

Prise en compte d'effets de mouillage dans la simulation d'écoulements dans des milieux fibreux.

L. Chevalier¹, P.-J. Liotier¹, J. Bruchon¹, S. Drapier¹

¹ Chaire Hexcel - Mines Saint-Étienne
Centre SMS & LGF UMR CNRS 5307 Mines Saint-Étienne - Université de Lyon
158, Cours Fauriel, CS 62362 F-42023 Saint-Étienne cedex 2
{loic.chevalier,liotier,bruchon,drapier}@emse.fr

Résumé — Cette étude établit une stratégie numérique pour la prise en compte de tensions de surface dans les équations de Stokes afin de traiter les effets capillaires. Le problème fluide est résolu par la méthode des éléments finis, stabilisée par une méthode sous-grille. La tension de surface sera considérée comme une condition de Neumann puis comme une force motrice imposée sur un front de fluide décrit par une approche *level-set*. Une réécriture mathématique de cette force évitera d'imposer fortement l'angle de contact, englobant la modélisation de la mouillabilité

Mots clés — Tensions de surface, procédé par infusion (LRI), Stokes, stabilisation sous-grille, discontinuités.

1 Introduction

Les effets capillaires se manifestent dans la vie quotidienne lorsque par exemple le bout d'un sucre est trempé dans du café, le café va remonter par effet capillaire dans le sucre. Ces effets se produisent aux interfaces entre deux phases non-miscibles dus aux tensions de surface. Ces forces jouent un rôle important dans différents domaines tels que la géologie, la biomécanique ou encore les milieux fibreux. Les travaux présentés s'inscrivent dans le cadre d'une chaire industrielle entre Mines Saint Étienne et l'entreprise Hexcel pour la modélisation des procédés de fabrication par infusion LRI (Liquid Resin Infusion) de structures composites. La spécificité du travail consiste à prendre en compte les effets capillaires à l'échelle des fibres lors du procédé de fabrication, à la fois pour être intégrés dans une approche multi-échelle [1] et pour comprendre les mécanismes locaux qui régissent la création, la coalescence, et le transport des porosités lors de l'imprégnation. Pour ce faire, une méthode de résolution éléments finis est utilisée pour décrire l'avancée de résine entre les fibres, implémentée dans le logiciel de calcul Zebulon [4]. La distinction entre les différents fluides est faite par l'intermédiaire d'une fonction *level-set* [10] convectée par la vitesse du fluide. La présentation s'articulera en trois parties : tout d'abord une introduction sur le procédé à modéliser et la restriction au problème fluide, ensuite la présentation de la modélisation du problème fluide et enfin des exemples applicatifs de validation.

1.1 Cas des procédés par infusion de résine

Les phénomènes de mouillage que l'étude cherche à décrire sont en lien avec les procédés de fabrication par infusion (Liquid Resin Infusion - LRI), qui sont une sous famille des procédés par voie liquide (Liquid Composite Moulding - LCM) comportant également le procédé par injection RTM (Resin Transfert Moulding). Alors que la différence de pression entre l'entrée et la sortie est contrôlée dans le cas du procédé RTM, elle est imposée dans le procédé de fabrication LRI. La résine, entrant à pression atmosphérique a pour force motrice le vide tiré en sortie, comme le montre la Figure 1. Le procédé LRI est avantageux pour de grandes pièces de faible épaisseur car la résine s'écoule dans le sens transverse au plan des préformes fibreuses. De plus, le coût de fabrication est aussi moindre. Contrairement au procédé RTM, le LRI ne nécessite pas l'utilisation d'un contre moule, ayant un impact significatif sur le coût de l'outillage. En effet, la différence de pression entre l'entrée et la sortie est au maximum d'un bar. Cependant, l'un des enjeux motivant ce travail, est la formation ainsi que le contrôle du taux final de porosités dans la pièce qu'il est absolument nécessaire de maîtriser pour viser la qualité attendue dans le domaine

