

# COUPLAGES HYGROMECHANIQUES DANS LES MATERIAUX COMPOSITES

<sup>a</sup>F. Jacquemin, <sup>b</sup>A. Céline, <sup>a</sup>S. Fréour

<sup>a</sup>*Institut de Recherche en Génie Civil et Mécanique (UMR CNRS 6183), Université de Nantes, 58 rue Michel Ange, 44 600 Saint-Nazaire. Téléphone : 02 72 64 87 63, Adresses électroniques : [frederic.jacquemin@univ-nantes.fr](mailto:frederic.jacquemin@univ-nantes.fr), [sylvain.freour@univ-nantes.fr](mailto:sylvain.freour@univ-nantes.fr)*

<sup>b</sup>*IPREM (UMR CNRS 5254), Université de Pau et des Pays de l'Adour, 2 avenue du Président Angot, 64 053 Pau Cedex 9. Téléphone : 05 59 40 77 02, Adresse électronique : [amandine.celino@univ-pau.fr](mailto:amandine.celino@univ-pau.fr)*

**Mots clés : matériaux composites, vieillissement, multi-échelles, couplages**

## 1. INTRODUCTION

Le présent travail s'inscrit dans un objectif de prédiction du comportement et de la durabilité des matériaux composites en interaction avec un environnement humide. Il s'agit ici de modéliser et simuler les états mécaniques (déformation et contraintes) internes, aux différentes échelles du matériau composite, en considérant des couplages hygromécaniques (comportement diffusif dépendant des états mécaniques internes par exemple) et les effets induits comme les phénomènes de plastification de la matrice. Finalement, fort de ce formalisme, la problématique de la modélisation du comportement et de la durabilité des fibres naturelles et des biocomposites sera abordée.

## 2. PLASTIFICATION DE LA RESINE : CONSEQUENCES SUR LES ETATS MECANIQUES

Cette partie concerne la modélisation et la simulation des conséquences d'une plastification de la résine, liée à l'absorption d'humidité, sur les états mécaniques multi-échelles. Cette plastification se manifeste, notamment pour les résines hydrophiles, par une chute de la température de transition vitreuse, du module de Young et de la contrainte à rupture. L'approche proposée met en œuvre les concepts de la mécanique des milieux continus (Jacquemin et Vautrin, 2002) et les méthodes de transition d'échelles de type auto-cohérent (Eshelby, 1957) (Kröner, 1958). A partir des données expérimentales macroscopiques tirées de la littérature (tableau 1) et en effectuant l'hypothèse réaliste que ces variations sont uniquement dues aux variations des propriétés de la résine, une approche auto-cohérente inverse permet d'en déduire les propriétés de celle-ci. Par la suite, l'approche multi-échelles (Jacquemin et al., 2005) conduit à l'estimation des contraintes internes aux échelles des constituants et des plis en considérant un comportement hygro-élastique couplé (propriétés mécaniques dépendantes de la teneur en eau).

La figure 1 présente le profil transitoire de teneur en eau calculé en considérant une diffusion fickienne unidirectionnelle. A partir de ces profils et des lois d'évolution des propriétés en fonction de la teneur en eau, des gradients de propriétés macroscopiques sont reconstitués. L'approche multi-échelles permet, d'une part, de déduire les propriétés de la résine et, d'autre part, de calculer les états mécaniques aux échelles des plis et des constituants.

La figure 2 représente les contraintes transverses multi-échelles, induites par ces distributions de teneur en eau, au centre et au bord d'une plaque composite carbone/époxy unidirectionnelle d'épaisseur 4 mm. Puisqu'il s'agit d'un composite UD, les contraintes macroscopiques (à l'échelle du pli) sont maximales au début du processus de diffusion puis diminuent jusqu'à atteindre une valeur nulle lorsque le régime hygroscopique permanent est atteint. Les variations des contraintes locales diffèrent bien entendu puisqu'elles atteignent leurs valeurs maximales en régime permanent. Même si les fibres de carbone sont hydrophobes, elles sont le siège de contraintes internes de traction importantes provoquées par le gonflement de la résine environnante.

Teneur en eau [%]	0	0,25	0,75
$E_1^1$ [GPa]	130	130	130
$E_2^1$ [GPa]	9,5	9,25	8,75

Tableau 1. Variation des modules élastiques d'un pli composite carbone (60 % volume) – époxy UD avec la teneur en eau (Patel et al., 2002).  $E_1^1$  est le module de Young longitudinal, tandis que est le  $E_2^1$  module transverse au pli.

