

Relations structure-propriétés pour la neige

P. Hagenmuller¹, L. Védrine¹

¹ Université Grenoble Alpes, Université de Toulouse, Météo-France, CNRS, CNRM, Centre d'Etudes de la Neige, Grenoble, France, pascal.hagenmuller@meteo.fr

Résumé — La microstructure de la neige contrôle ses propriétés effectives, essentielles pour modéliser son comportement physique et mécanique au sein du système Terre. À partir de microtomographies 3D et de simulations numériques à champ complet, nous étudions les relations entre structure, décrite par des invariants morphométriques, et propriétés, i.e. conductivité thermique, diffusion de la vapeur, élasticité, viscoplasticité, sur un large ensemble de microstructures naturelles et synthétiques.

Mots clés — neige, structures-propriétés, microstructure, homogénéisation

1 Introduction

La neige est un matériau fascinant. Bien que sa composition soit simple — principalement de l'air et de la glace — son organisation tridimensionnelle en un polycristal poreux présente une diversité remarquable. Cette variabilité microstructurale résulte à la fois des mécanismes de formation des flocons dans l'atmosphère [1] et des transformations continues qu'ils subissent une fois déposés au sol [2]. La neige est en effet un matériau « chaud », dont la température se maintient le plus souvent à proximité de son point de fusion. Cet état thermique, combiné à une forte porosité pouvant atteindre 95%, favorise des évolutions structurelles rapides, qu'il s'agisse de déformations induites par la gravité [3], de transitions de phase localisées, ou encore d'un transport de masse par diffusion de vapeur [4] ou percolation d'eau liquide [5].

L'agencement de la glace et de l'air n'est pas seulement un objet de curiosité : il gouverne aussi les propriétés effectives de la neige, telles que sa conductivité thermique [6], sa perméabilité hydraulique [7], sa diffusivité de la vapeur d'eau [8], ses propriétés mécaniques [9] ou encore sa réflectance électromagnétique [10]. La connaissance précise de ces propriétés est cruciale dans de nombreuses applications. Par exemple, la neige recouvre une grande partie de la surface terrestre, et son albédo élevé ainsi que sa faible conductivité thermique influencent directement le climat. Elle constitue également une ressource en eau essentielle pour les écosystèmes et pour l'hydroélectricité lors de sa fonte printanière. Enfin, en terrain incliné, ses propriétés mécaniques contrôlent la formation et le déclenchement des avalanches [11].

Si les processus de transformation de la neige — ou métamorphismes — sont de mieux en mieux compris et modélisés [12], la traduction de ces évolutions structurelles en propriétés matérielles effectives demeure encore partielle [13]. L'incomplétude de la caractérisation microstructurale, combinée à la forte variabilité naturelle de la neige, constitue le principal obstacle à l'établissement de relations structure–propriétés robustes. Cependant, la généralisation de la tomographie appliquée à la neige [14], associée à la puissance de calcul et aux méthodes numériques aujourd'hui disponibles [15], permet désormais de simuler le comportement effectif de la neige directement à partir des propriétés de ses constituants et de leur agencement tridimensionnel. Une telle approche rend possible l'ajustement empirique de relations structure–propriétés fondées sur des expériences numériques. C'est cette approche que nous adoptons dans cette étude.

Si cette démarche est déjà bien établie en sciences des matériaux, et a été appliquée à certaines propriétés de la neige comme la conductivité thermique ou la diffusivité, l'originalité de notre étude réside dans son extension à un grand nombre de propriétés (conductivité, diffusivité, rigidité et viscosité) et à un large ensemble de microstructures, caractérisées au-delà de leur simple fraction solide. De plus, nous proposons un cadre général permettant, à partir de ce matériau modèle, de caractériser l'hétérogénéité

d'un processus donné au sein d'une microstructure donnée.

2 Structures

La figure 1 montre différentes microstructures de neige naturelle. Elles se distinguent notamment par leur fraction volumique de glace ainsi que par la taille, la forme et le degré de frittage des cristaux. Les propriétés morphologiques de la neige sont depuis longtemps reconnues comme des paramètres déterminants pour l'interprétation de son comportement physique et mécanique. Dès les années 1930, en Suisse, Bader et al. [16] ont proposé une première classification systématique de la morphologie des particules de glace constituant la neige, établissant également un protocole d'observation destiné à améliorer la prévision du risque d'avalanche. Cette approche a ensuite conduit à l'élaboration d'une classification internationale de la neige au sol, largement utilisée aujourd'hui. Dans ce cadre, les nivologues décrivent la microstructure de la neige sèche (c'est-à-dire dépourvue d'eau liquide) par sa fraction volumique et d'un ensemble de 37 classes morphologiques, identifiables sur une plaquette d'observation à l'aide d'une loupe x10.

