

# Modélisation thermique d'un matériau composite semi-transparent soumis à un laser de haute énergie

Florent RETAILLEAU<sup>1,2\*</sup>, Vadim ALLHEILY<sup>1</sup>, Lionel MERLAT<sup>1</sup>, Jean-François HENRY<sup>2</sup> et Jaona Harifidy RANDRIANALISOA<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Institut franco-allemand de recherches de Saint-Louis (ISL), 5 rue du Général Cassagnou, BP 70034, 68301 Saint-Louis Cedex, France

<sup>2</sup>Institut de Thermique, Mécanique et Matériaux (ITheMM), Université de Reims Champagne–Ardenne, UFR Sciences Exactes et Naturelles Campus du Moulin de la Housse, BP 1039, 51687 Reims Cedex 2, France

\* (auteur correspondant : jaona.randrianalisoa@univ-reims.fr)

**Résumé** - Cette étude présente un modèle thermique permettant de prédire le champ de température au sein d'un matériau composite fibre de verre/résine époxy soumis à **un fort flux radiatif allant jusqu'à 300 W/cm<sup>2</sup>**. Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis. Le terme source de l'équation de la chaleur est calculé à partir des profils tridimensionnels d'absorption obtenus en résolvant l'équation de transfert radiatif par une méthode de Monte Carlo. Les propriétés radiatives et thermiques du matériau sont déterminées entre 20 et 400 °C. Un banc expérimental permettant de mesurer la température avant et arrière d'un échantillon soumis à un fort flux laser a été développé afin de comparer les résultats théoriques et expérimentaux.

## Nomenclature

$A, E_a, p$	paramètres de la loi d'Arrhenius	$x, y, z$	coordonnées cartésiennes
$C_p$	chaleur spécifique, J.kg <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	<i>Symboles grecs</i>	
$e$	épaisseur de l'échantillon, mm	$\beta_g$	paramètre de forme
$d\omega$	angle solide élémentaire, sr	$\varepsilon$	émissivité
$h$	coefficient de convection, W.m <sup>-2</sup> .K <sup>-1</sup>	$\kappa_\lambda$	coefficient d'absorption
$I_\lambda$	luminance spectrale, W.m <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup>	$\rho$	masse volumique, kg.m <sup>-3</sup>
$k$	conductivité thermique, W.m <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup>	$\sigma_\lambda$	coefficient de diffusion
$Q$	source volumique, W.m <sup>-3</sup>	$\sigma$	constante Stefan-Boltzmann, J.s <sup>-1</sup> .m <sup>-2</sup> .K <sup>-4</sup>
$t$	temps, s	$\phi$	fonction de phase
$T$	température, °C	<i>Indices</i>	
$v_g$	paramètre de la loi normale	$a$ : ambiant, $env$ : environnant, $g$ : loi normale	

## 1. Introduction

La propagation de la lumière dans les matériaux composites semi-transparentes fait intervenir de nombreux phénomènes complexes. En raison de leurs nombreuses qualités et notamment de leur rapport résistance **mécanique**/masse, les matériaux composites sont largement utilisés dans des domaines très variés. En particulier, les polymères renforcés de fibres de verre sont couramment utilisés dans les domaines du nautisme, de l'automobile et de l'aéronautique. Pour certaines applications, par exemple des procédés de fabrication ou de caractérisation ou encore des applications de défense, ce type de matériau peut être soumis à un flux radiatif élevé, **de l'ordre de plusieurs centaines de Watt par cm<sup>2</sup>**. Dans ce cas, **il est primordial de connaître la température du matériau ainsi que son évolution**.

De plus, les propriétés mécaniques [1], optiques [2, 3] et thermiques [4] des polymères sont fortement influencées par la température. Cette dépendance à la température est cruciale lorsqu'on essaie de prédire le comportement thermique d'un matériau composite. Un modèle thermique capable de déterminer la distribution de température dans un matériau semi-

transparent chauffé par irradiation laser nécessite donc une solide connaissance des propriétés radiatives et thermiques du matériau en fonction de la température.

