



## THESIS / THÈSE

### MASTER EN SCIENCES PHYSIQUES

#### Exaltation de l'absorption de rayonnements infrarouges dans des structures photoniques naturelle et bioinspirée

Delmote, Kevin

*Award date:*  
2023

*Awarding institution:*  
Universite de Namur

[Link to publication](#)

#### General rights

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain
- You may freely distribute the URL identifying the publication in the public portal ?

#### Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

UNIVERSITÉ DE NAMUR  
FACULTÉ DES SCIENCES



---

# Exaltation de l'absorption de rayonnements infrarouges dans des structures photoniques naturelles et bioinspirées

---

*Auteur*

Kevin DELMOTE

*Promoteurs*

Dr. Sébastien MOUCHET

Prof. Olivier DEPARIS

Mémoire présenté pour l'obtention du grade académique de Master en  
Sciences Physique – Finalité spécialisée en physique et data

21 juin 2023

# UNIVERSITÉ DE NAMUR

Département de Physique

Rue de Bruxelles 61 - 5001 Namur

Téléphone : +32(0)81.72.44.90 - Téléfax : +32(0)81.72.44.64

e-mail : secretariat.physique@unamur.be

## Exaltation de l'absorption de rayonnements infrarouges dans des structures photoniques naturelles et bioinspirées

DELMOTE Kevin

### Résumé

L'émergence des défis climatiques et énergétiques a stimulé la quête d'innovations biomimétiques pour une transition énergétique efficace. Dans ce contexte, ce mémoire explore deux axes : l'étude de la structure des élytres du longicorne *Morimus asper funereus* et la conception d'un absorbeur infrarouge inspiré par les écailles du papillon *Troïdes magellanus*. Nous explorons l'interaction lumineuse de la structure de *Morimus asper funereus*, révélant une absorption légèrement accrue de l'infrarouge et une caractéristique suggérant une résonance de Fano. L'étude approfondie de cette structure pourrait ouvrir la voie à la conception d'absorbeurs infrarouges.

Par ailleurs, nous démontrons la promesse du biomimétisme pour l'absorption infrarouge efficace dans l'idée de convertir de l'énergie thermique en énergie électrique. Notre absorbeur, inspiré de *Troïdes magellanus*, utilise une structure optimisée et des matériaux sélectionnés pour améliorer l'absorption infrarouge de 286.01%. Malgré ces progrès, nous soulignons que des opportunités d'optimisation subsistent. Des alliages de métaux, des algorithmes d'optimisation avancés et des techniques de structuration sont autant de pistes pour les recherches futures. Ce travail ouvre donc de nouvelles perspectives dans l'exploitation de la nature pour la capture et la conversion de l'énergie.

Mémoire de Master en Sciences Physique

21 juin 2023

**Promoteurs:** Dr. MOUCHET Sébastien, Prof. DEPARIS Olivier

## Remerciements

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à mes promoteurs, le Dr. Sébastien Mouchet et le Professeur Olivier Deparis, pour leur précieuse guidance, leurs conseils éclairés et leur soutien continu tout au long de ce projet de recherche.

Je tiens particulièrement à remercier le Dr. Sébastien Mouchet pour sa supervision attentive, sa patience et son engagement. Ses suggestions constructives, ses encouragements, son expertise et sa compréhension approfondie du sujet ont été d'une grande aide.

Je suis également extrêmement reconnaissant au Professeur Olivier Deparis pour son expertise spécialisée et son aide précieuse. Ses conseils ont permis de mener à bien ce travail.

Enfin, je voudrais remercier tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à la réalisation de ce mémoire.