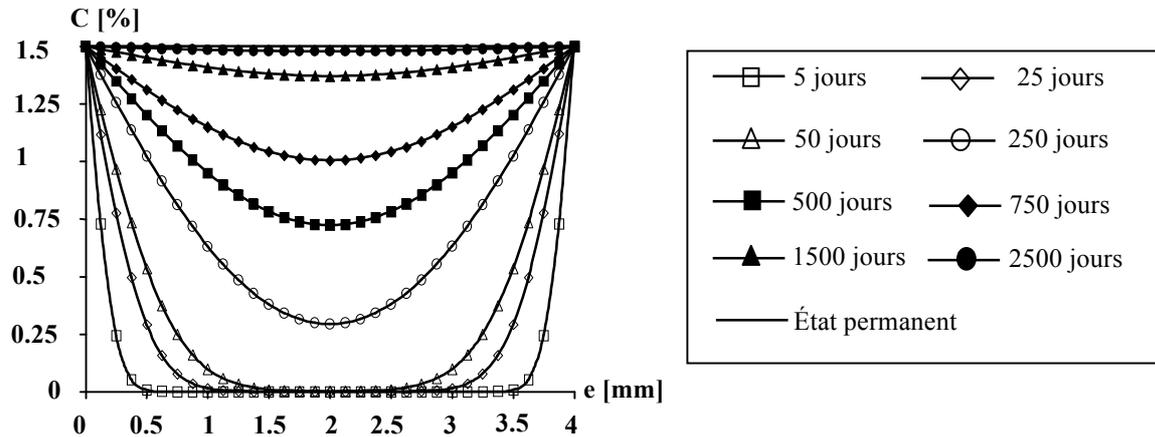


Figure 1. Profil transitoire de teneur en eau (Youssef et al., 2009).

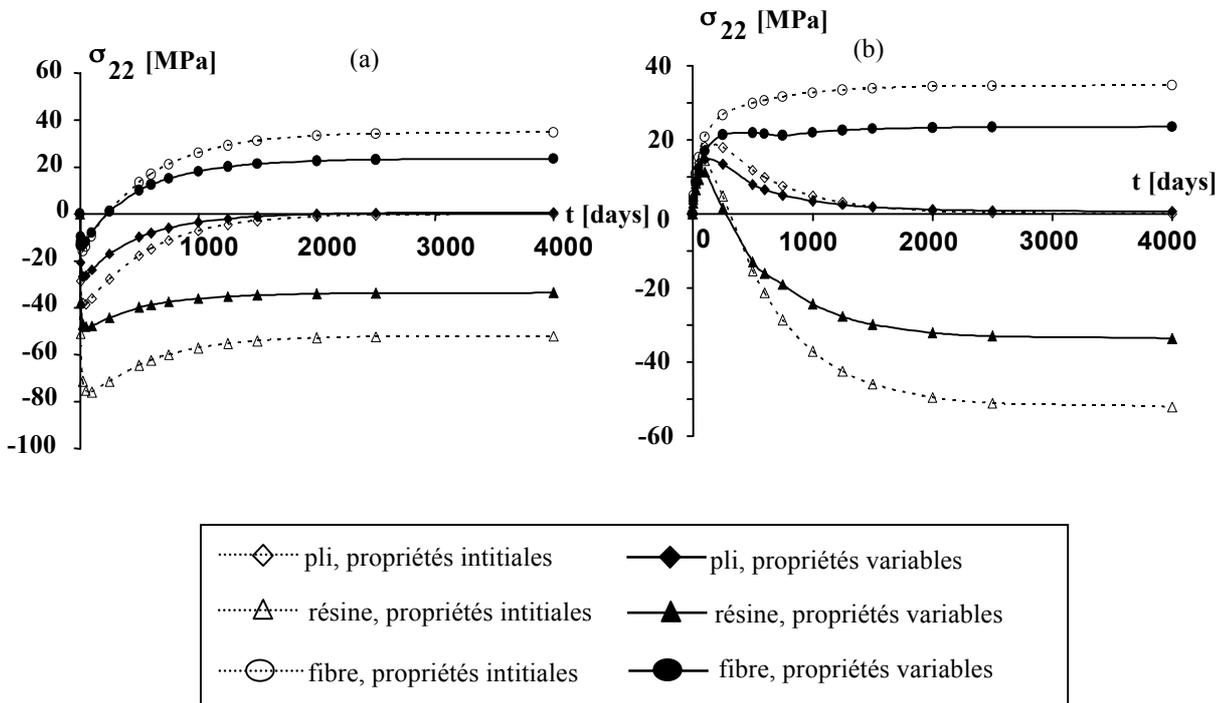


Figure 2. Effet d'une plastification sur les contraintes internes multi-échelles pour (a) le pli interne (b) le pli central d'une plaque composite unidirectionnelle (Youssef et al., 2009).

La prise en compte d'une plastification de la résine et donc d'une évolution des propriétés de celle-ci ainsi que de celles du pli avec la teneur en eau provoque une modification importante des contraintes internes : une réduction des états mécaniques par rapport à un calcul pour lequel on conserve les propriétés initiales. Cette diminution doit être mise en perspective avec la chute des contraintes à

rupture de la résine et du composite. La différence entre les états mécaniques pour les plis externe et central est liée aux gradients de teneur en eau.

