

Approches multiéchelles complémentaires pour la modélisation multi-physique d'un composite stratifié soumis un impact laser

Complementary multiscale approaches for multi-physics modeling of a composite laminate subject to laser impact

Cédric Huchette¹ et Nicolas Dellinger²

1 : DMAS, ONERA, Université Paris Saclay
F-92322 Châtillon
e-mail : cedric.huchette@onera.fr,

2 : DMPE, ONERA, Université de Toulouse
F-31000, Toulouse, France
e-mail : nicolas.dellinger@onera.fr

Résumé

La simulation thermique en face arrière d'un composite stratifié soumis à un impact laser ou à une flamme implique de simuler la fissuration matricielle et la cinématique induite par le gradient thermique. Cependant, de par la dégradation du composite, l'apparition et/ou la disparition de différentes espèces complexifient la modélisation thermique et mécanique. Dans ce travail, nous présentons un modèle mécanique complémentaire et cohérent avec la modèle thermique développé précédemment permettant d'assurer une convergence du schéma de résolution partitionné et alterné entre les solveurs thermique et mécanique permettant de résoudre ce problème couplé.

Abstract

Modelling the thermal response of the opposite face of a laminated composite subject to laser impact or a flame involves to take into account the matrix cracking and the thermally-induced kinematics. However, due to composite degradation, the emergence and/or disappearance of various species complicate thermal and mechanical modeling. In this work, we present a complementary mechanical model consistent with our previously developed thermal model, ensuring convergence of the serial staggered algorithm between thermal and mechanical solvers to resolve this coupled problem.

Mots Clés : Calcul couplé, Délaminage, Multiphysique, Dégradation Thermique

Keywords : Coupled Simulation, Delamination Crack, Multiphysical, Thermal Degradation

1. Introduction

L'usage de matériaux composites pour des applications aéronautiques comme un fuselage d'avion demande de répondre à des obligations de sécurité relatives à la tenue au feu ou à la foudre qui ne sont *a priori* pas exigées pour d'autres parties structurales moins sujettes à ces agressions. La principale difficulté rencontrée pour ces sollicitations tient dans l'influence de la température sur les propriétés mécaniques du matériaux qui sont alors mal connues pour les composites à matrices organiques notamment pour la tenue des interfaces [1]. Or pour de tels chargements, les mécanismes d'endommagement et notamment le délaminage jouent un rôle important vis à vis de la réponse thermique et alors mécanique du matériau et des performances résiduelles de la pièce [1, 2].

C'est dans ce contexte que le département thermique de l'Onera (département Multi-physique pour l'énergétique) a développé ces dernières années un modèle de comportement thermique permettant de décrire l'ensemble des mécanismes de dégradation issus de la composition thermique du matériau [3, 4]. Cependant, en présence de fissuration ou de dilatation importante la prévision du champ de température doit tenir compte de la réponse mécanique. Afin de mettre en place un outil de prévision des champs de température dans des structures soumises à de forts gradients de température, l'Onera

s'appuie sur le couplage de deux solveurs numériques. Le premier, MoDeTheC (Modélisation de la Dégradation Thermique des Composites), est un solveur volumes finis dédié à la prévision de la réponse thermique au sein du composite en tenant compte du transfert de chaleur et de masse au sein du matériau. Pour cela, des lois de Fourier et de Darcy décrivent le comportement thermique au sein d'un milieu homogénéisé considéré comme poreux. Le second, ZéBuLoN, est un solveur par éléments finis permettant de résoudre le problème thermo-mécanique induit par ce gradient de température. Le couplage entre ces deux solveurs est assuré par la bibliothèque CWIPI qui assure le transfert de l'ensemble des quantités d'intérêt entre les deux solveurs. La Figure 1 illustre le schéma globale de résolution du problème couplé à l'aide d'un algorithme de résolution partitionné et séquentiel. Par ce schéma de résolution, le modèle thermique est en capacité de prendre en compte dans son