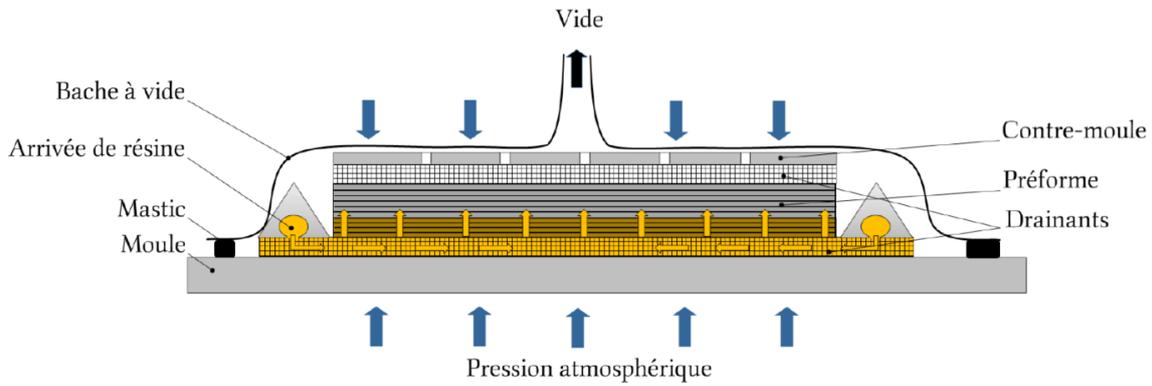


FIGURE 1 – Procédé de fabrication LRI. [5]

aéronautique.

1.2 Stratégie de modélisation

Le problème est complexe par la variété de physiques et d'échelles des phénomènes. Quatre domaines en interaction peuvent être distingués pour simuler ce procédé d'élaboration. La mécanique du solide, pour modéliser le comportement mécanique des fibres, la mécanique des fluides, pour l'avancée de la résine dans la préforme, la thermique, pour modéliser les transferts de chaleur et enfin la cinétique de réticulation de la résine au cours du procédé. Ce papier traitera uniquement de la partie mécanique des fluides. L'infusion de la résine peut être interprétée à différentes échelles. A l'échelle macroscopique, la préforme peut être considérée comme un matériau homogène équivalent. Un paramètre de perméabilité permet de rendre compte du comportement poreux de la préforme par une loi homogénéisée, l'équation de Darcy, postulant une proportionnalité entre le débit et le gradient de la pression. Ce modèle permet de considérer l'écoulement à l'échelle de la pièce, mais il ne permet pas d'accéder à l'écoulement à l'échelle de la fibre.

L'échelle microscopique, ou l'échelle de la fibre, est une échelle assez détaillée pour représenter les fibres au sein de la microstructure. A cette échelle, les effets capillaires contre-balancés par la gravité vont créer une force qui pourra être réinjectée dans l'équation de Darcy, à l'échelle macroscopique, pour tenir compte des effets de confinement [1]. C'est à cette échelle locale que s'inscrit la suite de l'article.

1.3 Milieu à double échelle de porosités induites

Les porosités apparaissant lors de l'imprégnation du renfort fibreux sont néfastes à la santé matière de la pièce. Ces bulles d'air emprisonnées deviennent des points d'amorce de fissures lors de sollicitations mécaniques. Les fibres peuvent être rassemblées par paquets appelés torons permettant par exemple

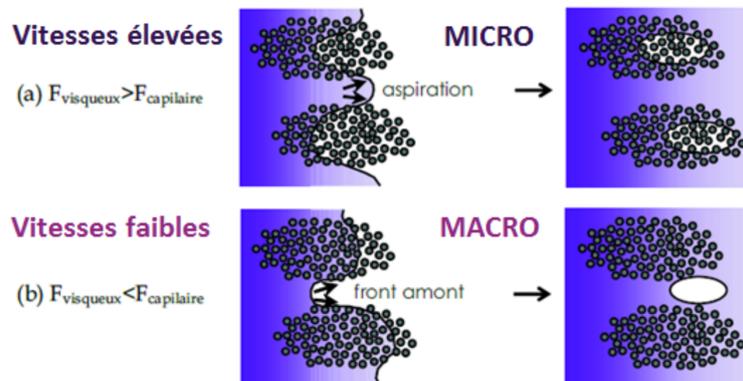


FIGURE 2 – Deux types de mécanismes de formation de micro ou macro-porosités. (a) Effets capillaires faibles (b) Effets visqueux faibles [9].

le tissage. L'espacement entre torons est supérieur à l'espacement entre les fibres. Par conséquent, les effets capillaires seront supérieurs au sein d'un toron (entre les fibres) et les effets visqueux auront une influence plus grande sur le fluide entre les torons. Le nombre capillaire (Ca) défini comme le rapport entre les forces visqueuses et la tension de surface est un paramètre adimensionnel permettant d'évaluer l'influence respective des deux effets. Comme illustré par la Figure 2, une vitesse élevée du fluide aura tendance à piéger les porosités entre les fibres ($Ca > 1$, micro porosités) alors que de forts effets capillaires accélèrent le fluide dans les torons renfermant des porosités entre les torons ($Ca < 1$, macro porosités). C'est à cette échelle que les phénomènes peuvent être captés par un modèle numérique pertinent.