Plusieurs modèles thermiques ont été développés dans le domaine du processus de placement de bande pour les composites thermoplastiques [4-7]. Ces modèles ont été développés pour des composites renforcés avec des fibres de carbone qui sont opaques au laser de chauffe ( $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$ ). Même si peu d'études ont été consacrées aux matériaux composites à fibres de verre, on peut noter les travaux de Ilie et al. [8] et Akué-Asséko et al. [9] sur le soudage laser. Les auteurs ont développé un modèle basé sur la méthode des éléments finis pour prédire la température à l'interface entre le milieu opaque et le matériau composite. Cependant, dans ces travaux, même si la diffusion était considérée, l'absorption du matériau semi-transparent était négligée et l'échauffement de l'échantillon était uniquement dû à l'absorption du composant opaque. De plus, la température atteinte lors de ce procédé de fabrication est faible, de l'ordre de 100 °C seulement. Dans ses travaux de thèse, Allheily [10] a développé un modèle thermique appliqué aux matériaux composites semi-transparents sous des flux laser de haute énergie. Dans ses travaux, l'auteur a démontré la possibilité de relier les propriétés radiatives à la fraction du matériau ayant réagi avec la loi expérimentale d'Arrhenius. Même si cette méthode a montré des résultats intéressants, l'auteur a souligné la nécessité d'avoir une meilleure connaissance du comportement radiatif du matériau afin d'obtenir des résultats plus pertinents. De plus, toutes les propriétés thermiques des matériaux ont été considérées comme constantes et indépendantes de la température et de la vitesse de chauffe.

Dans leurs travaux, Retailleau et al. [11] ont développé un modèle expérimental et théorique qui permet de déterminer les propriétés radiatives d'un matériau composite semi-transparent en fonction de la température. Cette approche utilise la méthode inverse de Gauss-Newton basée sur des résultats théoriques obtenus par la résolution de l'équation de transfert radiatif avec une méthode de Monte Carlo et sur des mesures de transmittance et réflectance hémisphériques et bidirectionnelles. Cette méthode peut être appliquée à des matériaux semi-transparents à surface rugueuse pour la caractérisation des propriétés radiatives entre 20 et 450 °C. A partir des propriétés radiatives déterminées sur une large gamme de température, la modélisation de la propagation d'un flux d'irradiation devient réalisable. La connaissance de la trajectoire des rayons traversant le matériau permet d'évaluer la distribution de la puissance du faisceau laser absorbée au sein du matériau. A partir de la distribution de la puissance absorbée, il est ainsi possible de quantifier la distribution de l'énergie laser à l'intérieur du volume de l'échantillon.

## 2. Matériaux et caractérisation thermique

Dans cette étude, nous nous sommes concentrés sur un matériau composite stratifié verre-époxy. Ce matériau est composé d'un empilement de couches de fibres de verre imprégnées dans une résine époxy où chaque couche est appelée un pli. Il est obtenu par autoclave à partir d'un pré-imprégné industriel de la société Hexcel (réf. HexPly M9.6GF/42\%/200T2/G). Les renforts, qui assurent la résistance mécanique du matériau, sont des fibres de verre de type E-glass tissées en sergé 2/2. Des échantillons de 6, 8, 12 et 16 plis sont utilisés ici, ce qui correspond à des épaisseurs de 1 mm, 1,40 mm, 2,2 mm et 3 mm, respectivement. La figure 1, obtenue à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB, FEI Nova NanoSEM 450), montre une vue en coupe transversale d'un échantillon de verre-époxy poli de 12 plis.

Dans l'analyse qui suit, nous supposons que les échantillons composites peuvent être traités comme un milieu homogène caractérisé par des propriétés effectives ou équivalentes [12]. Il est important de noter que cette hypothèse ne fonctionne que pour les échantillons ayant un nombre suffisant de plis, 6 plis dans notre cas. Les propriétés utilisées par la suite, c'est-à-dire l'émissivité de la surface  $\varepsilon$  (Fig. 2), la masse volumique  $\rho$ , la chaleur spécifique  $C_p$  et la

conductivité thermique  $k$  (Diffusivité =  $k/\rho C_p$ , Fig. 3) sont donc des propriétés équivalentes et sont considérées connues entre 20 et 400 °C [13]. À noter que l'émissivité varie peu en fonction de la température dans la gamme spectrale des outils de mesure (cf. 3.2) malgré la carbonisation de la surface pour les hautes températures.