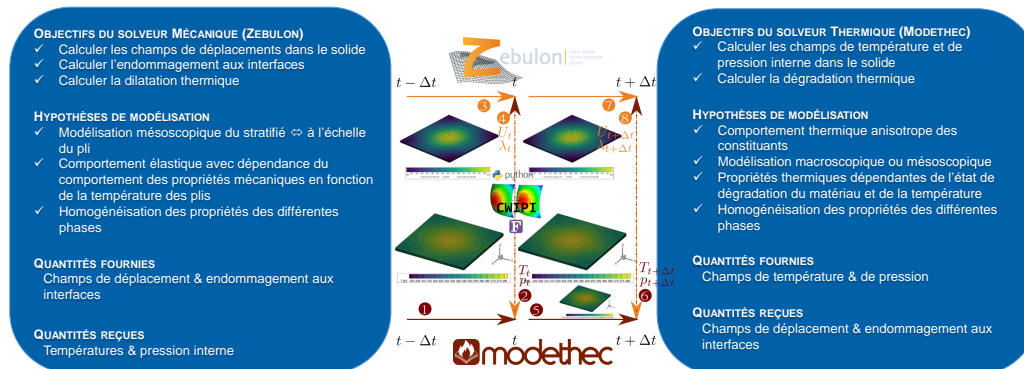


FIG. 1. – Schéma de résolution partitionné alterné mise en œuvre pour la résolution du problème couplé de dégradation thermique d'un matériau composite.

analyse les variations de volume induites par le gradient thermique au sein du matériau. Cependant au delà de la problématique de l'erreur numérique induite par le schéma temporel explicite du solveur thermique sur l'estimation de la déformée du solide, la fermeture des équations de conservations de la masse pour l'ensemble des constituants solides considérés dans l'analyse multiéchelle n'est pas nécessairement assurée [3, 4]. Afin de palier cette difficulté, nous proposons dans ce travail d'utiliser une loi de comportement thermo-mécanique multiéchelle basée sur le modèle de Mori et Tanaka [5] pour ainsi remonté aux variations de volume phase par phase. Cette approche est ensuite appliquée à la modélisation d'un composite quasi-isotrope composé de pli unidirectionnel en carbone/epoxy soumis à un impact laser.

2. Loi de comportement du pli et de l'interface

Le modèle de comportement porothermique proposé par Biasi *et al.* [3, 4] repose sur une approche multiéchelle en considérant une homogénéisation à deux étapes pour remonter aux tenseurs de conductivité et de perméabilité ou de l'émissivité effective du milieu fibreux (Figure 2). Ainsi dans le cas

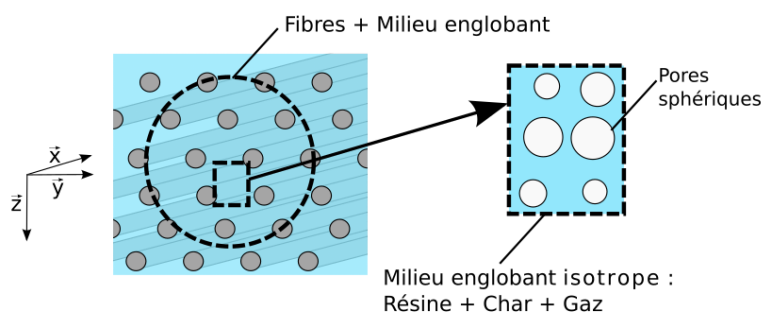


FIG. 2. – Homogénéisation en deux étapes [3]

d'un composite à fibre longue, le pli est considéré comme un milieu composé de fibre englobé d'un milieu englobant homogénéisé. Ce milieu englobant est en fait composé de la résine vierge, de « char » (résidu carboné issu de la pyrolyse de la résine) et de porosité (également issue du processus de pyrolyse). Par ce processus, l'évolution des propriétés porothermique du pli tient facilement compte de la dégradation de la résine initiale en char et gaz [3, 4]. Cependant, cette approche repose sur des équations de la conservation de la masse qui s'appuie sur des quantités physiques qui ne sont pas indépendantes de la déformation des différents espèces solides considérées. Par exemple, la masse volumique intrinsèque d'un solide ne peut être considérée comme indépendant de la déformation. En effet, si un volume V_i^{k-1} d'un solide i à un instant $(k-1)$ a une masse de m_i^{k-1} , sa masse volumique intrinsèque $\hat{\rho}_i^{k-1}$ est alors :

$$\hat{\rho}_i^{k-1} = \frac{m_i^{k-1}}{V_i^{k-1}} \quad (\text{Eq. 1})$$

après déformation ($\underline{\varepsilon}_i$) mais sans perte de masse ($m_i^k = m_i^{k-1}$) :

$$\hat{\rho}_i^k = \frac{m_i^k}{V_i^k} = \hat{\rho}_i^{k-1} \frac{V_i^{k-1}}{V_i^k} = \hat{\rho}_i^{k-1} [1 + \text{Tr}(\underline{\varepsilon}_i)] \quad (\text{Eq. 2})$$

