow laws in metal foams: compressibility and pore size effects." Transport in Porous Media **73**(2): 233-254.
- Brun, E., J. Vicente, et al. (2007). Geometrical measurement of real foams from 3D images. Metfoam 2007, Montreal.
- Delgado, J. M. P. Q. (2007). "Longitudinal and Transverse Dispersion in Porous Media." Chemical Engineering Research and Design **85**(9): 1245-1252.
- Ergun, S. (1952). "Fluid flow through packed columns." Chem. Eng. Prog **48**: 89-94.
- Hugo, J.-M., E. Brun, et al. (2011). Metal Foam Effective Transport Properties. Evaporation, Condensation and Heat transfer, Intech: 291.
- Hugo, J.-M., F. Topin, et al. (2010). From pore scale numerical simulation of conjugate heat transfer in cellular material to effective transport properties of real structures. IHTC 14, Washington.
- Mahjoob, S. and K. Vafai (2008). "A synthesis of fluid and thermal transport models for metal foam heat exchanger." International Journal of Heat and Mass Transfer **51**.
- Quintard, M. and S. Whitaker (1995). "Local thermal equilibrium for transient heat conduction: Theory and comparison with numerical experiments, ." International Journal of Heat and Mass transfer **38**: 2779 - 2796.
- Serret, D., T. Stamboul, et al. (2007). Transferts dans les mousses métalliques : Mesure du coefficient d'échange de chaleur entre phases Congrès de la SFT, SFT 07, Ille des Embiez.

CONCLUSION GENERALE

Cette de thèse comporte deux volets : Le premier, plutôt applicatif, concerne le design d'échangeurs à ailettes et à mousses ; le second, plus académique, adresse le problème des relations entre la texture des mousses métalliques et leurs propriétés thermophysiques effectives. Au terme de ce manuscrit, rappelons les faits marquants relatifs à ces deux parties.

Sur la première partie consacrée à l'amélioration des performances thermohydrauliques des échangeurs de chaleur Mota, trois points sont à retenir :

- La mise en place d'une méthode de dimensionnement multi-échelle adaptés aux batteries tubes-ailettes et aux échangeurs à mousse.
- Le développement et la caractérisation d'une architecture optimisée d'échangeur à mousse.
- L'optimisation structurale des échangeurs à ailettes de la gamme Mota. Des gains de 50% ont été obtenus en termes d'efficacité énergétique et les solutions proposées sont actuellement en production.

La deuxième partie de ce travail concerne l'analyse des mécanismes de transferts dans les mousses et de la détermination de leurs propriétés effectives. Nous avons développé une approche basée sur la modélisation des transferts et écoulements à l'échelle du pore -confortée par le développement de bancs expérimentaux de validation- pour déterminer ces propriétés. Nous avons réalisé une base de données de 900 mousses obtenues par élongation et cisaillement d'une cellule périodique de référence. Les propriétés effectives –tensorielles- de ces mousses ont été mesurées et leur dépendance à la morphologie et aux propriétés thermophysiques des phases a été étudiée.

D'un point de vue académique, la poursuite de ce travail passe naturellement par la détermination des relations formes/propriétés effectives pour la dispersion thermique, le coefficient d'échange volumique et le coefficient inertiel. En outre, ces trois propriétés présentent une dépendance à l'orientation de la vitesse superficielle de l'écoulement par rapport à la géométrie de la mousse. L'impact de l'orientation relative des flux de chaleur et de la vitesse sur ces propriétés doit également être approfondi.

Dans un deuxième temps, d'autres variantes de la morphologie des mousses doivent être générées pour cerner plus précisément les relations entre les formes et les propriétés de transfert –par exemple, variation de la forme des brins, de la tortuosité à taille de pores constante,

D'un point de vue plus applicatif, les quelques paragraphes du chapitre 4 illustrent la démarche naturelle de poursuite des travaux :

- Optimisation des géométries des échangeurs et des mousses selon les conditions applicatives : un échangeur optimisé pour une dissipation d'énergie par convection naturelle n'aura pas la même architecture globale, ni la même texture de mousse qu'un échangeur Mota.
- Les gains de performances pour les échangeurs de chaleur modernes passent par une démarche multi-échelle intégrée à tous les niveaux.