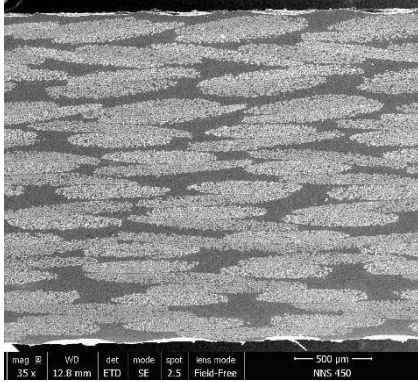


Figure 1 : Vue en coupe d'un échantillon

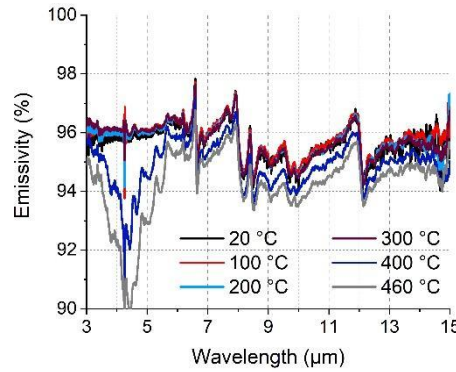


Figure 2 : Emissivité d'un échantillon à plusieurs températures

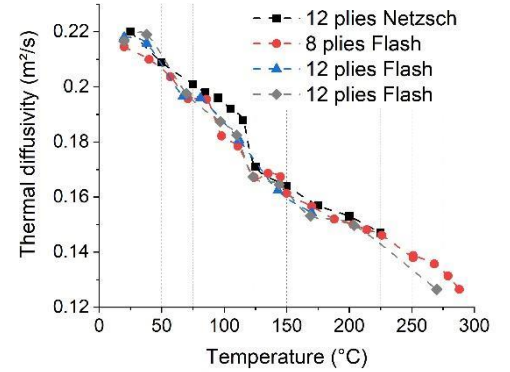


Figure 3 : Diffusivité thermique obtenues par avec deux systèmes de mesure [13]

### 3. Détermination expérimentale et théorique de la température du milieu

#### 3.1. Modèle théorique

Le modèle théorique détaillé ici vise à calculer le champ de température dans des matériaux semi-transparents soumis à une irradiation laser pour des densités de puissance de 75, 150 et 300 W/cm<sup>2</sup>. L'équation de la chaleur, Eq. (1), ainsi que les conditions aux limites appropriées, Eqs (2) et (3), sont résolues à l'aide du logiciel COMSOL Multiphysics®, basé sur la méthode des éléments finis. Les échantillons étudiés ici sont des parallélépipèdes de 50x50 mm de quatre épaisseurs différentes, à savoir 1 ; 1,4 ; 2,2 et 3 mm. La zone irradiée est un disque de 20 mm de diamètre au centre de l'échantillon. La température est mesurée sur un disque de 10 mm de diamètre au centre et de chaque côté de l'échantillon. Le maillage est de type tétraédrique libre constitué de 10 000 éléments. Le maillage est plus grand sur les bords de l'échantillon avec des éléments de 2 mm et plus fin au centre de l'échantillon avec des éléments de 0,1 mm. La maille est également plus fine sur l'axe  $z$  car le flux d'irradiation laser se propage dans cette direction.

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla(-k\nabla T) + Q \quad (1)$$

avec  $Q$  la source de chaleur par unité de volume qui est décrite ci-dessous. Avant l'irradiation, l'échantillon est à la température de l'air ambiant  $T_a$ . Les pertes de chaleur sont dues à la convection naturelle et à l'échange par rayonnement avec le milieu environnant à la température radiative  $T_{env}$ . Ceci conduit aux conditions aux limites suivantes :

$$T(x, y, z, 0) = T_a \quad (2)$$

$$-k\nabla T = -h(T(0, t) - T_a) - \varepsilon\sigma(T(0, t)^4 - T_{env}^4) \text{ si } z = 0 \quad (3)$$

$$-k\nabla T = h(T(e, t) - T_a) + \varepsilon\sigma(T(e, t)^4 - T_{env}^4) \text{ si } z = e \quad (4)$$

avec  $x, y, z$  la hauteur, la largeur et l'épaisseur respectivement.  $h$  désigne le coefficient de convection thermique évalué pour une paroi verticale en condition de convection naturelle et dépendant de la température.  $\sigma$  correspond à la constante de Stefan-Boltzmann telle que  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$ .