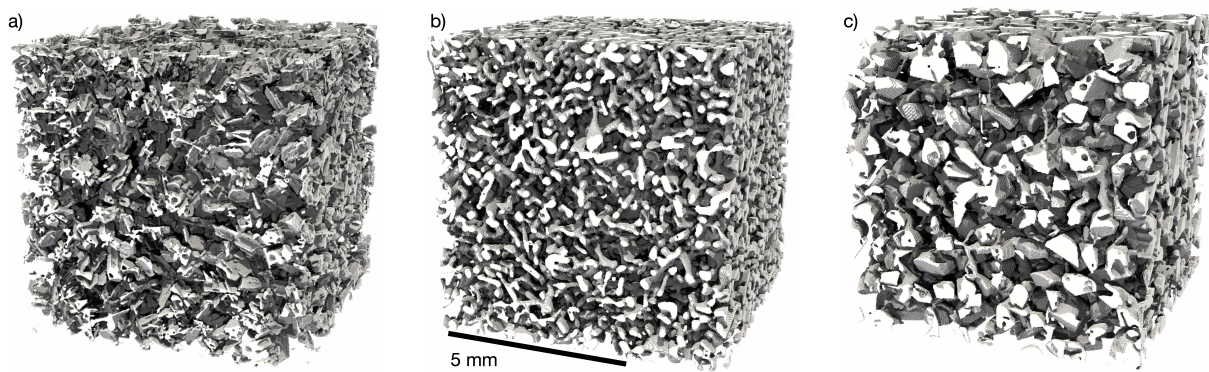


FIGURE 1 – Différentes microstructures de neige : a) neige récente, b) grains fins, c) givre de profondeur. La glace est représentée comme opaque, l'air comme transparent.

Les classes morphologiques sont, par nature, discrètes et ne permettent pas de représenter le continuum de formes observé dans la neige naturelle; de plus, leur évolution ne peut être décrite à l'aide d'équations différentielles. De nombreuses alternatives continues ont ainsi été proposées afin de compléter la caractérisation fournie par la seule fraction solide et de quantifier plus rigoureusement la taille et la forme des grains. Le rayon optique, défini comme $r_{\text{opt}} = 3V/S$ avec V le volume de glace et S l'aire de l'interface air-glace, a été introduit comme mesure de la taille caractéristique des particules de neige. Ce paramètre est fortement corrélé aux propriétés électromagnétiques de la neige dans le domaine visible et peut être mesuré de manière relativement aisée via la réflectance de la neige. Toutefois, les propriétés de transport (de proche en proche) de masse, de chaleur ou de force sont en première approximation invariantes d'échelle. Par conséquent, le rayon optique ne peut constituer un prédicteur pertinent pour ces propriétés. Dans le cadre de cette étude, il est donc nécessaire de recourir à des descripteurs de forme intrinsèquement invariants d'échelle.

La tomographie appliquée à la neige est devenue une technique courante. À une résolution typique de l'ordre de $10 \mu\text{m}$, l'essentiel des détails pertinents de la microstructure neigeuse peut être résolu. Plus généralement en science des matériaux, cette technologie a permis le développement d'un large ensemble de descripteurs morphologiques, calculables sur des images volumétriques préalablement segmentées entre les différentes phases du matériau. Parmi ces descripteurs, les fonctionnelles de Minkowski occupent une place particulière, car elles constituent mathématiquement une base pour un grand nombre de mesures morphométriques. En effet, Hadwiger a démontré que tout descripteur scalaire $f(\Omega)$ d'un objet binaire $\Omega \subset \mathbb{R}^k$ vers \mathbb{R} , invariant par rotation, additif, i.e.

$$f(\Omega_1 \cup \Omega_2) = f(\Omega_1) + f(\Omega_2) - f(\Omega_1 \cap \Omega_2)$$

et régulier s'écrit comme la combinaison linéaire de $k + 1$ fonctionnelles de Minkowski W_i . En 3D, ces

quatre fonctionnelles sont :

$$W_0 = \int_{\Omega} dV = V, \quad W_1 = \frac{1}{3} \int_{\partial\Omega} dS = \frac{1}{3}S, \quad W_2 = \frac{1}{3} \int_{\partial\Omega} \frac{\kappa_1 + \kappa_2}{2} dS = \frac{1}{3}H, \quad W_3 = \frac{1}{3} \int_{\partial\Omega} \kappa_1 \kappa_2 dS = \frac{2\pi}{3}\chi^1$$

avec V le volume de l'objet, S sa surface, (κ_1, κ_2) ses courbures principales locales, H sa courbure moyenne intégrale, et χ sa caractéristique d'Euler. Ces fonctionnelles constituent des mesures isotropes de la morphologie. Toutefois, la démarche pourrait être généralisée au cas anisotrope en recourant aux tenseurs de Minkowski, qui représentent l'extension directionnelle des fonctionnelles scalaires et permettent de quantifier l'anisotropie de forme, d'orientation et de courbure au sein d'un matériau.