ANNEXES

1 Mesures Instationnaires (méthodes flash) de conductivités effectives.

Pore scale direct numerical simulation allows modeling the previous experimental device. The foam sample is initialized at 20°C and then heated on the front face during 60s. Heat flux is imposed with convective condition ($h=10\text{W/m}^2\text{K}$, $T=20^\circ\text{C}$) to model thermal radiation experimentally imposed. On the opposite face, there is only convection. Other faces are considered as adiabatic. After heating period, the sample is cooling by convection on both, front and rear face.

On Figure 12, mean temperature for several plane sections along the main flow axis are plotted for ERG 20PPI foam. On the rear face, temperature signal is such as expected from one dimensional model used in the experiments. During the first 20seconds temperature gradient are not established. After this period, gradients, thus heat fluxes are quasi constant. 20 seconds after the end of the heating period, the temperature is homogeneous everywhere in the foam. Figure 13 shows averaged temperature gradient between two consecutives plane sections versus time. Heat fluxes are quickly established in the vicinity of the heated face. When heat flux is stopped, gradient are decreasing and inversed in the first part of the foam, the sample is cooling by both rear and front face.

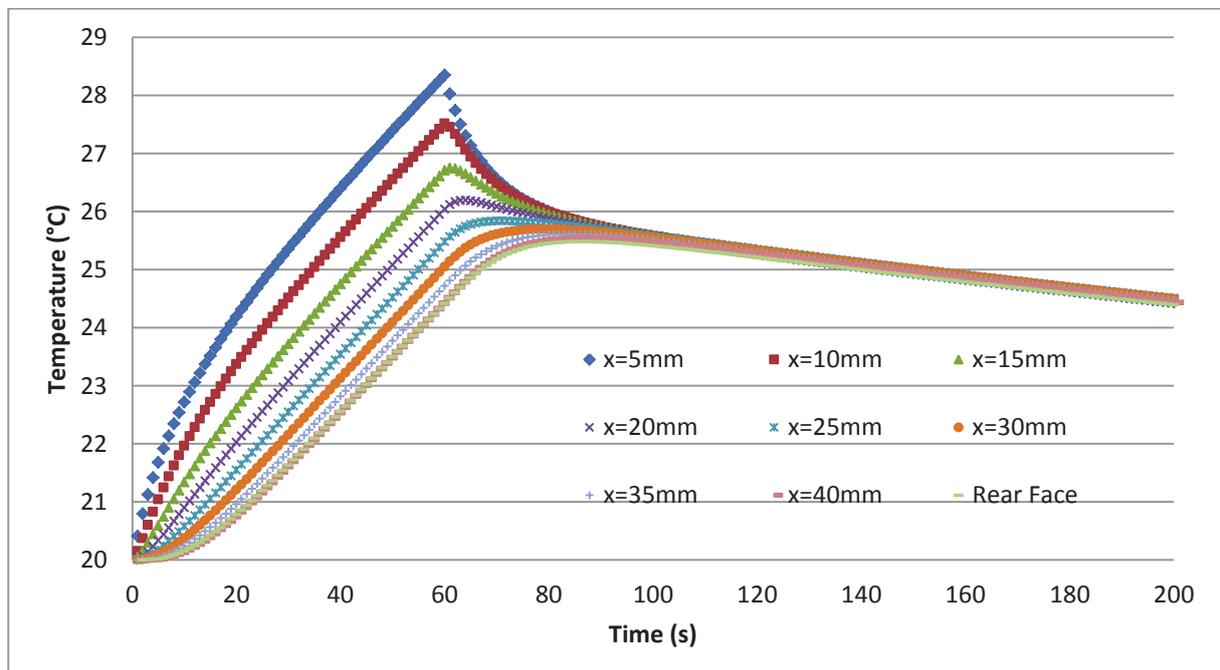


Figure 12. Mean temperature on different plane sections along the main heat flux axis during the experiments. ERG 20PPI