### 3. LA THEORIE DU VOLUME LIBRE

L'approche présentée au paragraphe précédent permet de tenir compte d'une dépendance des propriétés en fonction de la teneur en eau, ce que l'on peut qualifier de couplage « faible ». D'autres approches multi-échelles permettent de réaliser un couplage « fort » en rendant le comportement diffusif dépendant des états mécaniques. La théorie du volume libre rentre dans cette catégorie de modèle, elle considère que le comportement diffusif dépend d'un volume disponible « libre » par lequel les molécules d'eau vont diffuser. Elle est basée sur l'équation de Doolittle (Neumann et Marom, 1986) qui relie le coefficient de diffusion au volume libre (1), ce dernier étant lui-même dépendant de l'état mécanique (2).

$$\text{Ln}\left(\frac{D_{\varepsilon}^m}{D_0^m}\right) = \frac{a}{v^m} \left( \frac{1}{v_{f0}^m} - \frac{1}{v_{fe}^m} \right) \quad (1)$$

Où  $D_0^m$  et  $D_{\varepsilon}^m$  sont respectivement les coefficients de diffusion dans les états libre de déformation et déformé,  $a$  est un facteur dépendant du matériau.  $v^m$  représente la fraction volumique de résine,  $v_{f0}^m$  et  $v_{fe}^m$  sont respectivement les fractions volumiques de volume libre dans les états libre de déformation et déformé. Ces quantités sont reliées par la trace du tenseur des déformations :

$$v_{fe}^m = v_{f0}^m + \text{Tr } \varepsilon^m \quad (2)$$

Les capacités maximales d'absorption d'humidité pour les états initial et déformé, sont reliées également par la variation de fraction volumique de volume libre :

$$M_{\infty\varepsilon}^m = M_{\infty 0}^m + (v_{fe}^m - v_{f0}^m) \times \frac{\rho^w}{\rho^m} = M_{\infty 0}^m + \text{Tr } \varepsilon^m \times \frac{\rho^w}{\rho^m} \quad (3)$$

Où  $\rho^w$  et  $\rho^m$  sont respectivement les masses volumiques de l'eau et de la résine.

La teneur en eau macroscopique est solution du problème de Fick avec un coefficient de diffusion dépendant des états mécaniques locaux (sur la base du formalisme précédent). Une approche multi-échelles permet de relier les déformations locales (constituants) à celles des plis et une démarche d'homogénéisation permet d'estimer le comportement diffusif et les propriétés effectifs (Youssef et al., 2009).

Selon la figure 3, l'approche couplée conduit à une capacité maximale d'absorption de 1,5 % pour un cylindre composite UD et de 1,37 % pour un même composite mais présentant une stratification  $\pm 55^\circ$ . Cet écart est du aux différents états mécaniques subis par les deux empilements. Une approche découplée classique conduirait à la même valeur.

La figure 4 montre l'évolution, prédite par un modèle découplé classique et par une approche basée sur la théorie du volume libre, des contraintes transverses pour le pli interne d'un cylindre composite a) stratifié et b) unidirectionnel. Les différences les plus importantes apparaissent au début du processus de diffusion. Cet écart entre les deux modélisations diminue jusqu'à devenir nul en régime permanent pour le cylindre UD. Ce n'est pas le cas du cylindre stratifié croisé pour lequel un écart de 10 MPa subsiste en régime permanent.

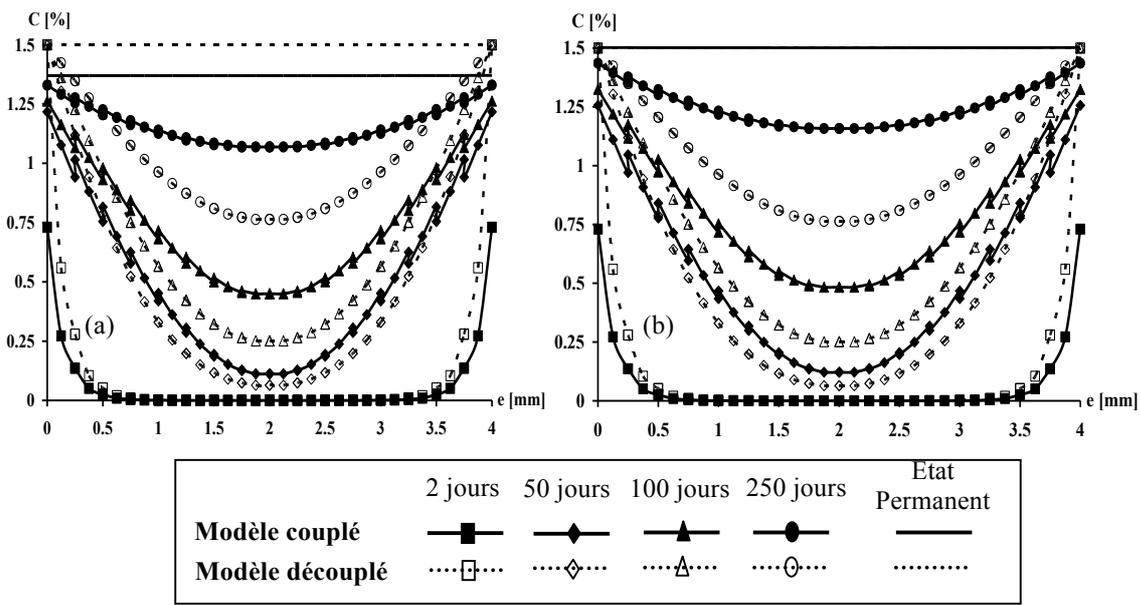


Figure 3. Profils de teneur en eau prédits pour un cylindre (a) stratifié  $\pm 55^\circ$  / (b) unidirectionnel (Youssef et al., 2009).