Les W_i ne sont ni invariants d'échelle ni invariants par réplication. Autrement dit, leurs valeurs dépendent à la fois d'un changement d'échelle de l'espace de taille caractéristique L et du nombre n d'objets ou de cellules élémentaires contenus dans le domaine étudié Ω . Ainsi, une dilatation homogène de Ω ou une réplication du motif microstructural modifie systématiquement les W_i , ce qui limite leur utilisation directe comme descripteurs intrinsèques de la microstructure. On a notamment les dimensions suivantes $[W_0] = n[L]^3$, $[W_1] = n[L^2]$, $[W_2] = n[L]$, $[W_3] = n$. On peut définir trois invariants canoniques par

$$I_0 = \frac{V}{V_{\text{tot}}} = \Phi, \quad I_1 = \frac{W_0 W_2}{W_1^2}, \quad I_2 = \frac{W_2^3}{W_3^2 W_0}$$

I_1 et I_2 prennent la valeur 1 pour une sphère. Nous reconnaissons $I_0 = \Phi$, la fraction solide, qui mesure la quantité de matière par unité de volume. I_1 constitue une mesure de la compacité de la surface. La valeur de I_1 est élevée quand la surface est compacte (par exemple, un cube) et faible lorsque la surface "prend" de la place. I_2 permet de distinguer les surfaces convexes (par exemple, I_2 est faible pour une collection de sphères faiblement pénétrantes) des structures connexes et ramifiées (par exemple, I_2 est élevé pour un matériau de type latticiel).

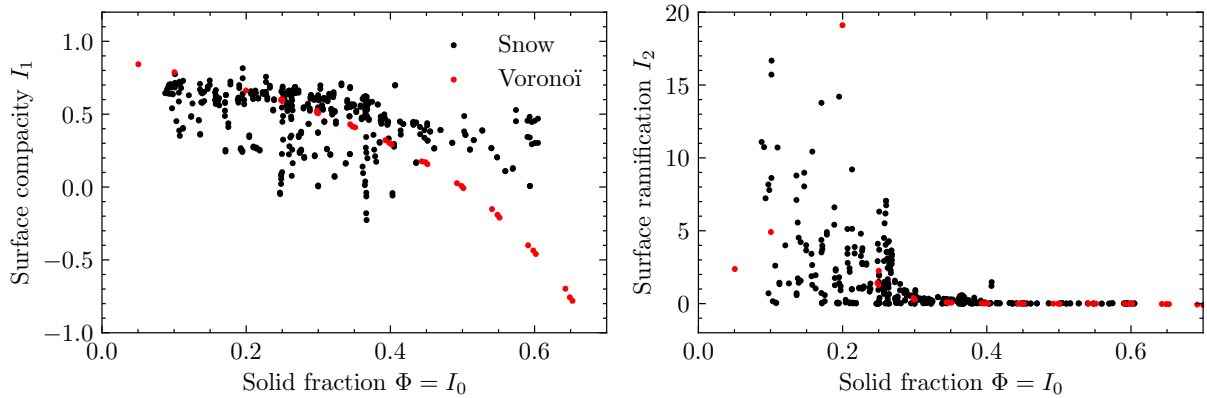


FIGURE 2 – Invariants morphométriques $I_{0,1,2}$ sur des microstructures naturelles de neige et des microstructures synthétiques générées par des cellules de Voronoï.

Nous utilisons ces trois invariants isotropes pour caractériser différentes microstructures de neige. Différents échantillons de neige, collectés sur le terrain ou dont l'évolution a été contrôlée en chambre froide, ont été rassemblés pour cette étude. Ils couvrent l'ensemble des types de neige saisonnière rencontrés sur Terre. Pour compléter cette base, nous avons également généré des microstructures synthétiques construites en remplaçant aléatoirement des cellules de Voronoï par des vides, jusqu'à atteindre la fraction solide cible.

La figure 2 montre la distribution des invariants pour l'ensemble des microstructures. La fraction solide de la neige naturelle se situe entre 0.1 et 0.6. L'invariant I_1 , qui quantifie la *compacité* de la surface, reste inférieur à celui d'une sphère. Il tend à décroître sensiblement lorsque la fraction solide diminue, reflétant la diminution marquée de la courbure moyenne lorsque Φ augmente. L'invariant I_2 , qui mesure la *ramification* de la surface, est proche de zéro pour des fractions solides supérieures à 0.3. Lorsque la fraction solide diminue, I_2 augmente généralement, avec toutefois une forte dispersion entre échantillons.

1. si $\partial\Omega$ est fermée

3 Propriétés

Nous calculons ici quatre propriétés effectives de la neige dont les processus sont homogénéisables à l'échelle d'un échantillon représentatif d'un motif microstructurel supposé isotrope : la conductivité thermique k_T , le coefficient de diffusion de la vapeur d'eau dans les pores D_v , le module de Young E , et le module équivalent viscoplastique σ_0 . Les simulations sont réalisées à partir du solveur Amitex_FFTP. Nous présentons ici les grandes lignes de l'approche sans rentrer dans les détails.