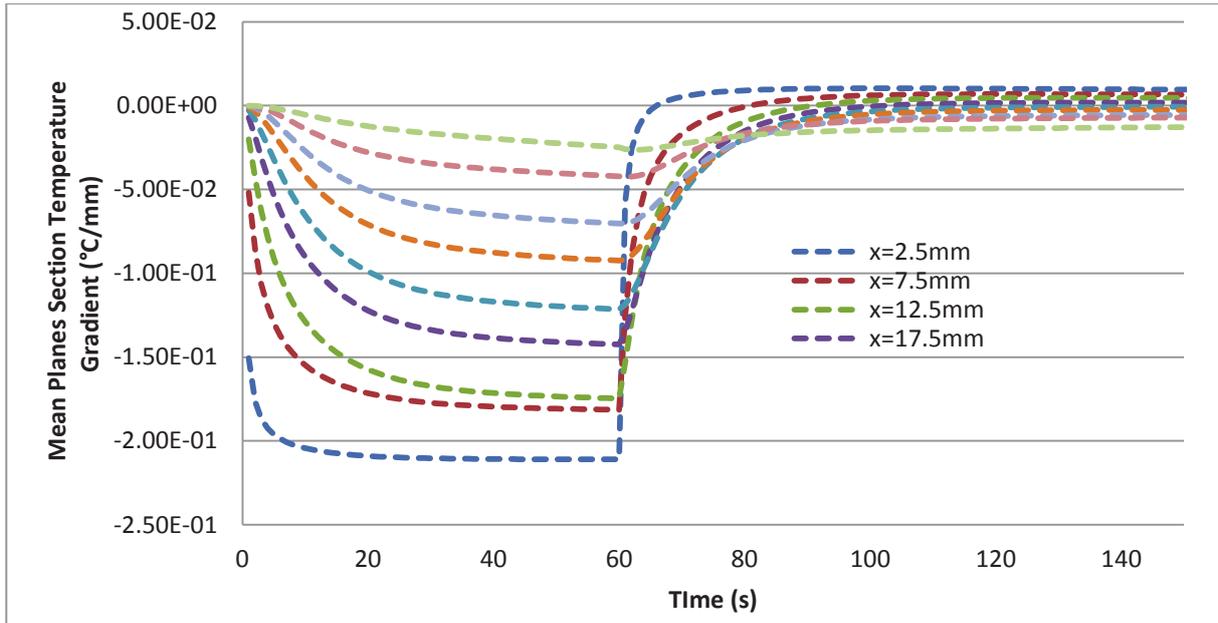


Figure 13. Mean temperature gradient for several plane section along the main heat flux axis during the expirement.

For an equivalent homogeneous media, equation 10 leads to the definition of thermal diffusivity tensor defined by conductivity tensor divided by foam density and heat capacity. In this section, we propose to compare numerical simulation carried out on ERG 20PPI sample and on its equivalent homogeneous media using its effective thermal conductivity tensor previously determined. Figure 14 shows rear faces temperature for ERG 20PPI real foam structure and its equivalent homogeneous media during the same experiment previously described for each direction. We can observe that thermal effective conductivity modify rear face temperature only during the heating period. During the cooling period, temperatures are equal and depend on convective heat transfer coefficient between foam surface and outside.

We can also observe that an important variation of conductivity in each direction (more than 25% - $k_{xx}=4.83$, $k_{yy}=6.01$ and $k_{zz}= 7.36$) leads to a very small variation of temperature on the rear face (less than 5%) and a very low temperature difference (less than 0.5°C). The precision of the temperature measure is thus very important for the experimental device.

Figure 15 shows the normalized difference of temperature between homogeneous media and real structure.