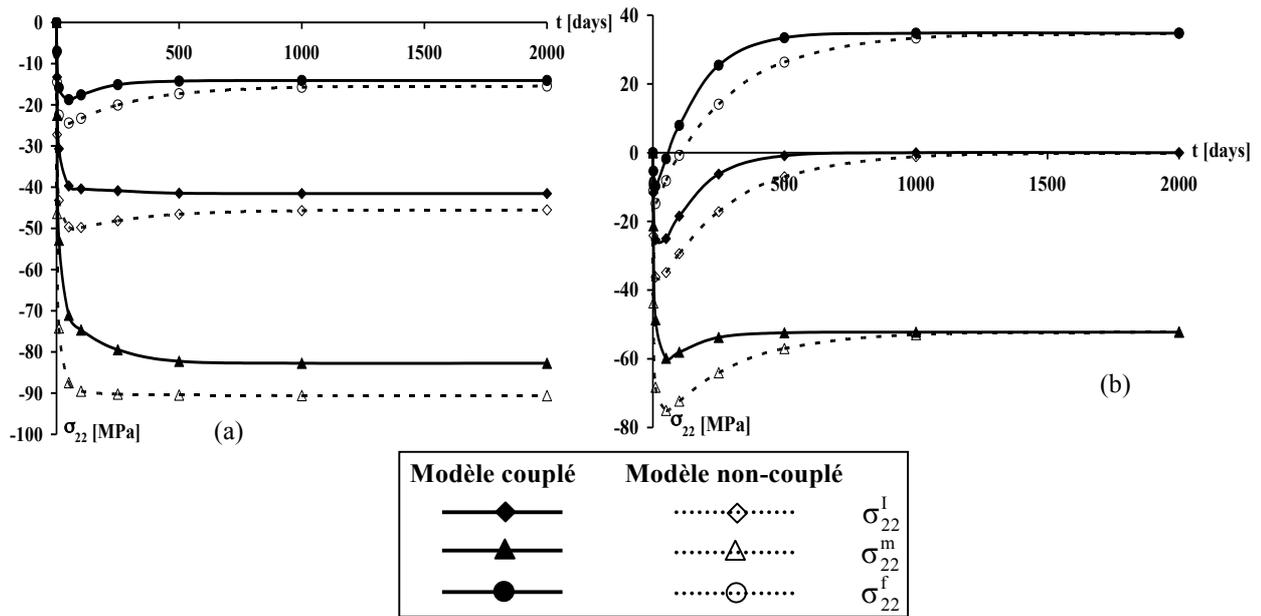


Figure 4. Contraintes transverses multi-échelles pour le pli interne d'un cylindre (a)  $\pm 55^\circ$  / (b) UD (Youssef et al., 2009).

#### 4. MODELISATION BASEE SUR L'ECRIURE DU POTENTIEL CHIMIQUE DE L'EAU

Si l'approche basée sur la théorie du volume libre peut être, à certains égards, qualifiée de phénoménologique, il existe une autre approche couplée basée sur l'écriture du potentiel chimique de l'eau (Sar et al., 2012). Le potentiel chimique de l'eau  $\tilde{\mu}_w$  est défini comme la dérivée partielle de l'énergie libre de Helmholtz  $F = F_0 + n f_w(C) + V_\epsilon W$  par rapport à la quantité de matière d'eau  $n_w$ . Ici,  $F_0$  est l'énergie libre du polymère à l'état sec et libre de déformation,  $f_w(C)$  est la variation

d'énergie libre due au mélange libre de contrainte entre eau et polymère, par mole de polymère sec,  $n$  et  $V_\varepsilon$  sont respectivement la quantité de matière de polymère et le volume de ce dernier, tandis que  $W$  désigne l'énergie de déformation hygro-élastique.

$$\tilde{\mu}_w = \frac{\partial F}{\partial n_w} = \frac{\partial F}{\partial C} \frac{\partial C}{\partial n_w} \quad (4)$$

La teneur en eau dans le polymère est donnée par  $C = \frac{n_w \omega_w}{n \omega}$ . Ici,  $\omega_w$  et  $\omega$  représentent respectivement la masse molaire d'eau et de polymère. L'énergie de déformation hygro-élastique s'écrit en fonction des modules de cisaillement  $G$  et de compressibilité  $k$  :

$$W = \frac{1}{2} \sigma : \varepsilon^{el} = \frac{k}{2} (\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C)^2 + G e : e \quad (5)$$

Où  $\varepsilon^{el}$  est la déformation élastique,  $\varepsilon$  étant la déformation totale, tandis que  $e$  désigne la partie déviatorique du tenseur de déformation. En introduisant  $f'_w(C) = \frac{\partial [f_w(C)]}{\partial C}$ , on obtient l'expression suivante de la dérivée de l'énergie libre de Helmholtz par rapport à la teneur en eau :

$$\frac{\partial F}{\partial C} = \frac{\partial F_0}{\partial C} + n f'_w(C) + W \frac{\partial V_\varepsilon}{\partial C} + V_\varepsilon \frac{\partial W}{\partial C} \quad (6)$$