Il est donc important de pouvoir en permanence prendre en compte dans les équations de conservation de masse ou d'énergie de l'évolution de ces quantités avec la variation de volume. C'est pourquoi, nous avons décidé de proposer un modèle mécanique permettant de remonter aux variations de volume espèce par espèce. Ainsi, nous considérons qu'à l'échelle du macroscopique (en l'occurrence le pli) et qu'à celles des constituants, la séparation de la déformation est définie en une partie élastique (^{el}) et une partie thermique (th) de la manière suivante :

$$\begin{cases} \underline{\varepsilon} = \underline{\varepsilon}^{\text{el}} + \underline{\varepsilon}^{\text{th}} \\ \underline{\bar{\varepsilon}} = \underline{\bar{\varepsilon}}^{\text{el}} + \underline{\bar{\varepsilon}}^{\text{th}} \end{cases} \quad (\text{Eq. 3})$$

Nous définissons également les tenseurs de localisation de la déformation $\underline{\underline{A}}$ et de concentration des contraintes $\underline{\underline{B}}$ par les relations suivantes :

$$\begin{cases} \underline{\varepsilon}(\vec{x}) = \underline{\underline{A}}(\vec{x}) : \underline{\bar{\varepsilon}} \\ \underline{\sigma}(\vec{x}) = \underline{\underline{B}}(\vec{x}) : \underline{\bar{\sigma}} \end{cases} \quad (\text{Eq. 4})$$

À l'échelle des constituants, la relation de comportement thermo-élastique est définie par :

$$\begin{cases} \underline{\sigma}(\vec{x}) = \underline{\underline{C}}(\vec{x}) : [\underline{\varepsilon}(\vec{x}) - \underline{\varepsilon}^{\text{th}}(\vec{x})] = \underline{\underline{C}}(\vec{x}) : \underline{\varepsilon}^{\text{el}}(\vec{x}) \\ \underline{\varepsilon}^{\text{th}}(\vec{x}) = \underline{\underline{\alpha}}^{\text{th}}(\vec{x}) (T - T_{\text{ref}}) \end{cases} \quad (\text{Eq. 5})$$

avec $\underline{\underline{C}}(\vec{x})$ le tenseur de rigidité et $\underline{\underline{\alpha}}^{\text{th}}(\vec{x})$ le tenseur de dilatation, tous deux au point matériel \vec{x} . T et T_{ref} sont ici la température au sein du volume et celle de référence qui reste constante au cours du temps. Il est important de souligner ici que même si la température T peut évoluer au cours du temps, elle reste dans nos hypothèses homogène sur le volume ce qui implique qu'aucun gradient de température n'est considéré ici au sein du VER (Volume Élémentaire Représentatif). Dans la suite, nous noterons $\langle \alpha \rangle$ la moyenne volumique de la quantité α définie en tout point matériel \vec{x} du VER du volume de matière Ω , *i.e.* :

$$\langle \alpha \rangle = \frac{1}{V} \int_{\Omega} \alpha(\vec{x}) dV = \bar{\alpha} \quad (\text{Eq. 6})$$

et les tenseurs d'ordre 2 seront notés t_2 et ceux d'ordre 4, $\underline{\underline{T}}_4$. Il est également établi des définitions Eq. 4-Eq. 5 que le tenseur de rigidité du composite est défini par :

$$\underline{\underline{C}} = \left\langle \underline{\underline{A}}^T : \underline{\underline{C}} : \underline{\underline{A}} \right\rangle \quad (\text{Eq. 7})$$

et que son tenseur de dilatation thermique est quant à lui défini par :

$$\underline{\underline{\alpha}}^{\text{th}} = \left\langle \underline{\underline{\alpha}}^{\text{th}} : \underline{\underline{B}} \right\rangle \quad (\text{Eq. 8})$$

tout en sachant que les tenseurs de localisation et de concentration sont reliés par la relation suivante :

$$\underline{\underline{B}}(\vec{x}) = \underline{\underline{C}}(\vec{x}) : \underline{\underline{A}}(\vec{x}) : \underline{\underline{C}}^{-1} \quad (\text{Eq. 9})$$