# Table des matières

Résumé	1
Remerciements	2
1 Introduction	5
2 Gestion du rayonnement infrarouge chez les organismes vivants	7
3 Bioinspiration en photonique naturelle	11
4 Matériels et méthodes	14
4.1 Méthode d'analyse rigoureuse des ondes couplées . . . . .	14
4.1.1 Développement de Fourier de la fonction diélectrique et des champs . . . . .	15
4.1.2 Réflectance, transmittance et absorptance . . . . .	17
4.2 Prédiction de l'absorption dans les élytres de <i>Morimus asper funereus</i> . . . . .	19
4.2.1 Fonction diélectrique de la chitine . . . . .	19
4.2.2 Construction des cellules unités . . . . .	20
4.3 Évaluation de l'efficacité d'absorption . . . . .	23
4.4 Développement de structures bioinspirées des écailles de <i>Troïdes magellanus</i> . . . . .	24
4.4.1 Sélection des matériaux . . . . .	26
4.4.2 Optimisation des dimensions . . . . .	27
5 Absorption du rayonnement infrarouge dans les élytres de <i>Morimus asper funereus</i>	30
5.1 Dimensions des protubérances issues de l'article de référence . .	30
5.2 Dimensions des protubérances mesurées dans ce travail . . . . .	34
5.3 Nature du pic d'absorptance . . . . .	36
6 Développement d'une structure bioinspirée des écailles de <i>Troïdes magellanus</i>	42
6.1 Sélection des matériaux . . . . .	42
6.2 Optimisation des dimensions . . . . .	47

7	Conclusion et perspectives	52
	Bibliographie	55
8	Annexe A : Représentations graphiques complémentaires pour les métaux	58
9	Annexe B : Représentations graphiques et résultats complémentaires pour les matériaux diélectriques	59

# 1 Introduction

L'interaction avec le rayonnement infrarouge constitue un domaine d'étude important, compte tenu de ses nombreuses implications telles que la conception de systèmes de dissipation thermique, de capture de lumière et de production d'énergie [1, 2, 3]. L'importance de ce sujet est d'autant plus soulignée face aux défis actuels associés à la transition énergétique et l'optimisation de l'efficacité énergétique. L'exploration de nouvelles approches pour l'absorption et la conversion de l'énergie infrarouge forme un intérêt considérable [4].

Dans ce contexte, la conception d'absorbeurs efficaces nécessite l'exploration de différentes méthodologies. Parmi celles-ci, la plasmonique, appréciée pour ses propriétés distinctes, constitue une piste pour l'absorption de l'énergie lumineuse [2, 3]. En parallèle, l'intérêt scientifique se tourne régulièrement vers les structures photoniques naturelles qui offrent un potentiel d'apprentissage [1]. Ces structures, présentes chez de nombreux insectes et plantes ou oiseaux, sont étudiées pour comprendre leurs fonctions indispensables au mode de vie de leur hôte [1, 4, 5, 6]. Toutefois, il n'est pas rare qu'elles amènent à la conception de structure bioinspirées. En effet, les travaux biomimétiques visent à exploiter les propriétés intrinsèques de ces structures pour concevoir des matériaux à fort pouvoir absorbant.

Le présent travail, s'inscrit dans le cadre de cette discipline. La première partie de ce mémoire est consacrée à l'analyse de la réponse optique d'une structure située sur la face intérieure des élytres du longicorne *Morimus asper funereus*. Cette étude est la continuation d'une étude antérieure [7], apportant des réponses aux interrogations formulées et offrant une investigation plus précise des propriétés de ladite structure, en s'appuyant sur des simulations numériques réalisées dans le domaine infrarouge à l'aide de la méthode d'analyse rigoureuse des ondes couplées (*Rigorous Coupled-Wave Analysis*, RCWA).

La seconde partie du mémoire s'intéresse à la conception d'une structure bioinspirée, modélisée à partir des écailles du papillon *Troides magellanus*. Utilisant également la RCWA, cette étude numérique vise à optimiser un modèle de départ en termes de dimensions et de sélection des matériaux, en vue

de maximiser l'absorption du rayonnement infrarouge. L'objectif final est d'exploiter les propriétés de cette structure pour la capture du rayonnement infrarouge et de convertir l'énergie thermique générée en énergie électrique à l'aide d'un module thermoélectrique (*Thermoelectric Generator*, TEG).

Ce mémoire est structuré en plusieurs parties: deux sections sont dédiées à une revue de la littérature propre à chaque sujet étudié, suivies par une présentation de la méthode de simulation employée, ainsi que la modélisation des structures étudiées. Les résultats obtenus pour chaque structure sont présentés et discutés.

## 2 Gestion du rayonnement infrarouge chez les organismes vivants

Les structures photoniques jouent un rôle prédominant pour la survie de nombreux insectes dans leur environnement [1]. En particulier, certaines d'entre elles participent activement à la thermorégulation de leur hôte, un processus essentiel à la survie, qui se manifeste de façon différente chez les organismes endothermes et ectothermes. Les organismes endothermes, tels que les mammifères, possèdent la faculté de produire leur propre chaleur grâce à une série de processus métaboliques internes. À l'inverse, les organismes ectothermes, comprenant la plupart des insectes, dépendent de sources de chaleur externes pour maintenir leur température corporelle à un niveau optimal [4, 6, 8].