### 3.1.1. Source volumique radiative

La détermination de la source volumique  $Q$ , apparaissant dans l'Eq. (1) nécessite la résolution de l'équation du transfert radiatif (ETR) dans le volume. Dans cette étude, le milieu semi-transparent est considéré comme froid (sans émission propre). L'ETR s'écrit alors sous la forme suivante :

$$\frac{\partial I_\lambda(s, \theta, \varphi)}{\partial s} = -(\kappa_\lambda + \sigma_\lambda)I_\lambda(s, \theta, \varphi) + \frac{\sigma_\lambda}{4\pi} \int_0^{4\pi} \phi_\lambda(\theta, \varphi, \theta', \varphi')I_\lambda(s, \theta, \varphi) d\omega' \quad (5)$$

avec la luminance spectrale  $I_\lambda$  aux coordonnées  $s$  et dans la direction  $(\theta, \varphi)$ ,  $\kappa_\lambda$  le coefficient d'absorption,  $\sigma_\lambda$  le coefficient de diffusion,  $\phi_\lambda$  la fonction de phase de diffusion et  $d\omega'$  l'angle solide unitaire. Les conditions aux limites (6) et (7) décrivent les luminances quittant les frontières. Le milieu étant semi-transparent, une partie du flux est transmise, l'autre est réfléchi à chaque interface. Par la suite,  $\mu = \cos \theta$ . Le système est considéré comme semi-infini suivant les directions  $x$  et  $y$ .

$$(0, \theta, \varphi) = (1 - r_{12}(\mu_0, \mu))I(0, \theta_0, \varphi_0) + \int_0^{2\pi} \int_0^1 r_{21}(\mu', \mu)I(0, \theta', \varphi')\mu' d\mu' d\varphi', \quad (6)$$

$$0 \leq \theta < \frac{\pi}{2}, \theta' = \cos^{-1}\mu' + \frac{\pi}{2}$$

$$I(e, \theta, \varphi) = \int_0^{2\pi} \int_0^1 r_{21}(\mu', \mu)I(e, \theta', \varphi')\mu' d\mu' d\varphi', \frac{\pi}{2} < \theta \leq \pi, \theta' = \cos^{-1}\mu' \quad (7)$$

avec  $r_{ij}(\mu_0, \mu)$  la réflectivité de Fresnel corrigée explicitée dans Réf. [12].

Afin de résoudre l'ETR, Eq. (5), avec les conditions aux limites, Eqs. (6) et (7), une méthode Monte Carlo directe est employée. Cette méthode est bien adaptée aux problèmes de transfert radiatif, comme montré et explicité en Réf [12]. Cependant, pour résoudre ce système, il est nécessaire de connaître les coefficients d'absorption et de diffusion du milieu ainsi que sa fonction de phase. Pour ce faire, nous avons procédé par méthode inverse en utilisant la méthode de Monte Carlo avec la méthode d'identification de Gauss-Newton. Par souci de concision, la méthode ne sera pas présentée ici mais est détaillée en Réf [12]. Seules les propriétés radiatives identifiées seront présentées en Fig. 4. L'identification a été réalisée sur les échantillons des quatre épaisseurs différentes mais les résultats étant similaires, seuls les 12 plis seront présentés ici. Deux systèmes de mesure ont été utilisés, l'un atteignant 200 °C (Bidirectional) et le second 450 °C (Hemispherical) comme détaillé en Réf. [13]. La fonction de phase approximée par une fonction de Henyey et Greenstein est explicitée en Réf. [11].

À partir de la résolution par la méthode de Monte Carlo de l'ETR et des propriétés radiatives effectives identifiées, il est possible de déterminer le terme de source volumique apparaissant dans l'équation (1), en tout point de l'échantillon pendant l'irradiation laser. Afin d'implémenter le terme source dans le logiciel COMSOL, les résultats discrets de la puissance absorbée sont ajustés selon la loi normale généralisée telle que :

$$Q(x, y, z, T) = V_g(z, T) \exp\left(-\frac{5\sqrt{x^2 + y^2}}{4\sigma_g(z, T)}\right) \beta_g(z, T) \quad (5)$$

avec  $V_g$ ,  $\sigma_g$  et  $\beta_g$  les paramètres de la loi normale généralisée. Le terme source approché est présenté sur la Fig. 5. Le résultat correspond à une simulation de Monte Carlo avec  $10^7$  rayons

lancés et moyennés sur cinq tirages différents. Pour des raisons de temps de calcul, ces paramètres sont déterminés pour 13 températures uniformément distribuées entre 20 et 400 °C et pour 6 coordonnées  $z$  uniformément distribuées entre 0 et l'épaisseur de l'échantillon. Ces discrétisations peuvent conduire à une certaine imprécision dans le résultat final mais simplifient drastiquement le calcul.