Une fois établi ces relations, il s'agit alors de définir la valeur des tenseurs de localisation des différentes phases pour connaître le comportement du pli. Dans le cas du modèle de Mori-Tanaka [5], le tenseur de localisation par phase est défini par la relation suivante :

$$\underline{\underline{A}}_{\text{ph}} = \underline{\underline{A}}_{\text{ph}}^{\text{dl}} : \left[\sum_{i=1}^N \varphi_i \underline{\underline{A}}_i^{\text{dl}} \right]^{-1} \quad (\text{Eq. 10})$$

où φ_i est le taux volumique de la phase i et $\underline{\underline{A}}_i^{\text{dl}}$ est le tenseur de localisation dit dilué de cette dernière. L'expression de ce tenseur dépend du tenseur d'Eshelby $\underline{\underline{S}}_i^E$ de la phase considérée et du tenseur de rigidité de la matrice $\underline{\underline{C}}_m$:

$$\underline{\underline{A}}_i^{\text{dl}} = \left[\underline{\underline{I}} + \underline{\underline{S}}_i^E : \underline{\underline{C}}_m^{-1} : \left(\underline{\underline{C}}_i - \underline{\underline{C}}_m \right) \right]^{-1} \quad (\text{Eq. 11})$$

L'expression du tenseur d'Eshelby est quant à elle analytiquement connue pour certaines formes d'inclusion (cylindrique, sphérique, penny-shaped, ..) au sein d'une matrice isotrope [6]. Nous avons donc le tenseur de rigidité du VER considéré défini par :

$$\underline{\underline{C}} = \sum_{i=1}^N \varphi_i \underline{\underline{C}}_i : \underline{\underline{A}}_i = \left[\sum_{i=1}^N \varphi_i \underline{\underline{C}}_i : \underline{\underline{A}}_i^{\text{dl}} \right] : \left[\sum_{i=1}^N \varphi_i \underline{\underline{A}}_i^{\text{dl}} \right]^{-1} \quad (\text{Eq. 12})$$

Le tenseur de dilatation du VER est quant à lui défini par :

$$\underline{\underline{\alpha}}^{\text{th}} = \sum_{i=1}^N \varphi_i \underline{\underline{\alpha}}_i^{\text{th}} : \underline{\underline{B}}_i = \left[\sum_{i=1}^N \varphi_i \underline{\underline{\alpha}}_i^{\text{th}} : \underline{\underline{C}}_i : \underline{\underline{A}}_i^{\text{dl}} \right] : \left[\sum_{i=1}^N \varphi_i \underline{\underline{A}}_i^{\text{dl}} \right]^{-1} : \underline{\underline{C}}^{-1} \quad (\text{Eq. 13})$$

L'application de ce modèle au cas de l'homogénéisation d'une cellule composée de fibre, de matrice époxy, de char et de porosité nécessite de procéder en deux étapes pour éviter l'obtention d'un tenseur de comportement non symétrique. Dans les faits, c'est l'application de la relation Eq. 10 qui rend le tenseur non symétrique lorsque plusieurs inclusions sont considérées et que l'une des inclusions n'est pas isotrope.

Ainsi dans un premier temps, le comportement de la matrice équivalente à la matrice englobante de la Fig. 2 doit être déterminé. Pour cela, nous considérons que les porosités (p) et le char (c) sont des inclusions sphériques dans la matrice époxy (m). Le comportement du pli est ensuite défini par le comportement homogénéisé d'une inclusion cylindrique avec un comportement de fibre (f) au sein d'un milieu de référence identique à celui estimé (mat). La partition de la déformation proposée à l'échelle macroscopique dans l'Eq. 3. permet simplement de faire un lien entre la contribution de chaque phase. Il ressort de cette analyse que :

$$\begin{cases} \underline{\underline{\varepsilon}}_m &= \varphi_m \underline{\underline{A}}_m : \underline{\underline{A}}_{\text{mat}} : \underline{\underline{\varepsilon}}^{\text{el}} + \varphi_m \underline{\underline{\alpha}}_m^{\text{th}} : \underline{\underline{B}}_m : \underline{\underline{B}}_{\text{mat}} (T - T_o) \\ \underline{\underline{\varepsilon}}_c &= \varphi_c \underline{\underline{A}}_c : \underline{\underline{A}}_{\text{mat}} : \underline{\underline{\varepsilon}}^{\text{el}} + \varphi_c \underline{\underline{\alpha}}_c^{\text{th}} : \underline{\underline{B}}_c : \underline{\underline{B}}_{\text{mat}} (T - T_o) \\ \underline{\underline{\varepsilon}}_f &= \varphi_f \underline{\underline{A}}_f : \underline{\underline{\varepsilon}}^{\text{el}} + \varphi_f \underline{\underline{\alpha}}_f^{\text{th}} : \underline{\underline{B}}_f (T - T_o) \\ \underline{\underline{\varepsilon}}_p &= \varphi_p \underline{\underline{A}}_p : \underline{\underline{A}}_{\text{mat}} : \underline{\underline{\varepsilon}}^{\text{el}} \end{cases} \quad (\text{Eq. 14})$$

Connaissant la déformation de chaque phase à chaque incrément, il est alors possible de faire évoluer le schéma de la Figure 1 selon le schéma de la Figure 3.