L'une des techniques de thermorégulation que l'on retrouve parmi ces organismes implique l'exploitation des radiations, plus particulièrement les rayons infrarouges. Avec le temps et l'évolution, de nombreux insectes ont mis en place des structures photoniques élaborées pour contrôler les radiations thermiques. Ces structures contribuent à réguler l'échange d'énergie thermique radiative avec leur environnement, optimisant ainsi leur survie [4, 6, 9, 10].

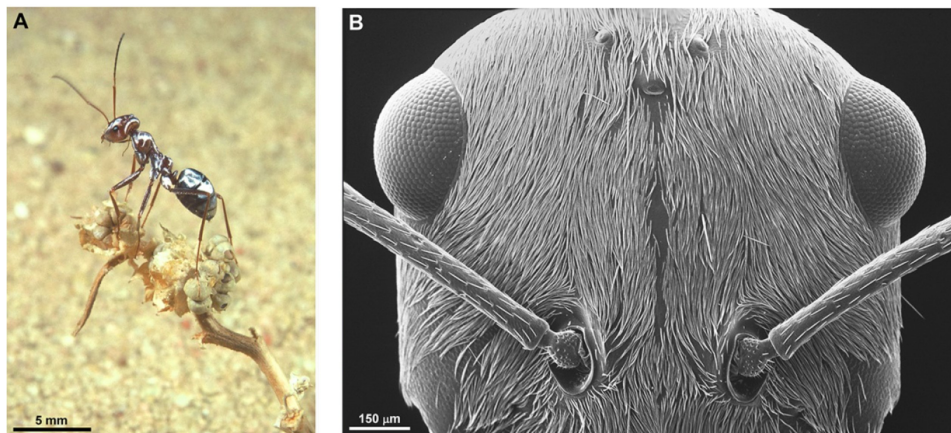


FIGURE 2.1 – Le réseau de poil que possède la fourmi argentée *Cataglyphis bombycina* permet une meilleure réflexion du rayonnement solaire et une augmentation de l'émissivité dans l'infrarouge. Ces propriétés permettent de réduire le rayonnement absorbé par l'insecte tout en facilitant l'évacuation de la chaleur par rayonnement infrarouge. Images tirées de N. N. Shi et al. [9]

La fourmi argentée saharienne, *Cataglyphis bombycina*, est un exemple de cette adaptation 2.1. Vivant dans le climat aride du désert du Sahara, cet insecte présente une apparence argentée, qui est le résultat d'un réseau spécifique de poils. Ces poils ont pour double fonction d'améliorer la réflectivité dans le spectre visible et le proche infrarouge et d'accroître l'émissivité dans l'infrarouge moyen [11]. Par conséquent, cette fourmi est en mesure de dissiper la chaleur de manière efficace par radiation, une capacité indispensable à sa survie dans son environnement [9, 11].

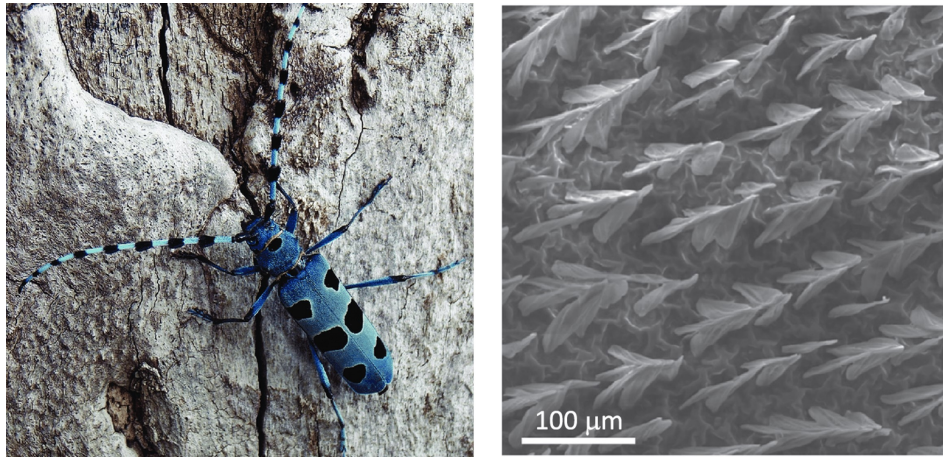


FIGURE 2.2 – La structure en épine observable sur les zones noires, très absorbantes, de la cuticule de *Rosalia alpina* facilite la dissipation de l'énergie thermique sous forme de rayonnement infrarouge. L'image de gauche est tirée de la référence [6], celle de droite est tirée de la référence [12].