(Quintard and Whitaker 1995) proposed a numerical experiments to compare equivalent homogeneous porous medium to glass beads porous medium. The system is originally in local thermal equilibrium at 0°C . At $t=0$, temperature is imposed at 100°C on one face. Then, we let the system reach a steady state. For different time mean temperature profile for several plane sections are plotted along the main heat flux axis. Figure 16 shows these temperature profiles for both model. We can observe that at very short time, homogeneous medium and real structure differ in vicinity of the heated wall.

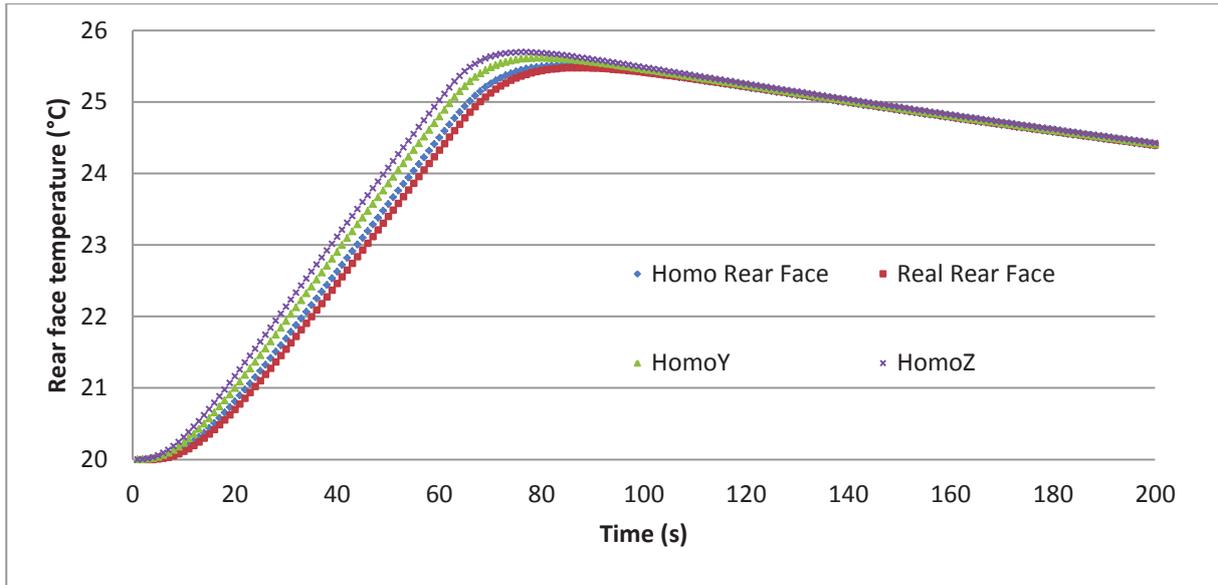


Figure 14. Mean temperature measured on rear face for both real ERG 20PPI foam structure and its equivalent homogeneous media during an experiment.