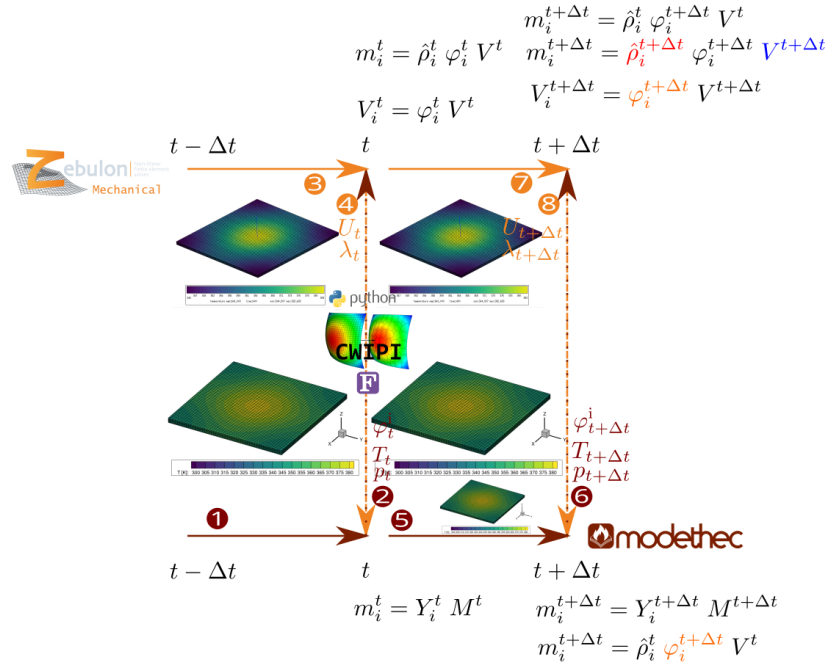


FIG. 3. – Évolution du schéma résolution partitionné alterné mise en œuvre pour la résolution du problème couplé prenant en compte la déformation des phases

Pour ce qui concerne, la modélisation du comportement des interfaces est assurée par un modèle de zone cohésive basé sur le modèle d'Alfano et Crisfield [7]. Nous avons décidé de prendre en compte la pression interne au niveau du point de Gauss de l'élément de zone cohésive de la manière suivante :

$$\underline{T} + p\underline{I} = \underline{K}(1 - d) \langle [[\underline{u}]] \rangle_+ + \underline{K} \langle [[\underline{u}]] \rangle_- \quad (\text{Eq. 15})$$

où \underline{T} est la contrainte à l'interface, p est la pression interne, \underline{I} est le tenseur unité, \underline{K} est la raideur initiale de l'interface, d l'endommagement et $[[\underline{u}]]$ est le saut de déplacement à l'interface. La pression interne n'est pas incluse dans l'équilibre des efforts extérieurs assuré par le solveur mécanique et la contrainte vue en chaque point de Gauss correspond donc uniquement aux efforts externes induits par le chargement mécanique pris en compte dans le solveur mécanique. Le champ de contrainte total vu au niveau de chaque point de Gauss correspond donc bien à la somme entre ce chargement mécanique et la pression interne comme le traduit l'Eq. 15. Ainsi, lorsque le délaminage est présent au sein l'interface et malgré une raideur de l'élément nulle, la contrainte vue au niveau des interfaces correspond à la pression interne alors qu'elle est censée être nulle du point de vue du solveur mécanique.