2 Modélisation de l'écoulement de la résine

La modélisation a pour but de rendre compte des effets capillaires dans une microstructure. Deux problèmes seront résolus, le premier sera le problème de mécanique des fluides, ici la résine et l'air, et le deuxième, le problème *level-set* permettant de déplacer le front entre la résine et l'air à chaque incrément de temps. La partie solide est décrite par une partie du bord du maillage (interface ψ) où s'appliqueront donc deux tensions de surface (Solide/Liquide et Solide/Gaz) alors que le front de fluide (ϕ) Liquide/Gaz sera décrit par une fonction *level-set* sur le maillage. Le problème est résolu sur le domaine Ω ayant pour frontière Γ . Les indices D, N et M signifient Dirichlet, Neumann et condition Mixte. Ces trois parties ne s'intersectent pas et sont des partitions de la frontière du domaine Ω (voir Figure 3).

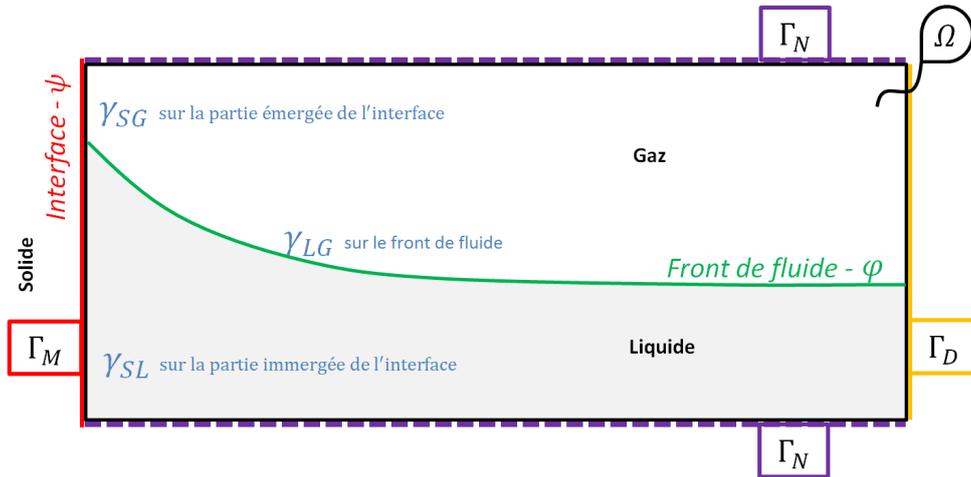


FIGURE 3 – Domaine de résolution

γ est la tension de surface variant en fonction des phases qu'elle sépare (Liquide/Gaz, Solide/Liquide ou Solide/Gaz). Les fluides sont supposés Newtoniens et incompressibles. Les effets d'inertie sont négligés et par conséquent l'équation de conservation de quantité de mouvement sera résolue sous la contrainte de conservation de la masse, donnant lieu au système de Stokes en vitesse et pression (\underline{v}, p)

$$\begin{aligned} 0 = \underline{\nabla} \cdot \underline{\underline{\sigma}} + \rho \underline{g} &\iff 0 = -\underline{\nabla} p + \mu \Delta \underline{v} + \rho \underline{g} && \text{sur } \Omega \\ \underline{\nabla} \cdot \underline{v} &= 0 && \text{sur } \Omega \end{aligned} \quad (1)$$

avec $\underline{\underline{\sigma}}$ le tenseur des contraintes de Cauchy évalué respectivement pour chacun des fluides, μ la viscosité et ρ la densité égales respectivement à celle de chaque fluide (gaz ou liquide) ainsi que \underline{g} l'accélération de la pesanteur.