Dans le cadre de leur stratégie de camouflage, certains insectes peuvent développer une coloration hautement absorbante. Un exemple est celui du coléoptère *Rosalia alpina*. Ses élytres présentent d'importantes taches noires (figure 2.2) qui lui permettent de se fondre dans le décor de son habitat principal, les troncs de hêtres [6]. Ce phénomène soulève une problématique : l'atténuation de l'énergie thermique accumulée par ces régions de forte absorption. Les zones noires de l'insecte, qui absorbent la quasi-intégralité du rayonnement visible, se sont adaptées pour dissiper rapidement cette énergie sous forme de radiations infrarouges, favorisant ainsi un équilibre thermique rapide. Par ailleurs, le reste du corps de l'insecte diffuse efficacement le rayonnement, contribuant ainsi de manière significative à son camouflage naturel [6].

Un dernier exemple marquant de structures optimisées pour l'infrarouge se retrouve dans les élytres du coléoptère *Morimus asper funereus* qui occupe une partie de ce travail. L'existence de microlentilles, présentes sur la surface extérieure des élytres de ce coléoptère (figure 2.3), a été mise en évidence par D. Vasiljević *et al.* [4]. Ces microlentilles permettent de focaliser les radiations sur les canaux vasculaires de l'insecte, qui transportent l'hémolymphe, le fluide circulatoire spécifique aux arthropodes [4]. De plus, entre ces canaux vasculaires se situe une cavité, reliée au système vasculaire par des microcanaux, fonctionnant comme un corps noir, diffusant les radiations qu'elle reçoit [4]. Ces adaptations ont, en finalité, le rôle de capter les radiations infrarouges et de dissiper la chaleur dans la structure interne de la cuticule de *Morimus asper funereus* [4].

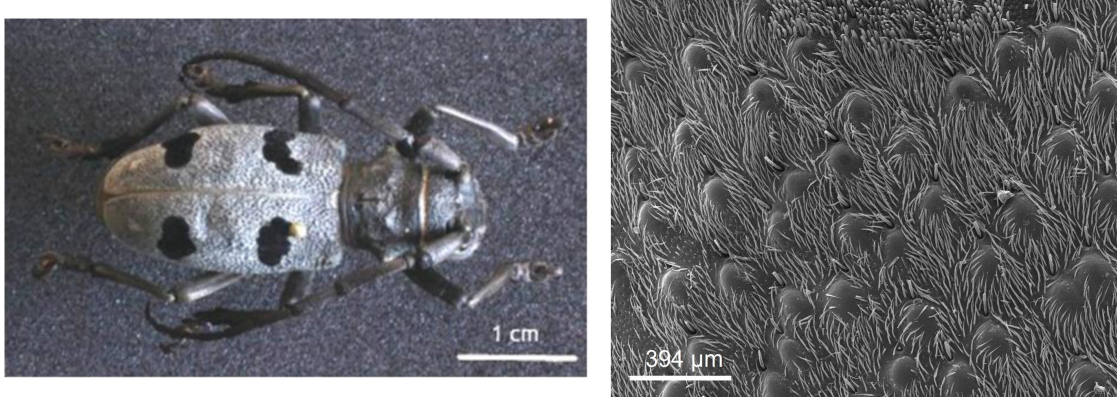


FIGURE 2.3 – Les microlentilles présentes sur la surface externe des élytres de *Morimus asper funereus* focalisent les radiations sur les canaux vasculaires de l'insecte. Ces canaux, sont connectés à une microcavité optimisée pour diffuser ces radiations. Images tirées de la référence [4].