Au cours du processus de diffusion de l'humidité, on tient compte de l'évolution du volume occupé par le polymère et de la variation de sa densité qui en résulte, par l'intermédiaire de la relation :

$$\frac{V_\varepsilon}{V_0} = \frac{\rho_0}{\rho_\varepsilon} = \text{tr } \varepsilon + 1 \quad (7)$$

Où  $V_\varepsilon, V_0, \rho_0, \rho_\varepsilon$  désignent respectivement le volume ou la densité du polymère dans les états actuel (déformé) et initial (libre de déformation).

$$\frac{\partial V_\varepsilon}{\partial C} = \frac{\partial V_\varepsilon}{\partial \text{tr } \varepsilon} \frac{\partial \text{tr } \varepsilon}{\partial C} = V_0 \frac{\partial \text{tr } \varepsilon}{\partial C} = \frac{n \omega}{\rho_0} \frac{\partial \text{tr } \varepsilon}{\partial C} \quad (8)$$

Considérons (7) de même que l'équation e :  $e = 0$  (qui provient de l'hypothèse d'un chargement de pression hydrostatique imposé à un polymère macroscopiquement isotrope), dans l'expression de l'énergie de déformation hygro-élastique (5). Il en résulte que la dérivée partielle de l'énergie libre de Helmholtz par rapport à la teneur en eau (6) devient :

$$\frac{\partial F}{\partial C} = n f'_w(C) + V_\varepsilon k (\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C) \frac{\partial (\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C)}{\partial C} + \frac{k}{2} (\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C)^2 \frac{n \omega}{\rho_0} \frac{\partial \text{tr } \varepsilon}{\partial C} \quad (8)$$

La prise en compte de l'équation (8) conduit à l'écriture suivante du potentiel chimique (4) :

$$\tilde{\mu}_w(C, \text{tr } \varepsilon) = \frac{\omega_w}{\omega} f'_w(C) + k \frac{\omega_w}{\rho_0} (\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C) \left( \frac{\partial \text{tr } \varepsilon}{\partial C} - 3 \eta \right) (\text{tr } \varepsilon + 1) + \frac{\omega_w}{\rho_0} \frac{k}{2} (\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C)^2 \frac{\partial \text{tr } \varepsilon}{\partial C} \quad (9)$$

L'équation de diffusion est déduite de l'équation de conservation de la masse, dans laquelle la dérivée première de la teneur en eau par rapport au temps est reliée au flux d'humidité :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{D}{RT} \text{div} \left[ \overrightarrow{\text{grad}}(\tilde{\mu}_w) \right] \quad (10)$$

Où  $D$  est le coefficient de diffusion,  $R$  est la constante des gaz parfaits et  $T$  est la température.

Les conditions aux limites du problème sont obtenues en égalisant le potentiel chimique de l'eau dans l'air humide,  $\hat{\mu}_w = \hat{\mu}_0 + RT \ln \frac{p_w}{p_0}$  ( $\hat{\mu}_0$  désigne le potentiel chimique de l'eau dans l'air humide à

la pression de référence  $p_0$ , la pression partielle de vapeur d'eau étant notée  $p_w$ ), avec le potentiel chimique généralisé de l'eau au sein du polymère (9). Les conditions aux frontières  $C(x_b, t)$  ne sont satisfaites qu'aux abscisses  $x_b$  délimitant les interfaces entre le fluide ambiant et le polymère :

$$C(x_b, t) = \frac{p_w}{p_0} C_0 \exp \left[ \frac{\hat{\mu}_0 - \mu_0}{RT} + \eta k A_0 (\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C)(\text{tr } \varepsilon + 1) - \frac{\eta}{3} (3 A_0 k - \alpha)(\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C)(\text{tr } \varepsilon + 1) - \frac{\eta}{6} (3 A_0 k - \alpha)(\text{tr } \varepsilon - 3 \eta C)^2 \right] \quad (11)$$

L'introduction de la loi de Henry,  $S = \frac{C_0}{p_0} \exp \left( \frac{\hat{\mu}_0 - \mu_0}{RT} \right)$  conduit à la forme suivante de la condition aux limites :

$$C(x_b, t) = S p_w \exp \left[ \left( \frac{\eta A_0}{k} - \frac{\eta}{3k^2} (3 A_0 k - \alpha) \right) (P^2 - 3 \eta C k P - k P) - \frac{\eta}{6k^2} (3 A_0 k - \alpha) P^2 \right] \quad (12)$$

#### 4.1 Chargement hygroscopique symétrique

Les faces opposées d'une plaque époxy de 4 mm d'épaisseur sont supposées soumises au même taux d'humidité relative. Celui-ci correspond à une valeur de référence  $C_0$  de la teneur en eau à saturation de 5 %. La figure 5-a montre l'évolution au cours du temps de la teneur en eau macroscopique (moyenne) dans la plaque en fonction du Coefficient de Dilatation Hygroscopique (CDH) :  $\eta = 0$ ;  $\eta = 0,6$  ou  $\eta = 1$ , à une pression hydrostatique de 1 MPa. D'après la figure 5-a, l'accroissement du CDH réduit la capacité maximale d'absorption d'humidité du polymère comme le montre la diminution de la teneur en eau moyenne atteinte en régime permanent. Le modèle prédit un processus de diffusion fickien dans le cas où le coefficient de dilatation hygroscopique est supposé nul. Des écarts à la cinétique de diffusion typiquement fickienne sont prédits par le modèle lorsque  $\eta \neq 0$ . Ces écarts à une diffusion fickienne sont d'autant plus marqués que le CDH du polymère est grand.