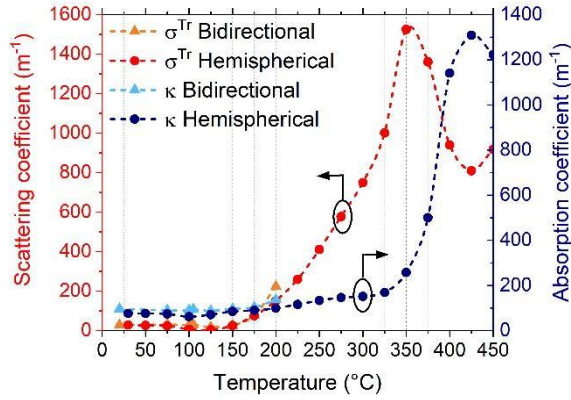


Figure 4 : Coefficient d'absorption  $\kappa$  et de diffusion  $\sigma$  à 1070 nm d'un échantillon 12 plis obtenus selon deux méthodes

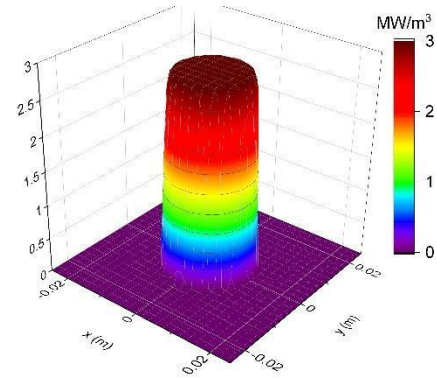


Figure 5 : Source volumique en  $z = 0$  pour un flux de 150 W/cm<sup>2</sup> fité selon la loi normale généralisée.

### 3.1.2. Loi d'Arrhenius

Toutes les propriétés thermiques présentées précédemment ont été déterminées à de faibles vitesses de chauffe (moins de 20 °C/min) mais ici, nous avons affaire à des vitesses de chauffe beaucoup plus élevées. Un flux laser de 75, 150 ou 300 W/cm<sup>2</sup> conduit à une vitesse de chauffe en face avant de ces échantillons d'environ 3600, 6000 et 14000 °C/min respectivement. Comme la cinétique de chauffe a un impact sur l'évolution des propriétés du matériau en température, il est nécessaire de considérer la différence entre les vitesses de chauffe. **Ce décalage en température des propriétés du matériau nous permet de caractériser le matériau jusqu'à 600 °C pour les cinétiques de chauffe étudiées ici.** La loi d'Arrhenius est une loi empirique qui décrit la cinétique de réaction (ou de dégradation) en fonction de la température [14]. Elle permet de corréliser les propriétés thermiques avec l'avancement des réactions (transition vitreuse, dégradation) plutôt qu'avec les températures.

$$\frac{dx}{dt} = A e^{\frac{-E_a}{RT}} (1-x)^p \quad (6)$$

Avec  $x$  la fraction ayant réagi,  $R$  la constante des gaz parfait et  $A$ ,  $E_a$  et  $p$  les paramètres de la loi d'Arrhenius déterminés ici selon la méthode de Friedmann [14] lors de deux réactions, la transition vitreuse de la résine et la dégradation thermique de l'échantillon.

Tableau 1 : Coefficients de la loi d'Arrhenius identifiés lors de deux réactions

	$A$ [min <sup>-1</sup> ]	$E_a$ [J.mol <sup>-1</sup> ]	$p$
Transition vitreuse	5E30	2,4E5	1
Dégradation Th	1E11	1,75E5	1

### 3.2. Méthode expérimentale

Le dispositif expérimental (Fig. 6) permet d'appliquer un flux radiatif homogène sur un échantillon et de mesurer la température pendant toute l'expérience de part et d'autre de l'échantillon. **Dans cette étude, des flux de 75, 150 et 300 W/cm<sup>2</sup> ont été appliqués durant 10, 5**