La structure qui occupe une partie de ce travail est localisée sur la face interne des élytres de *Morimus asper funereus* (figure 2.4). Selon les travaux de D. Vasiljevic *et al.* [4], cette structure pourrait également jouer un rôle dans la gestion du rayonnement thermique chez cet insecte. Ce rayonnement thermique peut être émis par le corps de l'insecte lui-même ou provenir de son environnement.

La figure 2.4 illustre l'image de la surface intérieure des élytres obtenue par D. Vasiljevic *et al.* [4] à l'aide d'un microscope électronique à balayage (*Scanning Electron Microscope*, SEM). Elle montre que cette structure se compose d'un

réseau désorganisé de protubérances en forme d'épines, dont la taille moyenne se situe aux environs de  $5\ \mu\text{m}$  [4]. Des études réalisées par imagerie à transformée de Fourier ont révélé que l'espacement moyen entre ces protubérances est de l'ordre de  $10\ \mu\text{m}$  [4]. Cette configuration, dont l'un des rôles est de soutenir les ailes du coléoptère lorsqu'elles sont rétractées, pourrait avoir des implications significatives pour l'interaction avec le rayonnement infrarouge. En effet, les recherches conduites par D. Vasiljevic *et al.* [4] suggèrent que pour se propageant à incidence rasante, la cavité se comporte comme un guide d'ondes creux, où agissent comme des structures de diffusion. Ils proposent également que le réseau de protubérance se comporte comme un réflecteur de Bragg, bloquant la propagation est de  $10\ \mu\text{m}$ . L'objectif de cette partie du travail est de vérifier ces assertions à l'aide de simulations [4].

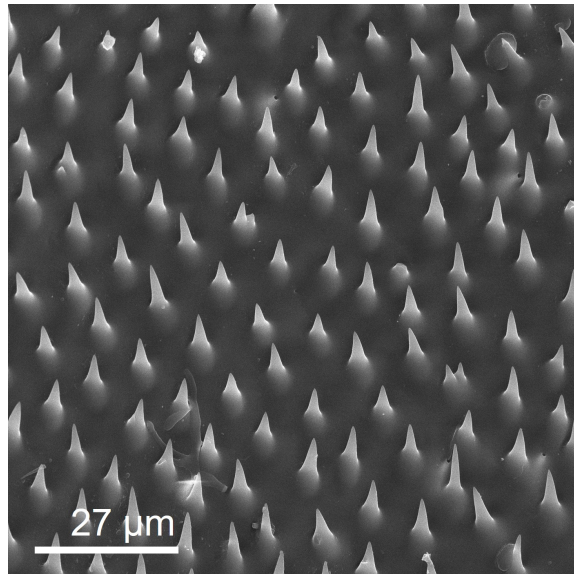


FIGURE 2.4 – Image SEM de la surface intérieure des élytres de *Morimus asper funereus*. Elle met en évidence l'existence d'un réseau désordonné de protubérances susceptible de jouer un rôle dans la thermorégulation du longicorne. Image fournie par les auteurs de la référence [4].

### 3 Bioinspiration en photonique naturelle

Le papillon mâle *Troïdes magellanus* présente des caractéristiques distinctes, comme illustré à la figure 3.1. Ses ailes antérieures sont composées d'un noir profond, tandis que les ailes postérieures sont jaunes iridescentes et fluorescentes [5]. Ces ailes noires forment un nouvel exemple de régulation thermique. En effet, elle contribue à la stabilisation de sa température corporelle en absorbant environ 98% du spectre solaire visible [5]. La chaleur accumulée par cette absorption permet de chauffer les muscles du papillon mobilisés en vol, qui nécessitent une température de 40°C [5]. Toutefois, une énergie thermique trop importante ne permet plus au papillon de se déplacer. Afin de maintenir une température corporelle constante, le papillon émet des radiations dans le domaine infrarouge [5].



FIGURE 3.1 – Le papillon *Troïdes magellanus* mâle possède des ailes antérieures noires et des ailes postérieures jaunes, iridescentes et fluorescentes. Image tirée de la référence [5].

Dans leurs travaux, A. Herman *et al.* [5] ont démontré que les structures photoniques présentes dans les ailes antérieures de *Troïdes magellanus* sont capables d'augmenter l'absorption et l'émission du rayonnement solaire de 10% et du rayonnement infrarouge de 17%. Ces structures se trouvent au sein des écailles qui recouvrent les ailes du papillon, elles sont illustrées à la figure 3.2.