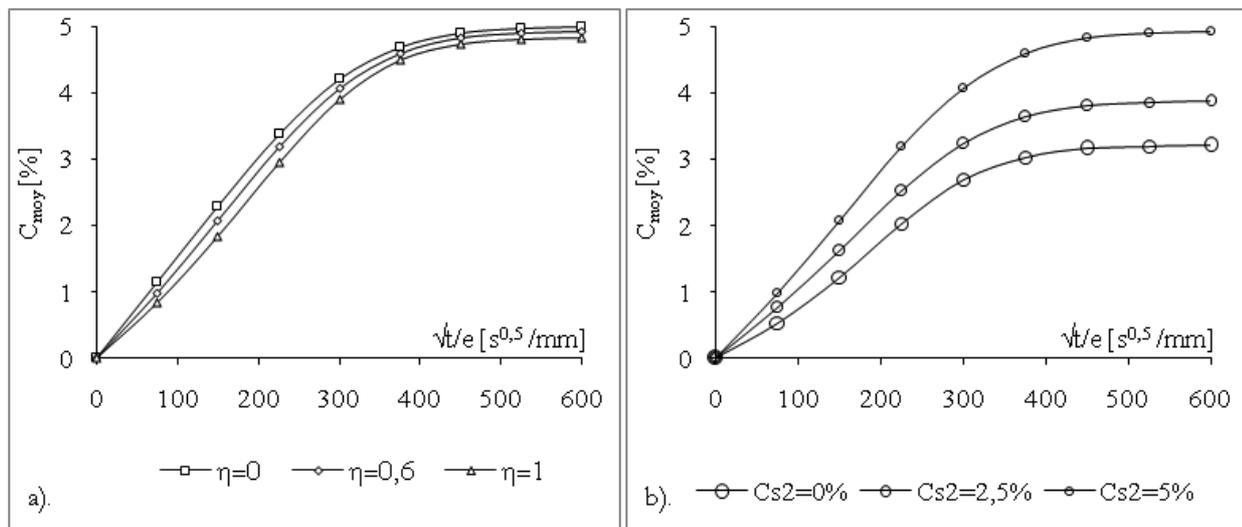


Figure 5 : a) Effet du CDH sur la reprise en eau ; b) Effets d'un chargement hygroscopique dissymétrique (Sar et al., 2014).

## 4.2 Chargement hygroscopique disymétrique

Considérons à présent le cas où les faces opposées de la plaque sont soumises à des taux d'humidité relative différents. Les conditions environnementales correspondent à un niveau de référence en termes de teneur en eau  $C_0$  de 5% sur la face interne de la plaque, tandis qu'il est soit égal à 0 %, 2,5 % ou encore 5 % sur la face opposée (cette condition sera notée  $C_{s2}$ ). Le polymère présente un CDH typique :  $\eta = 0,6$ . Les résultats obtenus pour la moyenne volumique de la teneur en eau en fonction du rapport  $\sqrt{t}/e$  sont montrés sur la figure 5-b. La reprise en eau par la résine polymère diminue avec la réduction du taux d'humidité relative appliqué sur la seconde face de la plaque. On remarque la présence de non-linéarités, similaires à celles observées sur la figure 5-a, dans le cas d'un chargement hygroscopique symétrique. Le « temps de retard » à l'établissement d'une diffusion « pseudo-fickienne » apparaît également sur les courbes de la figure 5-b. La teneur en eau atteinte en régime permanent varie de manière non-linéaire avec la condition aux limites appliquée sur la seconde face de la plaque.

## 5. VERS UNE MODELISATION DU VIEILLISSEMENT DES BIOCOMPOSITES

Les fibres végétales sont aujourd'hui une alternative possible aux fibres de verre utilisées classiquement comme renforts dans certains matériaux composites. En plus d'avantages environnementaux, leur faible densité leur confère des propriétés mécaniques spécifiques élevées. Cependant, leur comportement hydrophile marqué entraîne une forte absorption d'eau lors d'une utilisation en environnement humide, ce qui peut modifier leurs propriétés mécaniques et crée des problèmes d'adhésion avec la résine environnante d'autant plus si celle-ci est hydrophobe. La compréhension de ces mécanismes d'absorption d'humidité est donc indispensable à la mise en œuvre d'une modélisation adéquate.

Céline et al. (2014) a caractérisé la cinétique d'absorption de l'eau par spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier sur des fibres de lin, chanvre et sisal. Ces fibres ont été soumises à des conditions hygrométriques contrôlées. La teneur en eau à saturation des fibres a également été déterminée par gravimétrie, pour chaque humidité relative testée. Ces mesures permettent d'accéder aux isothermes d'absorption qui piloteront les conditions aux limites dans les futures modélisations (figure 6). Il faut noter que cette isotherme s'écarte du modèle de comportement classique des polymères.