et 2,5 secondes respectivement. Cette durée d'irradiation permet d'atteindre le point d'inflammation de l'échantillon. Le chauffage a été assuré par un laser haute énergie (YLS-1000, IPG Photonics) à une longueur d'onde de 1070 nm avec une divergence de 336  $\mu$ rad. Ce laser peut délivrer une puissance continue de 10 kW collimatée dans un faisceau multimode quasi-gaussien d'un diamètre de 22 mm. À l'aide d'un diaphragme refroidi à l'eau confectionné à l'ISL, le faisceau laser a été remodelé en un faisceau top-hat d'un diamètre de 10 mm. Le faisceau laser a ensuite été agrandi d'un facteur deux à l'aide d'un télescope de Galilée composé d'une lentille divergente (focale = -150 mm) et d'une lentille convergente (focale = 300 mm). Cinq appareils ont été utilisés pour mesurer la température de l'échantillon, deux pyromètres (Pyrospot 10MF/DPE, Dias Infrared Systems), deux autres pyromètres (IN 5-H plus, LumaSense Technologies) et une caméra infrarouge (A655sc, FLIR). La gamme spectrale des pyromètres Dias est autour de 3,9  $\mu$ m et la gamme spectrale des pyromètres LumaSense est comprise entre 8 et 14  $\mu$ m. La gamme spectrale de la caméra est comprise entre 7,5 et 14  $\mu$ m. L'échantillon est opaque à ces longueurs d'onde et l'émissivité spectrale est connue et fixée à 0,9. Deux pyromètres, un de chaque modèle, ont été placés devant l'échantillon et les deux autres ont été placés à l'arrière de l'échantillon. Le spot de mesure était un disque de 10 mm de diamètre centré au milieu de l'échantillon. En raison des différentes pertes occasionnées sur le chemin optique du faisceau, le montage actuel peut délivrer une puissance maximale de 2260 W sur un disque de 20 mm de diamètre, ce qui représente une densité de flux de 720 W/cm.

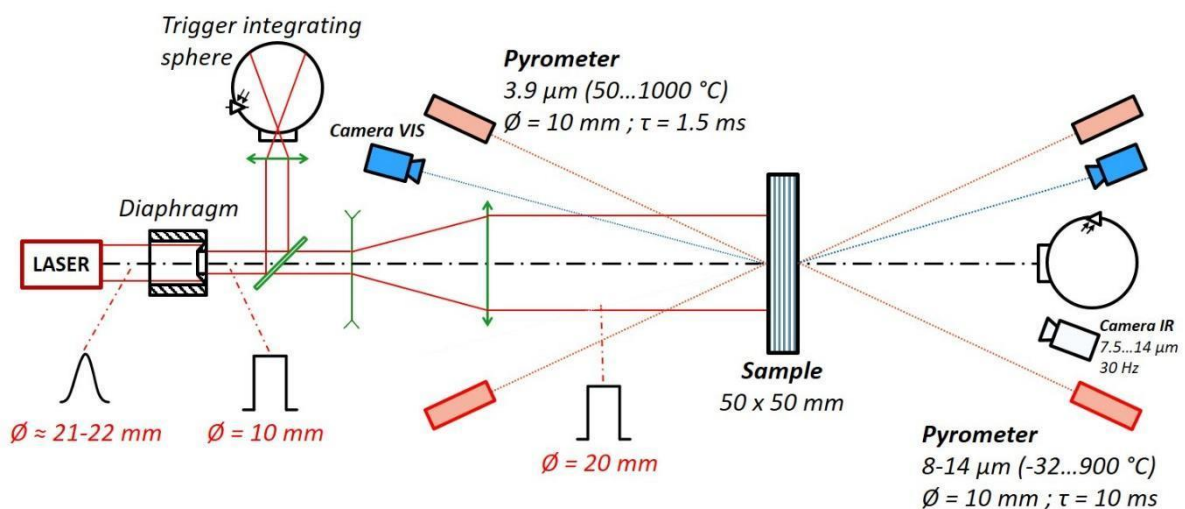


Figure 6 : Aperçu schématique du dispositif expérimental.

#### 4. Résultats

La figure 7 permet de comparer les températures théoriques obtenues à partir de la méthode présentée ci-dessus avec les températures mesurées avec le setup présenté en 3.2. La comparaison est présentée ici pour un échantillon verre-époxy de 12 plis et pour trois densités de flux laser. Pour obtenir les barres d'erreur, le modèle a été lancé pour un scénario critique en accord avec la plage d'erreur des propriétés radiatives et thermiques déterminées précédemment. Dans tous les cas, le modèle est capable de suivre l'évolution du comportement thermique de l'échantillon irradié jusqu'au départ de la flamme. Les résultats théoriques présentés dans la Fig. 7a montrent une bonne correspondance avec les températures expérimentales jusqu'au départ de flamme qui se produit vers 8 secondes. Néanmoins, nous observons que la température théorique de la face arrière est légèrement inférieure à la température expérimentale pendant 7 secondes. Nous ne pouvons pas conclure après

l'apparition de la flamme car les mesures ne sont plus fiables et de plus, le modèle n'est pas capable de gérer une telle réaction.