2.1 Conditions aux bords

Pour résoudre le problème bifluide (Figure 3) entre le temps initial t_0 et le temps final t_f , différentes conditions (Neumann *i.e* condition sur la contrainte normale $\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n}$ ou Dirichlet *i.e* condition sur la vitesse)

seront imposées sur le contour du domaine, noté ici Γ .

$$\begin{aligned} \underline{v} &= \bar{\underline{v}} && \text{sur } \Gamma_D \times (t_0, t_f) \\ \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n} &= -p_{\text{ext}} \underline{n} && \text{sur } \Gamma_N \times (t_0, t_f) \\ \underline{v} \cdot \underline{n} &= 0, \underline{S}_1 \cdot \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n} = r_1, \underline{S}_2 \cdot \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n} = r_2 && \text{sur } \Gamma_M \times (t_0, t_f) \end{aligned} \quad (2)$$

où les vecteurs \underline{S}_1 et \underline{S}_2 (en trois dimensions) engendrent l'espace tangent à Γ_M et \underline{n} la normale extérieure au domaine.

De plus, dû à la présence de trois phases, l'équation de Laplace doit être vérifiée à la limite entre chaque couple de phases pour décrire le saut de contrainte

$$\underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{n} \Big|_{\text{interface } (\psi)^+ \text{ front de fluide}(\varphi)} = \gamma C \underline{n} \quad (3)$$

avec C la courbure et γ la tension de surface entre deux des phases. γ est une notation générique et se déclinera dans la suite en fonction du couple considérée (Liquide/Gaz, Solide/Gaz et Solide/Liquide). La ligne à l'intersection entre les différentes phases, liquide, gaz et solide est appelée ligne triple (ou point triple en deux dimensions). La condition d'équilibre des forces le long de la ligne triple s'écrit

$$\gamma_{LG} \underline{t}_1 + \gamma_{SG} \underline{t}_2 + \gamma_{SL} \underline{t}_3 = 0 \quad (4)$$

où les γ_{ij} représentent les différentes tensions de surface (voir Figure 4). Cette équation doit être vérifiée au point triple.

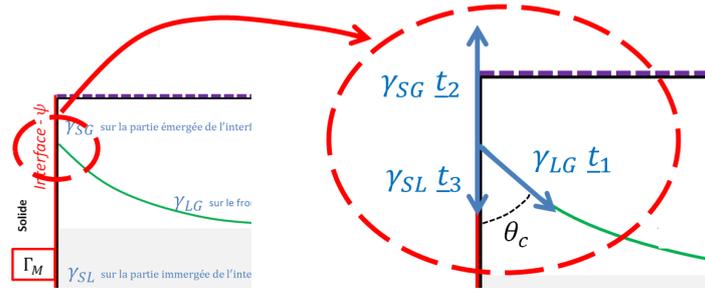


FIGURE 4 – Équilibre des forces au point triple où θ_c représente l'angle de contact.

2.2 Formulation faible

Pour résoudre le problème par éléments finis, la formulation faible mixte est écrite en vitesse/pression. Les espaces de résolution sont classiquement les espaces de Lebesgue des fonctions de carré intégrables $\mathcal{L}^2(\Omega)$ et l'espace de Sobolev $\mathcal{H}^1(\Omega) = \{\underline{v} \in \mathcal{L}^2(\Omega) \mid \nabla \underline{v} \in \mathcal{L}^2(\Omega)^{d \times d}\}$ avec d la dimension du domaine. Le problème à résoudre s'écrit : trouver $\underline{v} \in \mathcal{H}_D^1(\Omega) = \{\underline{w} \in \mathcal{H}^1(\Omega) \mid \underline{w} = 0 \text{ sur } \Gamma_D \text{ et } \underline{w} \cdot \underline{n} = 0 \text{ sur } \Gamma_M\}$ et $p \in \mathcal{L}^2(\Omega)$ telles que

$$\begin{aligned} & - \int_{\Omega} p \nabla \cdot \underline{w} dV + \int_{\Omega} \mu \nabla \underline{v} : \nabla \underline{w} dV - \int_{\Omega} q \nabla \cdot \underline{v} dV \\ & = \int_{\Gamma_M} (r_1 \underline{S}_1 + r_2 \underline{S}_2) \cdot \underline{w} dS + \int_{\Gamma_N} -p_{\text{ext}} \underline{n} \cdot \underline{w} dS + \int_{\Gamma_{\psi+\varphi}} \gamma C \underline{n} \cdot \underline{w} dS + \int_{\Omega} \rho \underline{g} \cdot \underline{w} dV \end{aligned} \quad (5)$$

pour tout $\underline{w} \in \mathcal{H}_D^1$ et $q \in \mathcal{L}^2(\Omega)$.