En régime permanent, l'ensemble de ces processus se représente par une équation locale d'un flux à divergence nulle (équation de conservation ou d'équilibre mécanique), qui se réduit à une équation de Laplace dans chaque phase homogène et une équation de continuité des flux à l'interface. A l'échelle macroscopique, la relation homogénéisée entre les flux et la force thermodynamique s'écrit :

1. En conduction thermique par la loi de Fourier $\mathbf{q} = -\mathbf{k}_T \nabla T$ avec \mathbf{q} le flux de chaleur, ∇T le gradient de température et \mathbf{k}_T la propriété matérielle décrivant la conductivité thermique. Par souci de simplicité, nous nous plaçons dans le cas isotrope, et donc $\mathbf{k}_T = k_T(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y + \mathbf{e}_z)$.
2. En diffusion de vapeur par la loi de Fick $\mathbf{j} = -\mathbf{D}_v \nabla \rho_v$ avec \mathbf{j} le flux de vapeur, $\nabla \rho_v$ le gradient de concentration et \mathbf{D}_v la propriété matérielle décrivant le coefficient de diffusion de la vapeur. Par souci de simplicité, nous nous plaçons dans le cas isotrope, et donc $\mathbf{D}_v = D_v(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y + \mathbf{e}_z)$.
3. En élasticité, par la loi de Hooke $\boldsymbol{\sigma} = \mathbf{E} \boldsymbol{\epsilon}$ avec $\boldsymbol{\sigma}$ la contrainte, $\boldsymbol{\epsilon}$ la déformation élastique et \mathbf{E} la propriété matérielle correspondant au tenseur d'élasticité. Par souci de simplicité, nous nous plaçons dans le cas isotrope, et donc $\mathbf{E} = \frac{E}{2(1+\nu)} (\mathbb{I}^{(4)} + \frac{\nu}{1-2\nu} \mathbb{I}^{(2)} \otimes \mathbb{I}^{(2)})$. Ici nous regardons uniquement le module de Young E et laissons le coefficient de Poisson ν pour plus tard.
4. En viscoplasticité, par la loi de Glen $\boldsymbol{\sigma} = \frac{\partial \Omega}{\partial \dot{\boldsymbol{\epsilon}}}$ avec $\Omega = \frac{\sigma_0 \dot{\epsilon}_0}{n+1} \left(\frac{\sigma}{\sigma_0} \right)^{n+1}$. Par souci de simplicité, nous nous plaçons dans le cas isotrope et en compression uniaxiale selon z , à bord libre. Dans ce cas, on a $\sigma_{zz} = \sigma_0 \left(\frac{\dot{\epsilon}_{zz}}{\dot{\epsilon}_0} \right)^{1/n}$ pour se ramener à une équation du même type que celle en diffusion, et nous ne considérons pas les effets de forme de la surface de viscoplasticité.

Le tableau 1 décrit les constantes utilisées dans les phases air et glace pour les différents processus. L'échelle des valeurs n'a pas d'importance car les propriétés homogénéisées sont ici homogènes à l'échelle des valeurs locales, mais le contraste relatif entre les phases $r_x = x_{\text{ice}}/x_{\text{air}}$ est important. On observe que ces contrastes sont très marqués (conduction thermique) ou infinis (diffusion, mécanique). Dans un tel contexte, la convergence du solveur numérique devient difficile à atteindre. Néanmoins, elle est rendue possible grâce à la méthode d'accélération d'Anderson implémentée dans Amitex_FFTP.

Phénomène physique	Valeur air	Valeur glace
Conduction thermique	0.042 Wm ⁻¹ K ⁻¹	2.213 Wm ⁻¹ K ⁻¹
Diffusion de vapeur	0.0017 m ² s ⁻¹	0 m ² s ⁻¹
Élasticité linéaire	0 MPa	9.0 MPa
Viscoplasticité non linéaire	Nul	Plasticité cristalline

TABLE 1 – Contraste entre les phases pour les différents processus. Les détails sur le modèle de viscoplasticité cristalline sont décrits dans [17].

La figure 3 illustre la distribution des champs associés au processus considéré. On observe une forte hétérogénéité dans la phase porteuse du flux. Cette hétérogénéité varie selon le type de processus. Elle semble particulièrement marquée dans le cas de la viscoplasticité (écart-type / moyenne de la contrainte de 2.8). Il faut noter que cette hétérogénéité peut être augmentée localement par la frustration géométrique des cristaux anisotropes de glace. Elle ne peut donc être comparée stricto-sensu aux valeurs obtenues pour les autres processus qui ne dépendent pas d'une structure cristalline sous-jacente. L'élasticité et la conduction thermique sont tous deux des processus linéaires uniquement dictés par la structure géométrique du matériau considéré. On observe des différences dans l'hétérogénéité (écart-type / moyenne de 1.2 pour la contrainte dans le cas élastique et de 0.6 dans la conduction thermique). Ces différences peuvent être attribuées à la nature intrinsèque des quantités en jeu : un tenseur des contraintes bidimensionnel pour l'élasticité, contre un flux de chaleur unidirectionnel en conduction, et aux différences de