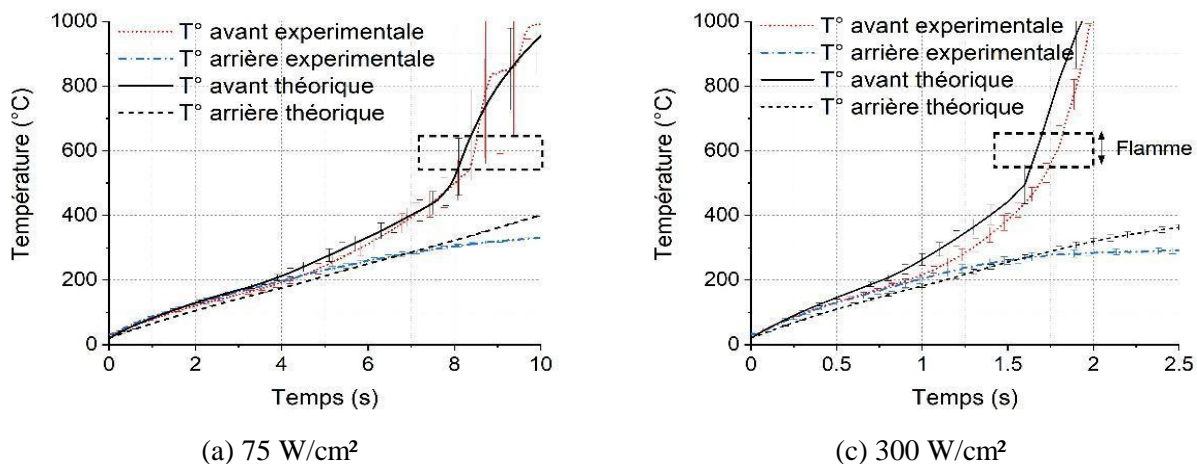


Figure 7 : Comparaison des températures théoriques et expérimentales sur les faces avant et arrière d'un échantillon de verre-époxy 12 plis pour deux densités de flux.

Nous pouvons supposer que le faisceau laser est absorbé par la flamme et par la surface carbonisée, ce qui peut expliquer en partie le plateau de température en face arrière après le début de la flamme. Les résultats présentés en Fig. 7b sont assez similaires (idem flux de 150 W/cm<sup>2</sup> non montré ici). Les résultats théoriques sont proches des températures expérimentales jusqu'à 200 °C. Ensuite, la température théorique avant demeure plus élevée que les températures expérimentales mais présente toujours le même comportement. Plusieurs facteurs peuvent expliquer ces différences. Premièrement, les vitesses de chauffe utilisées dans la loi d'Arrhenius sont constantes, ce qui n'est pas le cas ici, surtout pour les densités de flux les plus élevées. Ceci pourrait expliquer la meilleure correspondance entre les résultats théoriques et expérimentaux à 75 W/cm<sup>2</sup>. De plus, la loi d'Arrhenius est une loi empirique et l'écart important entre les vitesses de chauffe utilisées lors de la caractérisation du matériau et lors des mesures de température peut atteindre les limites de cette loi. De même, l'irradiation avec des densités de flux très élevées peut induire certains phénomènes non linéaires inconnus qui ne se produisent pas à de faibles vitesses de chauffe. En outre, les méthodes utilisées pour mesurer les propriétés du matériau en fonction de la température et les mesures de température pendant une irradiation laser à haute énergie peuvent conduire à des erreurs expérimentales. Néanmoins, le modèle théorique fournit des résultats pertinents et permet de prédire le champ de température d'un matériau composite semi-transparent irradié par un laser à haute énergie.

## 5. Conclusion

Un modèle thermique permet de calculer le champ de température d'un matériau composite semi-transparent soumis à une source laser de haute énergie. Ce modèle est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur par la méthode des éléments finis avec le logiciel COMSOL Multiphysics®. La propagation et l'absorption du laser à l'intérieur du matériau sont calculées à partir des propriétés radiatives volumiques et surfaciques identifiées dans des études précédentes et de la résolution de l'équation de transfert radiatif par la méthode de Monte Carlo. Le profil d'absorption est ensuite approximé et discrétisé afin d'être implémenté dans le logiciel. Les propriétés thermiques du matériau, à savoir l'émissivité, la masse volumique, la chaleur spécifique et la conductivité thermique ont été mesurées en fonction de la température de 20 à 400 °C. Afin d'évaluer la différence de cinétique de chauffe entre les mesures de caractérisation (entre 1 et 20 °C/min) et le problème réel (entre 3600 et 14000 °C/min), la loi d'Arrhenius a été utilisée dans le modèle. Cette loi empirique permet de minimiser l'impact induit par les