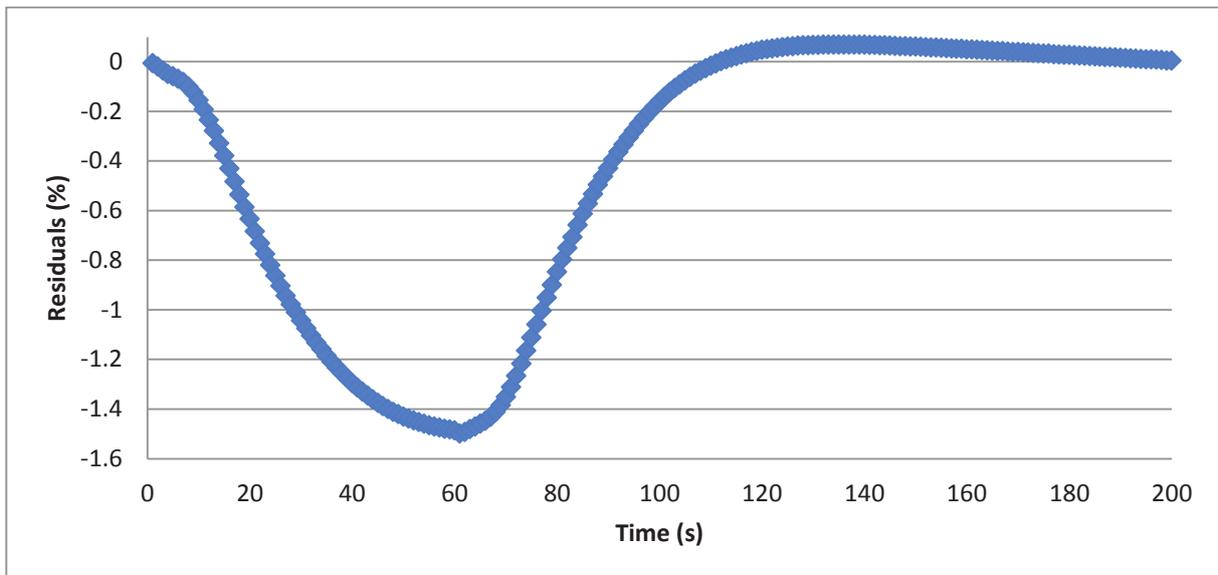


Figure 15. Residuals. Difference of normalized temperature between each model during the experiments.

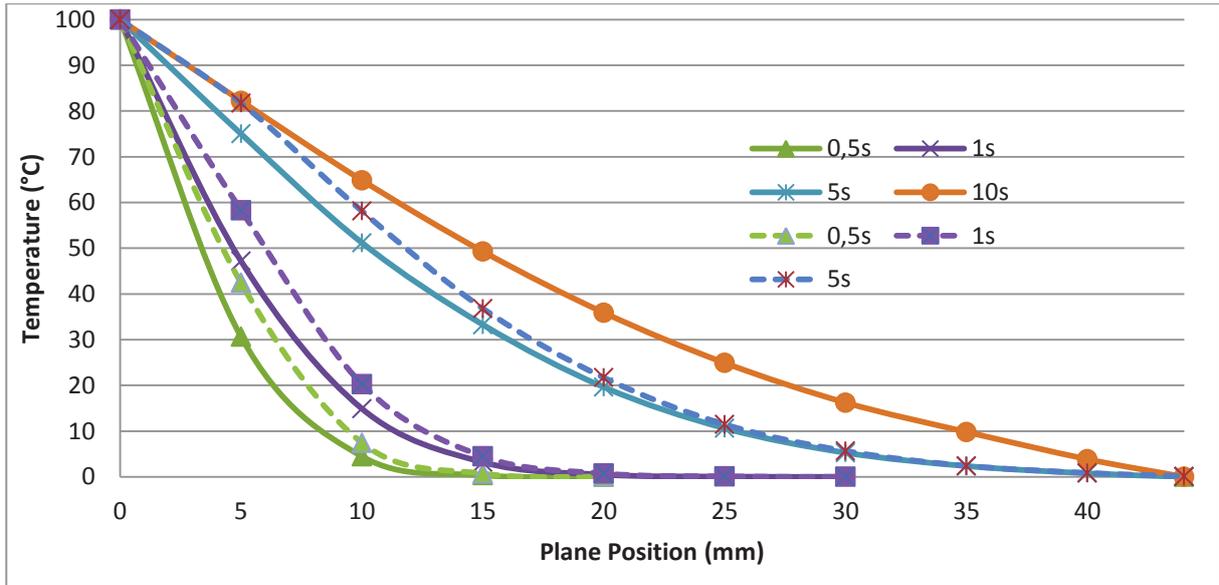


Figure 16. Temperature profile along the main flux axis for real foam structure pore scale numerical simulation (line) and its equivalent homogeneous medium (dash-line) for different time steps.

2 Base de données des mesures de conductivités effectives en fonction des paramètres de cisaillement d'une cellule de Kelvin.

3 Base de données des mesures de perméabilité en fonction des paramètres de cisaillement d'une cellule de Kelvin.