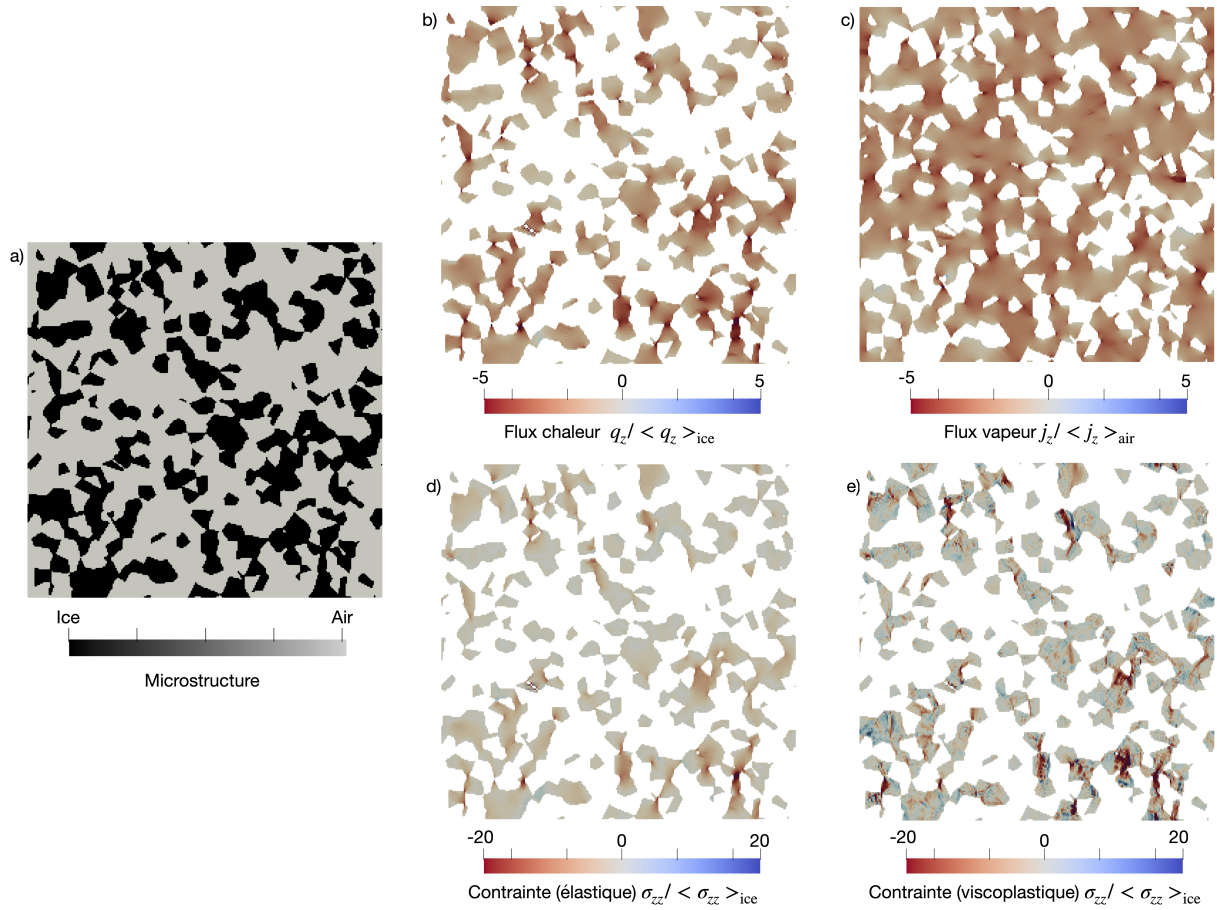


FIGURE 3 – Coupe verticale de différents champs 3D pour une microstructure soumise à un chargement macroscopique vertical pour différents processus : a) microstructure initiale, b) conductivité thermique, c) diffusion de la vapeur, d) élasticité et e) visco-plasticité. La microstructure utilisée a été générée par décimation de cellule de Voronoï jusqu'à une fraction solide de 0.4.

contraste r_x : infini dans le cas élastique et uniquement très fort (50) pour la conduction. Le cas de la diffusion dans les pores ne peut être comparé directement aux valeurs indiquées précédemment. Ici, c'est la structure duale (le négatif) qui contrôle le comportement. L'hétérogénéité du champ est un facteur clé, car elle influence directement le comportement macroscopique : plus elle est prononcée, plus la microstructure tend à être peu conductrice pour le flux considéré. En d'autres termes, une microstructure qui maximise le flux sous un chargement donné utilise de manière uniforme la matière disponible pour conduire le flux.