différences des vitesses de chauffe. Un dispositif expérimental capable de délivrer un flux homogène d'une densité de 75, 150 et 300 W/cm<sup>2</sup> sur un matériau composite a été développé afin de confronter les températures théoriques obtenues avec le modèle et les températures mesurées. Les températures théoriques et expérimentales correspondent bien jusqu'à l'apparition de la flamme, domaine de validité du modèle. Les résultats théoriques s'ajustent mieux pour la densité de flux de 75 W/cm<sup>2</sup> que pour celle de 300 W/cm<sup>2</sup> probablement à cause des limites de la loi d'Arrhenius et/ou à cause de certaines approximations sur les propriétés radiatives et thermiques du matériau. Néanmoins, l'évolution des températures avant et arrière de l'échantillon pour les trois différentes densités de flux est bien prédite par le modèle. Le champ de température calculé par le modèle semble pertinent jusqu'à l'apparition de la flamme.

## Références

- [1] Allheily, V., Merlat, L. & L'Hostis, G. Experimental and numerical investigations of laser-induced thermal effects on composite materials. *Proc. SPIE 11162, High Power Lasers: Technology and Systems, Platforms, Effects III*. 2019. pp. 111620.
- [2] Wietzke, S., Jansen, C., Jung, T., Reuter, M., Baudrit, B., Bastian, M., Chatterjee, S. & Koch, M. Terahertz time-domain spectroscopy as a tool to monitor the glass transition in polymers. *Optics Express*. 2009. Vol. 17, n° 21, pp. 19006-19014.
- [3] Le Louët, V., Rousseau, B., Le Corre, S., Boyard, N., Tardif, X., Delmas, J. & Delaunay, D. Directional spectral reflectivity measurements of a carbon fibre reinforced composite up to 450 C. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2017. Vol. 112, pp. 882-890.
- [4] Grove, S.M. Thermal modelling of tape laying with continuous carbon fibre-reinforced thermoplastic. *Composites*. 1988. Vol. 19, n° 5, pp. 367-375.
- [5] Hassan, N., Thompson, J. & Batra, R.C. A Heat Transfer Analysis of the Fiber Placement Composite Manufacturing Process. *Journal of Reinforced Plastics and Composites*. 2005. Vol. 24, n° 8, pp. 869-888.
- [6] Stockes-Griffin, C.M. & Compston, P. Optical characterisation and modelling for oblique near-infrared laser heating of carbon fibre reinforced thermoplastic composites. *Optics and Laser in Engineering*. 2015. Vol. 72, pp. 1-11.
- [7] Toso, Y.M.P., Ermanni, P. & Poulidakos, D. Thermal Phenomena in Fiber-reinforced Thermoplastic Tape Winding Process: Computational Simulations and Experimental Validations. *Journal of composite materials*. 2004. Vol. 38, n° 2, pp. 107-135.
- [8] Ilie, Mariana, Kneip, J.C., Mattei, S., Nichici, A., Roze, C. & Girasole, T. Through-transmission laser welding of polymers – temperature field modeling and infrared investigation. *Infrared Physics & Technology*. 2007. Vol. 51, pp. 73-79.
- [9] Akué Asséko, A.C., Cosson, B., Schmidt, F., Gilblas, R., Le Maout, Y. & Lafranche, E. Thermal modeling in composite transmission laser welding process: light scattering and absorption phenomena coupling. *Infrared Physics & Technology*. 2015. Vol. 72, pp. 293-299.
- [10] Allheily, V. *Étude et modélisation des effets de l'irradiation laser sur des matériaux composites (thèse de doctorat)*. Université de Strasbourg, 2019.
- [11] Retailleau, F., Allheily, V., Merlat, L., Henry, J-F. & Randrianalisoa, J. Temperature dependent radiative properties of semi-transparent fiberglass-epoxy composite materials from 20 °C to 200 °C. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2022. Vol. 184, pp. 122319.
- [12] Retailleau, F., Allheily, V., Merlat, L., Henry, J-F. & Randrianalisoa, J. Experimental characterization of radiative transfer in semi-transparent composite materials with rough boundaries. *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer*. 2020. Vol. 256, pp. 107300.
- [13] Retailleau, F. *Étude du transfert radiatif au sein des matériaux composites semi-transparents (thèse de doctorat)*. Université de Reims-Champagne Ardenne, 2021.
- [14] Kissinger, H.E. Reaction kinetics in differential thermal analysis. *Analytical Chemistry*. 1957. Vol. 29, n° 11, pp. 1702-1706.