Les tensions de surface sur les solides (Solide/Gaz et Solide/Liquide) sont appliquées sur le bord du maillage. Cependant, le front de fluide, entre les deux fluides, doit être représenté explicitement pour pouvoir y appliquer la force de tension de surface. Cela est obtenu par l'utilisation d'une fonction *level-set* et la méthode SLR (Surface Local Reconstruction) consistant à approcher le front de fluide par une surface linéaire par morceaux. Le choix d'utiliser une méthode d'intégration exacte, au lieu d'une méthode de transformation de l'intégrale surfacique en une intégrale volumique (méthode CSF) est motivé par les travaux de D.Pino [11].

Enfin, l'équation de Stokes sera résolue par éléments finis en utilisant des approximations linéaires en vitesse et pression au sein de l'élément. Ces éléments ne vérifiant pas la condition de stabilité de Ladyzenskaia-Babushka-Brezzi, une stabilisation *Algebraic SubGrid Scale* décrite par R. Codina [7] sera utilisée. L'idée directrice de la stabilisation est de décomposer la vitesse et la pression comme la somme d'une solution aux échelles éléments finis et sous-grille. La solution sous-grille doit alors être modélisée. Par choix, la vitesse à l'échelle sous-grille s'écrit proportionnellement au résidu éléments finis de l'équation de conservation de mouvement et le terme de pression sous-grille est pris proportionnel au résidu éléments finis de l'équation de conservation de la masse.

2.3 Calcul du terme de tension de surface

Écrire la tension de surface en fonction de la courbure génère le problème numérique du calcul de cette dernière. En effet, la courbure est la divergence du gradient de la fonction *level-set*, et son calcul nécessite donc une approximation au minimum quadratique de la fonction *level-set*. Une intégration par partie supplémentaire permet de retrouver la formulation donnée par G.C. Buscaglia [6] se lisant

$$\sum_i \int_{\Gamma_i} \gamma_i C \underline{n} \cdot \underline{w} dS = \int_{\partial \Gamma_{\text{ligne triple}}} (\gamma_{LG} t_1 + \gamma_{SG} t_2 + \gamma_{SL} t_3) \cdot \underline{w} dl - \sum_i \int_{\Gamma_i} \gamma_i (\underline{I} - \underline{n} \otimes \underline{n}) : \underline{\nabla} \underline{w} dS \quad (6)$$

où la somme sur i décrit la somme sur les différentes limites (entre Liquide/Gaz, Solide/Gaz et Solide/Liquide). L'intégrale linéique représente la condition d'équilibre du point triple. Cette intégrale sera choisie nulle pour imposer faiblement l'équilibre mécanique au point triple.

Enfin l'équation (5) sera résolue au temps $n + 1$ sur la configuration calculée à t_n . Afin d'éviter les limitations sur le pas de temps dues à cette approche explicite, une approche semi-implicite décrite par G.C. Buscaglia [6], reprenant les travaux de Bānsch [3] et Dziuk [8] sur l'opérateur de Laplace-Beltrami, sera utilisée. La modification est donnée par l'équation

$$\begin{aligned} \int_{\Gamma_i^{n+1}} \gamma_i (\underline{I} - \underline{n} \otimes \underline{n})^{n+1} : \underline{\nabla} \underline{w} ds \\ \approx \int_{\Gamma_i^n} \gamma_i (\underline{I} - \underline{n} \otimes \underline{n})^n : \underline{\nabla} \underline{w} ds + \Delta t \int_{\Gamma_i^n} \gamma_i (\underline{\nabla} \underline{v}^{n+1} (\underline{I} - \underline{n} \otimes \underline{n})^n) : \underline{\nabla} \underline{w} ds \end{aligned}$$

où les indices n et $n + 1$ représentent les temps auxquels les quantités sont évaluées et Δt le pas de temps.

2.4 Sauts de pression et du gradient de pression

La physique sous-jacente que l'on cherche à capturer comporte des sauts de pression et de gradient de pression. Le saut de contrainte au front de fluide s'écrit

$$\left[-(p_2 - p_1) \underline{I} + 2(\mu_2 - \mu_1) \underline{\dot{\epsilon}}(\underline{v}) \right] \underline{n} = \gamma_{LG} C \underline{n} \quad (7)$$

la vitesse au front étant continue et $\underline{\dot{\epsilon}}(\underline{v}) = \frac{1}{2}(\underline{\nabla} \underline{v} + \underline{\nabla}^T \underline{v})$. Par conséquent, un saut de pression peut avoir deux sources : une tension de surface (lorsque la courbure est non nulle) ou un saut de viscosité (en présence de cisaillement).