4 Relations structure-propriétés

La figure 4 présente les différentes propriétés en fonction de la fraction solide pour différentes microstructures. Nous ajustons sur ces données une loi pour prédire la propriété effective X à partir des propriétés locales $X_0 < X_1$ et de la fraction solide Φ de la phase la plus "conductrice" du flux (la glace en mécanique et conduction thermique, l'air pour la diffusion) :

$$X = (1 - \Phi_r^m)X_0 + \Phi_r^m X_1 \quad \text{avec} \quad \Phi_r = \max\left(0, \frac{\Phi - \Phi_t}{1 - \Phi_t}\right) \quad (1)$$

avec m et Φ_t des paramètres de fit correspondant à l'exposant des fractions solides au seuil de percolation de la phase porteuse (phase 1). L'idée est de considérer qu'uniquement une portion de la phase porteuse conduit le flux. Cette portion est Φ_r^m soit une loi puissance de la fraction solide de la phase porteuse (1) ajustée pour être nulle en dessous de la percolation. La portion de matière restante, $1 - \Phi_r^m$, est supposée conduire en parallèle aussi "mal" que la phase la moins porteuse (0). Cette forme permet de respecter

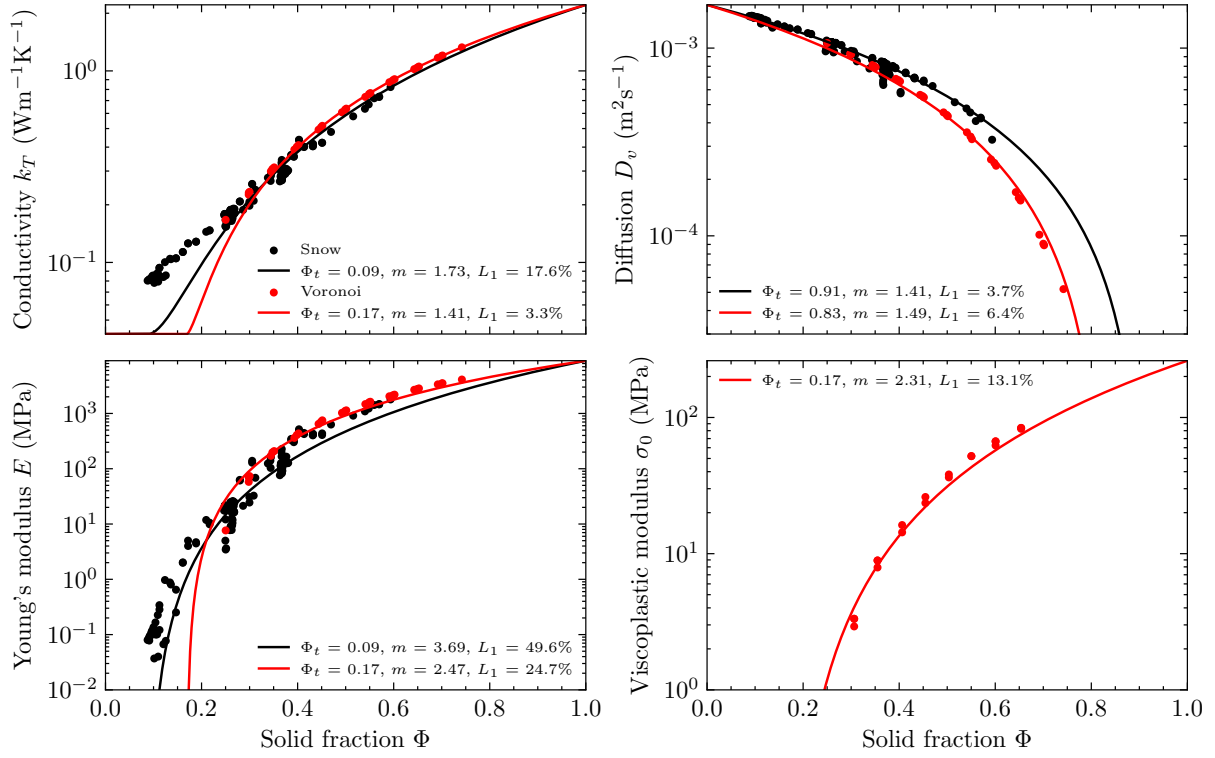


FIGURE 4 – Relations fraction solide-propriétés pour la neige.

les bornes en $\Phi = 0$ et $\Phi = 1$. De plus quand $X_0 = X_1$, on a bien $X = X_0$. Mais c'est un modèle de percolation dite "dure", qui a du sens quand le contraste est infini. Dans le cas d'un contraste fini plus faible, ce modèle ne permet pas de rendre compte de l'interaction entre les phases, comme, un fort flux de chaleur entre deux particules de glace séparées d'une fine pellicule d'air. Un modèle plus complexe pourrait être développé pour rendre compte de cette interaction et du maintien d'un flux sous le seuil de percolation.

L'accroissement des valeurs des propriétés avec la fraction solide de la phase portante est bien reproduite par le modèle (Fig. 4). Il est le plus rapide pour les propriétés mécaniques que pour celles de diffusion de la chaleur ou de vapeur. Par exemple, sur les microstructures de Voronoi, on a $m_E = 2.47 > m_{\sigma_0} = 2.31 > m_{D_v} = 1.49 > m_{k_T} = 1.41$. Cet ordre est en accord avec l'ordre précédemment intuité à partir des hétérogénéités locales des flux. Les exposants m sont plus élevés sur la neige que sur les structures de Voronoi en conductivité thermique, et surtout en élasticité. Ils sont similaires en diffusion de la vapeur.