Les écailles sont composées de Chitine et de mélanine. La chitine est le composé polymère responsable de la structuration de la cuticule des insectes, tandis que la mélanine est un pigment responsable de sa coloration foncée. Ces écailles sont formées par deux membranes distinctes : une membrane inférieure

lisse et une membrane supérieure nanostructurée. Cette nanoarchitecture se compose de cinq éléments majeurs (figure 3.2) : une structure semblable à un toit (1) sur laquelle on retrouve une série d'arêtes (2), des trous (3) présents dans les structures séparatrices (4) présentes entre chaque toit et des piliers (5), joignant la membrane supérieure à la membrane inférieure. Leurs dimensions du même ordre que d'onde, a le potentiel d'influencer la propagation et l'absorption de la lumière [5].

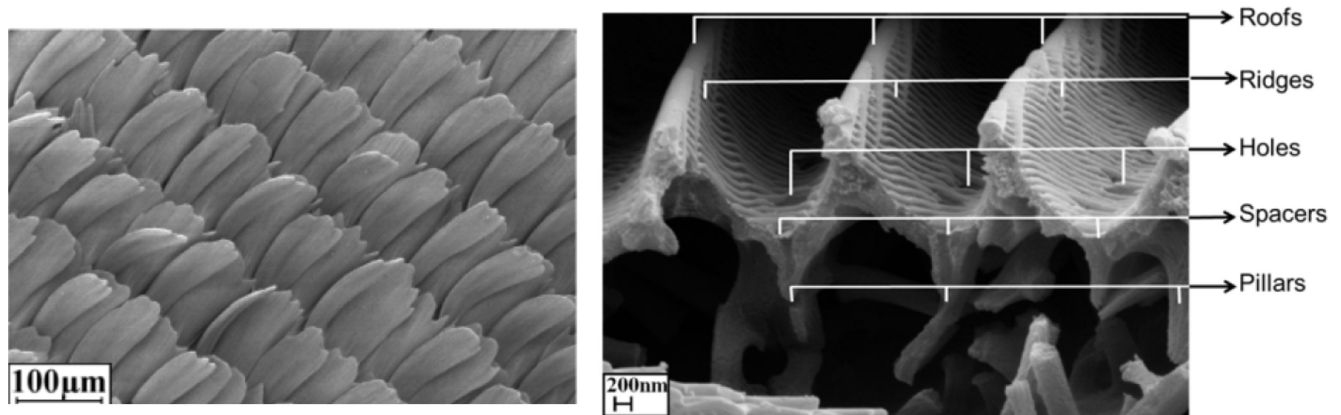


FIGURE 3.2 – La coupe transversale des écailles qui recouvrent les ailes antérieures de *Troïdes magellanus* montre l'existence d'une architecture composée de cinq éléments. Images tirées de la référence [5].

L'intérêt de ce mémoire pour cette structure photonique réside dans son potentiel pour la conception d'un absorbeur infrarouge, par la voie du biomimétisme. Cet absorbeur serait, en finalité, utilisé pour convertir l'énergie thermique en énergie électrique par l'intermédiaire d'un module TEG. Toutefois, les écailles de *Troïdes magellanus* sont façonnées pour absorber efficacement le rayonnement visible. L'objectif est donc d'adapter les dimensions de la structure à l'absorption du rayonnement infrarouge, qui représente une source abondante d'énergie thermique. De plus, la conductivité thermique est un facteur crucial dans ce processus de conversion d'énergie. Pour assurer un transfert de chaleur efficace du point vers le module TEG, il est essentiel que la structure de l'absorbeur soit réalisée dans un matériau de haute conductivité thermique, comme les métaux.

Comme souvent en biomimétisme [1], ce projet se compose d'une étude de simulation visant à explorer une variété de matériaux potentiels pour la concep-

tion de l'absorbeur infrarouge. Ce projet vise également à optimiser les dimensions de la structure basée sur le modèle que nous définirons comme le plus prometteur, afin de maximiser son efficacité.