Une autre spécificité d'un écoulement bifluide est le saut de gradient de pression. En effet, le saut de masse volumique au front de fluide entraîne une discontinuité du gradient de pression. Par exemple, à l'équilibre et sous l'effet de la gravité, la pression dans les deux fluides est égale à $\rho g z$, avec pour gradient ρg , d'où la discontinuité lors du changement de masse volumique.

Connaissant la physique à capturer, *i.e* sauts de pression et de son gradient, il apparaît que l'approximation linéaire en pression classique ne sera pas suffisante pour capter ces spécificités. La formulation présente conduit à l'apparition de courants parasites venant interférer avec la solution numérique. Afin de les limiter, la méthode d'enrichissement de la pression proposée par Ausas [2] est utilisée. Elle consiste à enrichir le champ de pression en ajoutant deux degrés de liberté, associés à des fonctions de forme discontinues, qui seront re-condensés dans l'élément. Uniquement les éléments coupés par le front liquide/gaz auront un espace de pression enrichi.

3 Applications

3.1 Montée capillaire contre une paroi

Pour vérifier le modèle, le premier cas test est une montée capillaire contre une paroi constituée de cellulose. Le liquide est du diiodométhane et le gaz est de l'air. Le choix des matériaux est motivé par la connaissance de valeurs expérimentales issues de la même équipe [13] et d'un cas avec une mouillabilité moyenne, l'angle de contact étant compris entre 0 et 90°. Ce cas test présente l'avantage de posséder une solution analytique connue.

$$x - x_0 = \kappa^{-1} \cosh\left(\frac{2\kappa^{-1}}{y}\right) - 2\kappa^{-1} \left(1 - \frac{y^2}{4\kappa^{-2}}\right)^{1/2} \quad (8)$$

où x_0 est la distance telle que l'équation donne $z = h = \sqrt{2}\kappa^{-1}(1 - \sin\theta_c)^{1/2}$, la hauteur, à la position $x = 0$ (i.e. contre le mur), avec θ_c l'angle de contact (voir Figure 5). La longueur capillaire κ^{-1} se calcule par la formule $\kappa^{-1} = \sqrt{\gamma/\rho g}$.

Initialement, le front entre le liquide et le gaz est une ligne horizontale à l'altitude $y = 0,5$ cm. Les données du modèle sont des données expérimentales antérieurs de M.F. Pucci [13].

TABLE 1 – Valeurs d'entrée du modèle

	Solide/Gaz	Liquide/Gaz	Solide/Liquide
Tension de surface (N/m)	$54,7 \times 10^{-3}$	$50,8 \times 10^{-3}$	$25,9 \times 10^{-3}$

	Gaz	Liquide
Viscosité (Pa.s)	$1,71 \times 10^{-5}$	$2,76 \times 10^{-3}$
Densité (kg/m^3)	1,292	$3,325 \times 10^3$

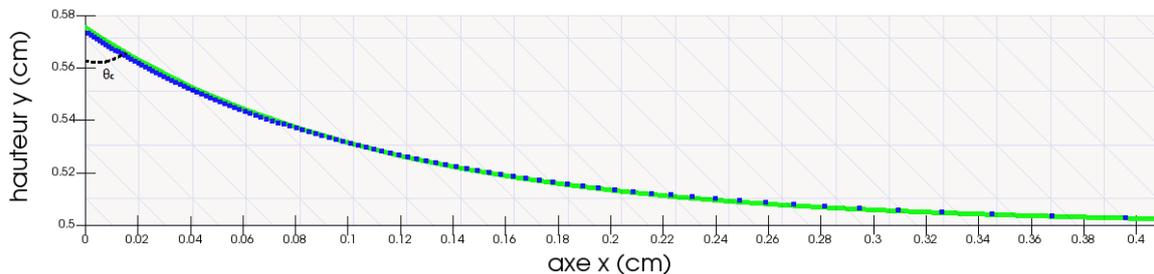


FIGURE 5 – Ménisque contre un mur (à gauche), comparaison entre la solution éléments finis (verte) et la solution analytique (bleue).