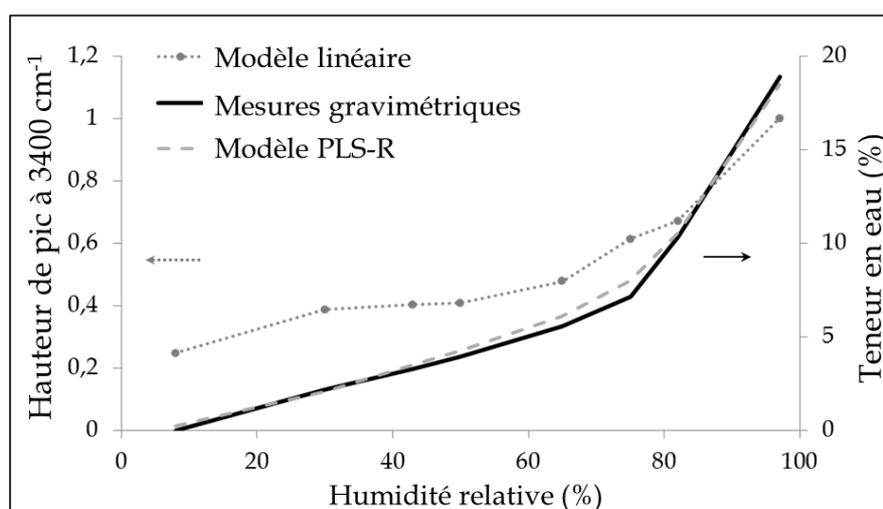


Figure 6. Isothermes de sorption du sisal, obtenues par suivi gravimétrique et spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (Céline et al., 2014).

Toujours dans ce même travail (Célino et al., 2014), l'évolution de la fraction massique d'eau d'une fibre durant son processus de séchage depuis une humidité relative de 95 % jusqu'à l'ambiante ( $45 \pm 2$  %) a été caractérisée. Les résultats obtenus par la technique infrarouge ont été comparés à ceux obtenus, dans les mêmes conditions, par suivi gravimétrique. La figure 7 présente les résultats obtenus pour le sisal. Après vieillissement à une humidité relative de 95 %, les fibres de sisal absorbent 20 % d'eau. Après séchage à une humidité relative de 45 %, la masse initiale de l'échantillon n'est pas retrouvée. On retrouve une perte de masse d'environ 8 % par rapport à la masse initiale. Ceci s'explique par le fait qu'à l'ambiante (HR = 50 %), la fibre contient une certaine quantité d'eau qui représente une fraction massique d'environ 8 % par rapport à l'échantillon sec : cette quantité d'eau nominale est également un élément à prendre en compte dans les futures modélisations.

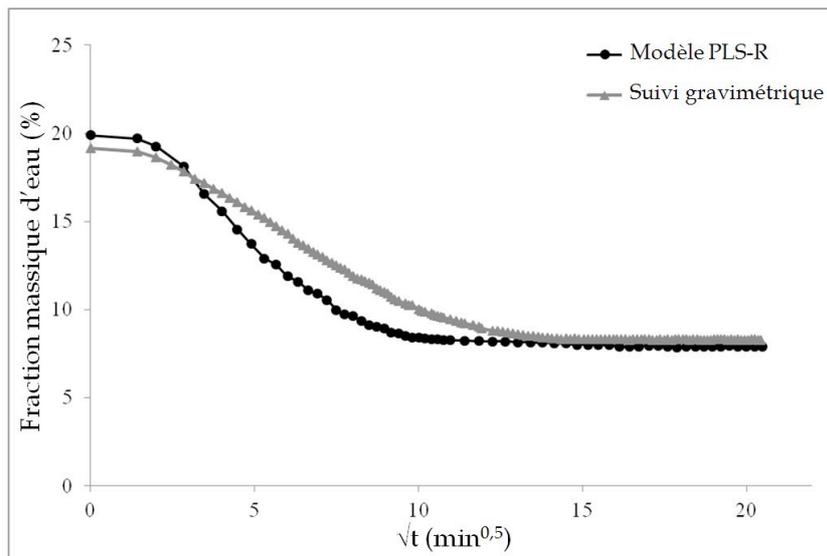


Figure 7. Comparaison des cinétiques de séchage de fibres de sisal obtenues par spectroscopie infrarouge et gravimétrie (Célino et al., 2014).

Les courbes obtenues par la technique de spectroscopie infrarouge et celles obtenues par suivi gravimétrique sont similaires. Une légère différence de pente est observée en régime transitoire. Cet écart peut être attribué au fait que les deux cinétiques n'aient pas été déterminées exactement dans les mêmes conditions. En effet, durant le suivi gravimétrique, l'échantillon est totalement libre, alors que lors de la mesure par spectroscopie infrarouge, les échantillons sont confinés sous une pointe permettant d'assurer le contact de l'échantillon avec le substrat. En appuyant sur les fibres, la pointe peut faciliter la désorption et donc induire un séchage légèrement plus rapide que dans l'autre cas. Ce type de cinétique non linéaire devra être confrontée aux approches couplées telles que la théorie du volume libre ou l'approche basée sur l'écriture du potentiel chimique.