## 4 Matériels et méthodes

### 4.1 Méthode d'analyse rigoureuse des ondes couplées

La méthode utilisée pour simuler la réponse optique des structures étudiées dans ce travail est la méthode d'analyse rigoureuse des ondes couplées (*Rigorous Coupled Wave Analysis*, RCWA). Il s'agit d'une méthode développée dans le domaine fréquentiel, utilisée pour résoudre le problème de diffusion des ondes électromagnétiques par des structures périodiques et inhomogènes. Ces structures sont typiquement composées de couches planes et homogènes formant un réseau stratifié, dont le caractère inhomogène et la périodicité latérale proviennent de la présence d'îlots de compositions différentes répétés dans les directions latérales (figure 4.1) [13, 14, 15, 16]. La fonction diélectrique d'une telle structure vérifie l'équation d'invariance:

$$\varepsilon(\mathbf{r},\omega) = \varepsilon(\mathbf{r} + \mathbf{R},\omega), \quad (4.1)$$

où  $\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y$  donne la position d'un point dans le plan (x,y) et  $\mathbf{R} = p\mathbf{a}_1 + q\mathbf{a}_2$  ( $p, q \in \mathbb{Z}$ ) est un vecteur du réseau réel exprimé dans la base du réseau périodique, elle-même composée des vecteurs  $\mathbf{a}_1$  et  $\mathbf{a}_2$  [13, 17].

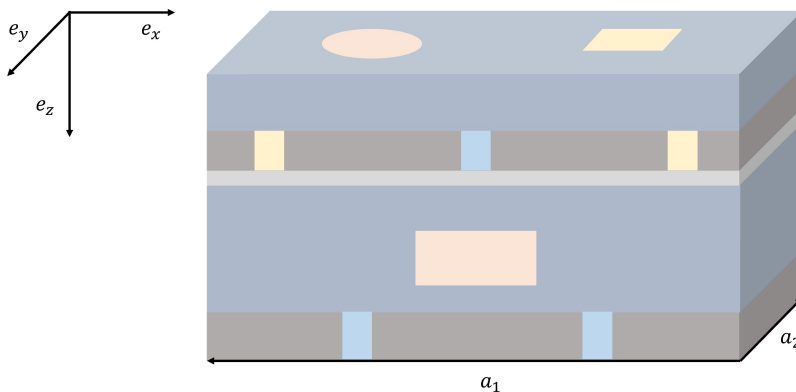


FIGURE 4.1 – La RCWA permet de calculer la diffusion d'ondes électromagnétiques pour des réseaux périodiques inhomogènes tels que des structures formées de couches homogènes hôtes dans lesquelles se situent des îlots formés de matériaux homogènes différents de leur hôte. La cellule unité de ces réseaux sont formés des vecteurs de base  $\mathbf{a}_1$  et  $\mathbf{a}_2$ .

Exploitant l'invariance des structures périodiques, la RCWA permet la décomposition des champs électrique et magnétique en séries de Fourier bidimensionnelles. En réalisant cela, elle fournit un moyen efficace pour évaluer la réflectance, la transmittance et l'absorptance de ces configurations, tout en

facilitant l'étude de phénomènes tels que la diffraction et les structures de bandes photoniques. La RCWA offre également un outil précieux pour l'examen de l'amplitude des champs électrique et magnétique au sein du réseau périodique, ainsi que l'analyse de la puissance transportée par les ondes électromagnétiques, aussi connue sous le nom de vecteur de Poynting [13, 18].

Un avantage de la méthode RCWA est sa capacité à prendre en compte les propriétés dispersives des matériaux. En effet, les calculs peuvent être effectués indépendamment pour chaque longueur d'onde. Cela permet de tenir compte des variations de la fonction diélectrique avec la fréquence [13].

#### 4.1.1 Développement de Fourier de la fonction diélectrique et des champs

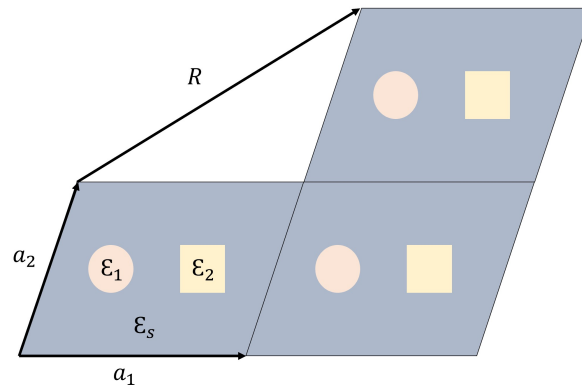


FIGURE 4.2 – Les réseaux périodiques sont construits par la répétition de la cellule unitaire formée des vecteurs de base  $\mathbf{a}_1$  et  $\mathbf{a}_2$ . Puisque les matériaux hôtes, composant chaque couche du réseau, sont homogènes, leur permittivité  $\epsilon_s(\lambda)$  est constante. De la même manière, les îlots homogènes que l'on retrouve au sein de ces couches possèdent une permittivité diélectrique constante  $\epsilon_j(\lambda)$ . Toutefois, ces grandeurs varient avec la longueur d'onde  $\lambda$  de la radiation incidente.