Comme le montre la Figure 5, il y a une bonne concordance entre le ménisque calculé et le ménisque théorique. Par ailleurs l'angle de contact n'est pas directement imposé dans la formulation présentée, mais pris en compte uniquement via les valeurs des tensions surfaciques. Il est important de constater que l'équilibre de Young donne un angle de contact théorique de 55,4° et que le ménisque calculé forme un angle de contact de 56,3°. Il est aussi essentiel de noter que ce résultat est obtenu sur un maillage qui n'est pas particulièrement raffiné (taille de maille $\approx 0,02$ cm) et que la forme du ménisque converge vers la forme analytique lorsque le maillage est raffiné.

Le Tableau 2 montre la convergence de la forme du ménisque lors du raffinement du maillage (le maillage $i + 1$ est raffiné deux fois dans chaque direction par rapport au maillage i). L'erreur est calculée avec la formule $\frac{1}{N} \sum_{i=0}^N |x_i^{\text{théorique}} - x_i^{\text{calculé}}|$ où N représente le nombre de points discrétisés sur l'intervalle $[0; 0,4]$.

TABLE 2 – Convergence du ménisque avec raffinement du maillage

	Maillage1	Maillage2	Maillage3
Erreur (cm)	$4,1 \times 10^{-3}$	$3,8 \times 10^{-4}$	$7,6 \times 10^{-5}$

3.2 Montée capillaire entre deux parois

Le deuxième cas test est une montée capillaire entre deux parois constituées de cellulose, suffisamment rapprochées (distance < longueur capillaire) pour permettre au fluide de monter par effet capillaire. Le liquide est du diiodométhane et le gaz est de l'air. La forme du ménisque n'étant pas connue analytiquement, le résultat numérique à l'équilibre sera comparé au résultat d'une autre méthode numérique (voir Figure 6) : une méthode de point fixe pour résoudre l'équilibre statique des forces. Connaissant la forme du ménisque, il est alors possible de remonter aux champs de pression et vitesse dans le domaine.

3.2.1 Point fixe - Équilibre des forces

L'équation d'équilibre du ménisque s'écrit

$$-\gamma \frac{f''(x)}{(1 + f'(x)^2)^{3/2}} + \rho g f(x) = 0. \quad (9)$$

avec $y = f(x)$ la fonction décrivant le ménisque. Une approche itérative est choisie pour résoudre l'équation (9) en évaluant à chaque itération le dénominateur de la fraction à l'itération précédente. L'équation est ainsi linéarisée et peut-être résolue par différences finies. Une condition sur la dérivée de la fonction f est utilisée $f'(0) = -1/\tan\theta_c$ et $f'(0.1) = 1/\tan\theta_c$ avec θ_c l'angle de contact théorique de 55.4° qui ici est une donnée.

3.3 Comparaison des résultats

La Figure 6 montre une bonne corrélation entre les valeurs issues du calcul par éléments finis en dynamique et l'approche du problème statique en différences finies. En effet, l'angle de contact vaut $56,6^\circ$ avec la méthode éléments finis. Le maillage utilisé en éléments finis est raffiné, 0.002 cm dans la direction x et 0.005 cm dans la direction y , par rapport au cas test précédent, 0.02 cm .

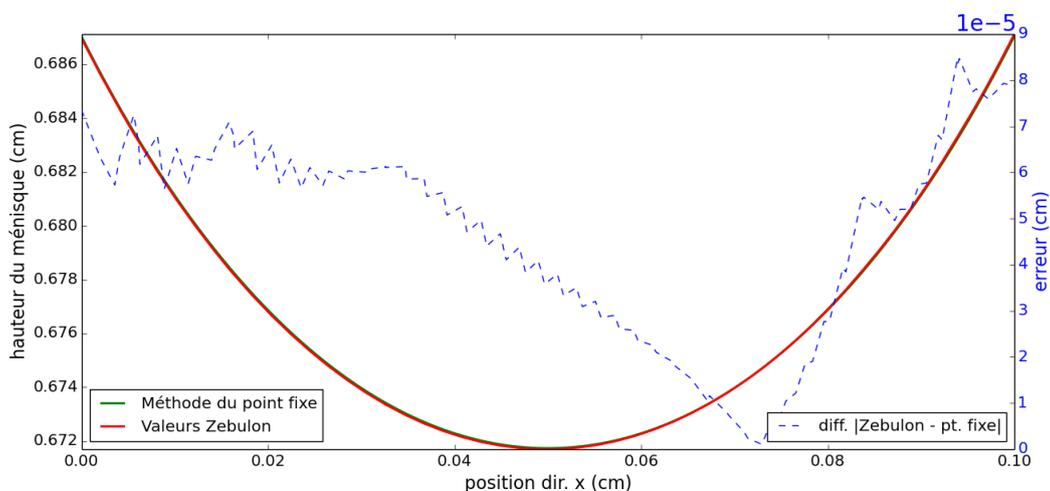


FIGURE 6 – Comparaison de la forme du ménisque entre deux parois obtenue avec les différentes méthodes numériques.