En conductivité thermique, les différences les plus importantes sont observées sur les neiges les moins denses. Ces différences peuvent s'expliquer soit 1) par l'absence de prise en compte par le modèle des interactions entre les phases sous le seuil de percolation, soit 2) par un changement structural à faible masse volumique. Cette différence se retrouve également, dans une moindre mesure, sur les structures Voronoi dont le processus de génération est constant sur toutes les fractions solides. Pour la diffusion de la vapeur, l'accord modèle - expériences numériques est très bon avec une différence absolue relative moyenne L_1 de 3.7% sur la neige et de 6.4% sur les Voronoi. Le bon accord pour la neige en diffusion peut s'expliquer par le fait que les microstructures de neige utilisées avec une fraction solide entre 0.1 et 0.6 sont loin du point de percolation de la glace poreuse (ou close-off) vers 0.9. En effet, c'est au point de percolation que certains détails de structure deviennent dominants pour expliquer le comportement macroscopique qui n'est pas nécessairement représentatif sur des volumes de taille finie. Concernant le module de Young, une forte dispersion est observée autour du modèle avec une erreur absolue relative moyenne de 50%. Le module de Young est le plus sensible à la fraction solide avec un exposant $m_E = 3.69$ sur la neige, ce qui induit une plus grande sensibilité de cette variable à la déviation de l'hypothèse d'isotropie, aux effets de volume fini, etc. Enfin, concernant le module viscoplastique, nous disposons actuellement de points de simulation uniquement sur les structures synthétiques de Voronoi, car les coûts

de calculs sont élevés. Les évolutions de σ_0 avec la fraction solide sont très proches de celles du module élastique.

Ici, nous avons essayé de reproduire l'évolution des propriétés avec la fraction solide avec seulement deux paramètres libres par propriété : l'exposant m et la fraction solide à la percolation Φ_t . En inversant la relation 1 pour chaque point de simulation avec Φ_t fixe, on peut calculer m pour chaque microstructure et chaque propriété (Fig 5). On constate que m varie dans une gamme de valeurs restreinte et tend à décroître avec l'augmentation de la fraction solide de la phase porteuse. L'évolution de m avec les invariants morphométriques est complexe, notamment sur les microstructures de neige, et requiert une analyse plus avancée pour en démêler les relations.

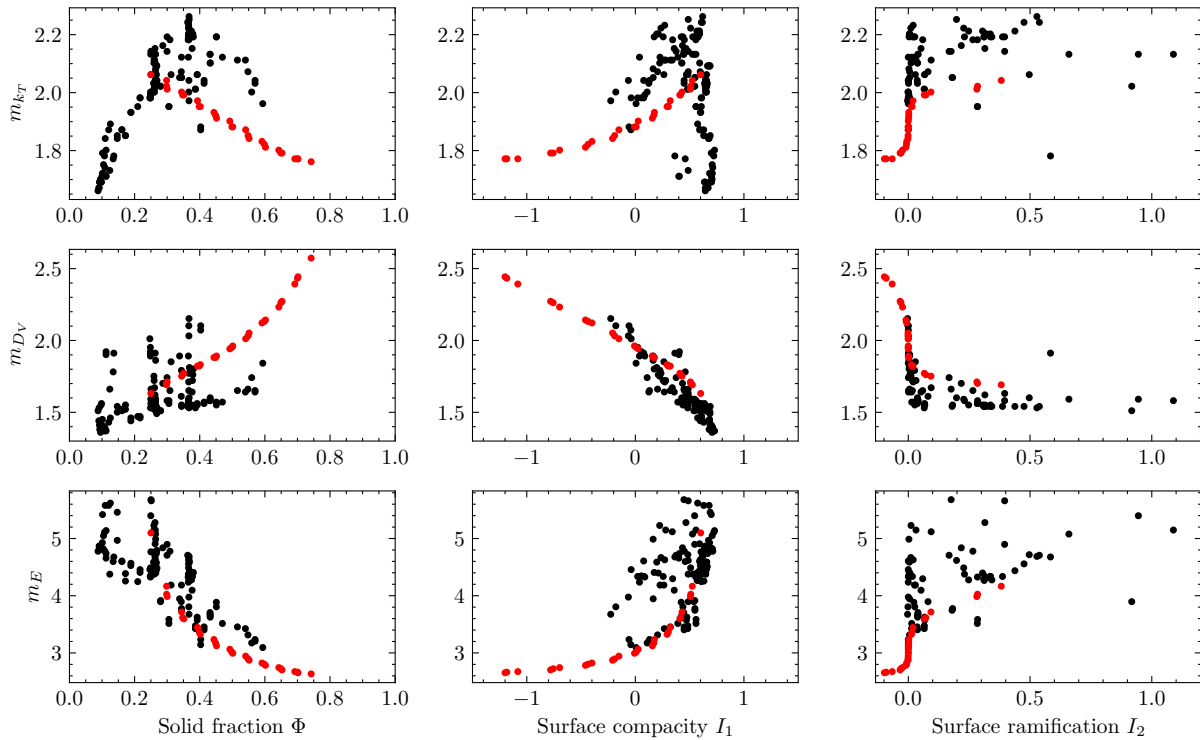


FIGURE 5 – Exposant m en fonction des invariants microstructurels.