Le Duigou et al. (2009) ont également montré, dans le cas de composites constitués d'une résine biosourcée PLLA et de fibres de lin, une chute de la contrainte à la rupture et du module de Young en fonction de la teneur en eau (figure 8). Les mêmes auteurs ont observé une chute de la Tg du PLLA au cours du vieillissement ce qui peut laisser penser à une plastification. Il semble nécessaire de recourir à une approche multi-échelles comme celle présentée dans le paragraphe 2 pour modéliser ce type de phénomène.

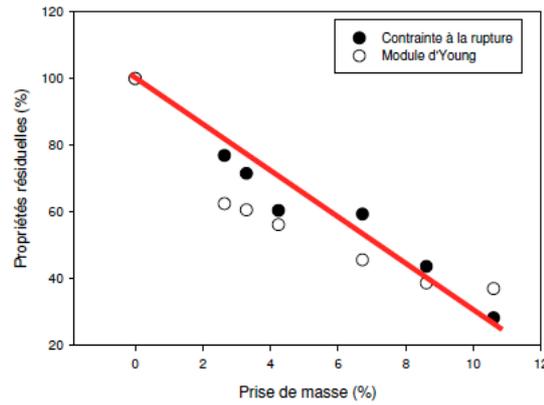


Figure 8. Evolution de la contrainte à la rupture et du module de Young en fonction de la teneur en eau pour un composite PLLA/lin (Le Duigou et al., 2009).

## 6. CONCLUSION

L'objectif de ce travail est de présenter des outils de modélisation permettant de représenter différents couplages hygromécaniques, présents dans les matériaux composites hydrophiles, tels que le phénomène de plastification de la résine (dépendance des propriétés mécaniques à la teneur en eau) ou un comportement diffusif dépendant des états mécaniques internes (qui peut être modélisé par la théorie du volume libre et une approche thermodynamique basée sur l'écriture du potentiel chimique). Le caractère multi-échelles de ces approches est bien entendu nécessaire pour tenir compte de l'ensemble des phénomènes présents au cours du vieillissement des matériaux composites. Ces outils sont présentés pour modéliser le comportement et la durabilité des fibres naturelles (qui sont à elles seules des structures composites) et des biocomposites qui comme l'attestent de récents travaux expérimentaux semblent exhiber un comportement couplé.

## REFERENCES

- Céline, A., Gonçalves, O., Jacquemin, F., Fréour, S. (2014). Qualitative and quantitative assessment of water sorption in natural fibres using ATR-FTIR spectroscopy, *Carbohydrate Polymers*, 101, (2014), pp. 163-170.
- Eshelby J.D., "The determination of the Elastic Field of an Ellipsoidal Inclusion, and Related Problems", *Proceedings of the Royal Society London*, 241, (1957), pp. 376-396.
- Kröner E., "Berechnung der elastischen Konstanten des Vielkristalls aus des Konstanten des Einkristalls", *Zeitschrift für Physik*, 151, (1958), pp. 504-518.
- Jacquemin, F., Fréour, S. et Guillén, R., "A Hygroelastic Self-consistent Model for Fiber-reinforced Composites", *Journal of Reinforced Plastics and Composites*, 24, (2005), pp. 485-502.
- Jacquemin F. et Vautrin A., "Analytical calculation of the transient thermoelastic stresses in thick walled composite pipes", *Journal of Composite Materials*, 38, (2002), pp. 1733-1751.
- Le Duigou A., Davies P. et Baley C., "Seawater ageing of Flax/PLLA biocomposites", *Polymer Degradation and Stability*, 94, (2009), pp. 1151-1162.
- Neumann S. et Marom G., "Free-volume dependent moisture diffusion under stress in composite materials", *Journal of Materials Science*, 21, (1986), pp. 26-30.

- Patel B.P., Ganapathi M. et Makhecha D.P., “Hygrothermal Effects on the Structural behaviour of Thick Composite Laminates using Higher-Order Theory”, *Composite Structures*, 56, (2002), pp. 25-34.
- Sar B.-E., Freour S., Davies P. et Jacquemin F., “Coupling moisture diffusion and internal mechanical states in polymer – A thermodynamical approach”, *European Journal of Mechanics*, 36, (2012), pp. 38-43.
- Sar B.-E., Freour S., Davies P. et Jacquemin F., “Accounting for differential swelling in the multi-physics modelling of the diffusive behaviour of polymers”, *Journal of Applied Mathematics and Mechanics*, (2014), DOI: 10.1002/zamm.201200272.
- Youssef G., Fréour S. et Jacquemin F., “Effects of moisture dependent constituents properties on the hygroscopic stresses experienced by composite structures”, *Mechanics of Composite Materials*, 4, (2009), pp. 369-380.
- Youssef G., Fréour S., et Jacquemin F., “Stress-dependent Moisture Diffusion in Composite Materials”, *Journal of Composite Materials*, 43, (2009), pp. 1621-1637.