4 Perspectives

Dans ce papier, une méthode permettant de prendre en compte les tensions de surface a été exposée. La force de cette formulation est qu'elle ne nécessite pas le calcul de la courbure et permet ainsi de traiter les fibres non cylindriques comme c'est le cas pour les fibres naturelles. La suite de ce travail consiste à réaliser une montée capillaire dans un Volume Élémentaire Représentatif (VER) d'un arrangement de fibres en deux dimensions puis en trois dimensions. La hauteur d'équilibre permet alors de déduire une pression capillaire équivalente dans un milieu homogène tout en comparant à des valeurs identifiées expérimentalement à cette échelle [12]. Cette pression capillaire pourra ensuite être intégrée dans des simulations numériques à l'échelle de la pièce. Les écoulements dans des VER donneront aussi accès à des perméabilités numériques. Des formules de perméabilité existent pour des arrangements simples de fibres. Avec un modèle numérique robuste, il pourra être possible de calculer des perméabilités dans divers microstructures pouvant être vérifiées expérimentalement. Dans la continuité de la partie numérique, un choix pourra être fait entre inclure dans le modèle de Darcy des pressions capillaires ou alors augmenter la perméabilité pour rendre compte des forces capillaires.

Références

- [1] K. Andriamananjara, N. Moulin, J. Bruchon, S. Drapier *Comparaison des modèles de Darcy et de Brinkman pour la prise en compte des effets capillaires locaux dans la simulation des écoulements macroscopiques en milieux poreux*, Résumé CSMA 2017.
- [2] R.F. Ausas, G.C. Buscaglia *A new enrichment space for the treatment of discontinuous pressures in multi-fluid flows*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, 70 :829-850, 2011.
- [3] E. Bänsch *Finite element discretization of the Navier-Stokes equations with a free capillary surface*, Numer. Maths88, 203-235, 2001.
- [4] J. Besson, R. Foerch *Large scale object-oriented finite element code design*. Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 142(1-2) :165-187, 1997.
- [5] M. Blais, N. Moulin, P.-J. Liotier, and S. Drapier *Resin infusion-based processes simulation : coupled Stokes-Darcy flows in orthotropic preforms undergoing finite strain*, International Journal of Material Forming, 1-15, 2015.
- [6] G.C. Buscaglia, R.F. Ausas *Variational formulations for surface tension, capillarity and wetting*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 3011-3025, 2011.
- [7] R. Codina *A stabilized finite element method for generalized stationary incompressible flows*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 2681-2706, 2001.
- [8] G. Dziuk, C. Elliott *Finite elements on evolving surfaces*, IMA Journal of Numerical Analysis, 262-292, 2006.
- [9] M.K. Kang, W.I. Lee, H.T. Hahn *Formation of microvoids during resin-transfer molding process.*, Composites Science and Technology, 2427-2434, 2000.
- [10] S. Osher et J.A. Sethian *Fronts propagating with curvature-dependant speed : Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations*, Journal of Computational Physics, 79(1) :12-49, 1988.
- [11] D. Pino-Munoz, J. Bruchon, S. Drapier, F. Valdivieso *Sintering at particle scale : an Eulerian computing framework to deal with strong topological and material discontinuities*, Archives of Computational Methods in Engineering, vol. 21, 141-187, 2014.
- [12] M.F. Pucci, P.-J. Liotier, S. Drapier *Capillary wicking in a fibrous reinforcement - Orthotropic issues to determine the capillary pressure components*, Composites : Part A, 133-141, 2015.
- [13] M.F. Pucci, P.-J. Liotier, S. Drapier *Tensiometric method to reliably assess wetting properties of single fibers with resins : validation on cellulosic reinforcements for composites*, Colloids and Surface A, <http://dx.doi.org/10.1016/j.colsurfa.2016.09.047>.