5 Conclusion et Perspectives

Ce travail constitue une première exploration systématique des relations structure–propriétés dans la neige, en s'appuyant sur des simulations numériques à champ complet et des invariants morphométriques. Les résultats obtenus permettent d'identifier des tendances cohérentes entre microstructure et propriétés effectives. Toutefois, cette analyse reste préliminaire. Elle devra être renforcée par l'élargissement du jeu de simulations, et une analyse plus approfondie des liens entre morphologie et comportement effectif, en particulier à proximité du seuil de percolation et en intégrant l'anisotropie structurelle.

Références

- [1] U Nakaya. *Snow crystals : natural and artificial*. Harvard University Press, 1954, 1954.
- [2] S Colbeck. An overview of seasonal snow metamorphism. *Reviews of Geophysics*, 20(1) :45, 1982.
- [3] Carlo Scapozza and Perry Bartelt. Triaxial tests on snow at low strain rate. Part II. Constitutive behaviour. *Journal of Glaciology*, 49(164) :91–101, 9 2003.
- [4] Kévin Fourteau, Florent Domine, and Pascal Hagenmuller. Macroscopic water vapor diffusion is not enhanced in snow. *The Cryosphere*, 15(1) :389–406, 1 2021.

- [5] S Colbeck. Grain and bond growth in wet snow. *International Association of Hydrological Sciences Publication*, 114(Symposium of Grindelwald 1974 – Snow Mechanics) :51–61, 1975.
- [6] Neige Calonne, Frédéric Flin, Samuel Morin, Bernard Lesaffre, Sabine Rolland Du Roscoat, Christian Geindreau, and Sabine Rolland du Roscoat. Numerical and experimental investigations of the effective thermal conductivity of snow. *Geophysical Research Letters*, 38(23) :L23501, 12 2011.
- [7] Neige Calonne, Christian Geindreau, Frédéric Flin, Samuel Morin, Bernard Lesaffre, Sabine Rolland du Roscoat, and Pascal Charrier. 3-D image-based numerical computations of snow permeability : links to specific surface area, density, and microstructural anisotropy. *The Cryosphere*, 6(5) :939–951, 9 2012.
- [8] Kévin Fourteau, Florent Domine, and Pascal Hagenmuller. Impact of water vapor diffusion and latent heat on the effective thermal conductivity of snow. *The Cryosphere*, 15(6) :2739–2755, 6 2021.
- [9] Pascal Hagenmuller, Thiemo C. Theile, and Martin Schneebeli. Numerical simulation of microstructural damage and tensile strength of snow. *Geophysical Research Letters*, 41(1) :86–89, 1 2014.
- [10] Alvaro Robledano, Ghislain Picard, Marie Dumont, Frédéric Flin, Laurent Arnaud, and Quentin Libois. Unraveling the optical shape of snow. *Nature Communications*, 14(1), 2023.
- [11] Jürg Schweizer, J.Bruce Jamieson, and Martin Schneebeli. Snow avalanche formation. *Reviews of Geophysics*, 41(4) :1016–1041, 2003.
- [12] Vincent Vionnet, Eric Brun, Samuel Morin, A Boone, S Faroux, P Le Moigne, Eric Martin, and J-M Willemet. The detailed snowpack scheme Crocus and its implementation in SURFEX v7 . 2. *Geoscientific Model Development*, 5 :773–791, 2012.
- [13] Jakob Schöttner, Berit Zeller-Plumhoff, Pascal Hagenmuller, Philipp Weißgraeber, Philipp L. Rosendahl, Henning Löwe, Jürg Schweizer, and Alec van Herwijnen. The influence of snow microstructure on the compressive mechanical properties of weak snowpack layers. *Acta Materialia*, 302 :121657, 1 2026.
- [14] Cécile Coléou, Bernard Lesaffre, Jean-Bruno Brzoska, Wolfgang Ludwig, and Elodie Boller. Three-dimensional snow images by X-ray microtomography. *Annals of Glaciology*, 32(1) :75–81, 9 2001.
- [15] Lionel Gélébart, J Derouillat, N Doucet, F Ouaki, A Marano, and J Duverge. AMITEX_FFTP, 2020.
- [16] Henri Bader and Paul Niggli. *Der Schnee und seine Metamorphose : Erste Ergebnisse und Anwendungen einer systematischen Untersuchung der alpinen Winterschneedecke. Durchgeführt von der Station Weissfluhjoch-Davos der Schweiz. Schnee- und Lawinenforschungskommission 1934-1938.* Kümmerly and Frey, 1939.
- [17] Louis Védrine, Pascal Hagenmuller, Lionel Gélébart, Maurine Montagnat, and Henning Löwe. Sensitivity of the viscoplasticity of polycrystals to porosity and pore-to-crystal size ratio. *Acta Materialia*, 301 :121507, 12 2025.
-