3. Modélisation de l'essai BLADE

La loi de comportement du pli et de l'interface décrite dans le paragraphe précédent est mise en oeuvre pour la modélisation de l'essai BLADE sur un quasi-isotrope de 8 plis et pour un impact laser de 76.2 kW m^{-2} décrit dans Delinger *et al.* [4]. La Figure 4 présente la comparaison des champs de température en face arrière simulés en trait plein et de ceux mesurés en trait discontinu. Les points de comparaison sont situés sur des couronnes circulaires tous les 5 mm, du centre de l'éprouvette jusqu'à 20 mm. Elle présente également une coupe à cœur et au centre de l'éprouvette du champ de pression interne fourni par MoDeTheC à Zébulon et de son effet sur la déformé de la plaque par la présence de délaminage à un instant de 220 s de simulation au centre de l'éprouvette. L'évolution du champ

de champ de température souligne que dans les zones éloignées des zones délaminées, une excellente correspondance entre les simulations et les mesures est observée mais dans les zones d'apparition du délaminage, les effets de la fissuration ne sont pas parfaitement bien représentés sur la réponse thermique en face arrière.

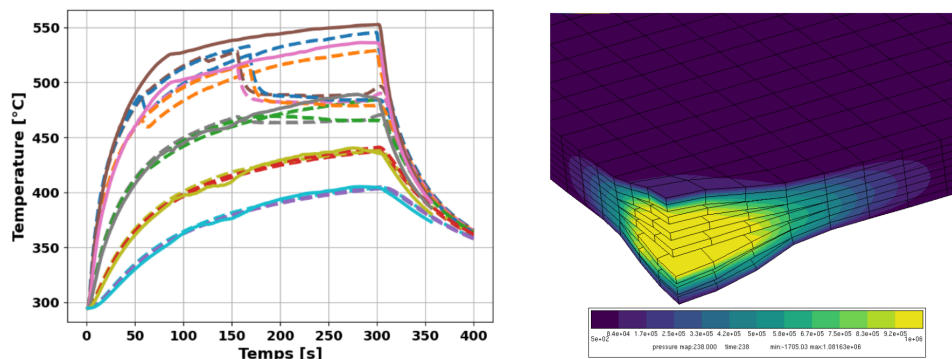


FIG. 4. – Estimation de la réponse thermique en face arrière et de la fissuration par délaminage pour la simulation d'un essai BLADE de 76.2 kW m^{-2} sur une plaque quasi isotrope en T700/M21

4. Conclusions et perspectives

Dans ce travail, nous avons souligné l'importance de prendre en compte des lois de comportement thermique et mécanique cohérentes pour assurer une convergence d'un schéma de résolution partitionné alterné d'un problème couplé de thermo-mécanique de dégradation thermique d'un matériau composite. En l'absence d'une telle cohérence, une divergence de la simulation est observée par non conservation de l'équation de conservation de la masse dans le solveur thermique. La comparaison entre les résultats de simulation et ceux des essais soulignent que dans les zones d'apparition du délaminage lié à la pression interne et aux contraintes induites par le chargement thermique, les effets de la fissuration sur le champ thermique ne sont pas encore parfaitement rendus et soulignent que des travaux sur le caractérisation des paramètres matériaux sont encore perfectibles (dilatation thermique et contraintes d'amorçage du délaminage).

Références

- [1] A. P. Mouritz, A. G. Gibson, *Fire Properties of Polymer Composite Materials*, Springer, ISBN 978-1-4020-5356-6, 2007.
- [2] G. Leplat, C. Huchette, V. Biasi « Thermal and damage analysis of laser-induced decomposition within carbon/epoxy composite laminates », *Journal of Fire Sciences* Vol. 34 n° 5, pp. 361–384, 2016.
- [3] V. Biasi « Modélisation thermique de la dégradation d'un matériau composite soumis au feu », Ph.D. thesis, Toulouse, ISAE, 2014.
- [4] N. Dellinger, G. Leplat, C. Huchette, V. Biasi, F. Feyel « Numerical modeling and experimental validation of heat and mass transfer within decomposing carbon fibers/epoxy resin composite laminates », *International Journal of Thermal Sciences* Vol. 201, pp. 109040, 2024, ISSN 1290-0729.
- [5] T. Mori, K. Tanaka « Average stress in matrix and average elastic energy of materials with misfitting inclusions », *Acta Metallurgica* Vol. 21 n° 5, pp. 571–574, 1973, ISSN 0001-6160.
- [6] T. Mura « Isotropic inclusions », in : T. Mura (Ed.), *Micromechanics of defects in solids, Mechanics of Elastic and Inelastic Solids*, Springer Netherlands, Dordrecht, , pp. 74–128, 1987.
- [7] G. Alfano, M. A. Crisfield « Finite element interface models for the delamination analysis of laminated composites : mechanical and computational issues », *International Journal for Numerical Methods in Engineering* Vol. 50 n° 7, pp. 1701–1736, 2001, ISSN 0029-5981, 1097-0207.