Au sein d'une couche donnée, la fonction diélectrique du milieu stratifié à périodicité latérale, est présumée invariante dans la direction verticale  $\mathbf{e}_z$ , tout en respectant la propriété d'invariance par translation discrète (4.1). De plus, chaque strate est constituée principalement d'un matériau uniforme dont la permittivité, invariante par translation, est désignée par  $\epsilon_s(\lambda)$  (Fig. 4.2). Puisque les îlots contenus dans cette couche sont également homogènes, leur permittivité est désignée par une fonction diélectrique  $\epsilon_j(\lambda)$ , où l'indice  $j$  désigne le  $j^{\text{ème}}$  îlot présent dans la couche [13]. Par conséquent, la fonction diélectrique de

cette couche est représentée par la fonction continue par morceaux et constante spatialement

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \varepsilon_s + \sum_j (\varepsilon_j - \varepsilon_s) \Gamma^j(\mathbf{r}), \quad (4.2)$$

où l'on a omis d'écrire la dépendance à la longueur d'onde afin d'alléger la notation. Dans cette relation,  $\Gamma^j(\mathbf{r})$ , définie par

$$\Gamma^j(\mathbf{r}) = \begin{cases} 1 & \text{si } \mathbf{r} \in I_j, \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases}$$

tient compte de la géométrie et de la position des îlots dès lors que  $I_j$  désignent les régions de l'espace où se situent les îlots.

L'équation (4.2) démontre que la dépendance spatiale de la fonction diélectrique est intégralement guidée par les fonctions  $\Gamma^j(\mathbf{r})$ . De ce fait, en connaître le développement en série de Fourier, formulé par

$$\Gamma^j(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Gamma_{m,n}^j e^{i\mathbf{g}\cdot\mathbf{r}}, \quad (4.3)$$

nous donne un accès direct à celle de  $\varepsilon(\mathbf{r})$ . On peut alors écrire

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \left[ \varepsilon_s \delta_{n0} \delta_{m0} + \sum_j (\varepsilon_j - \varepsilon_s) \Gamma_{m,n}^j \right] e^{i\mathbf{g}\cdot\mathbf{r}}. \quad (4.4)$$

D'autre part, le développement de  $\varepsilon(\mathbf{r})$  s'exprime

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \varepsilon_{m,n} e^{i\mathbf{g}\cdot\mathbf{r}}. \quad (4.5)$$

Nous en concluons que les coefficients de Fourier de la fonction diélectrique sont représentés par

$$\varepsilon_{m,n} = \varepsilon_s \delta_{n0} \delta_{m0} + \sum_j (\varepsilon_j - \varepsilon_s) \Gamma_{m,n}^j. \quad (4.6)$$

Cette série s'appuie sur une infinité de vecteurs  $\mathbf{g} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2$  dérivés du réseau réciproque formé des vecteurs de base  $\mathbf{b}_1 = 2\pi \frac{\mathbf{a}_2 \times \mathbf{e}_z}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{e}_z}$  et  $\mathbf{b}_2 =$

$2\pi \frac{\mathbf{e}_z \times \mathbf{a}_1}{\mathbf{a}_1 \cdot \mathbf{a}_2 \times \mathbf{e}_z}$ . Numériquement, il est impossible de l'évaluer dans son entièreté. Par conséquent, pour mettre en œuvre la méthode, il est essentiel de la limiter à une quantité  $n_g$  finie de vecteurs [13]. Par commodité, ces vecteurs seront comptés par l'indice  $g$ , ce qui permet de reformuler la série comme suit :

$$\varepsilon(\mathbf{r}) = \sum_{g=1}^{n_g} \varepsilon_g e^{i\mathbf{g} \cdot \mathbf{r}}. \quad (4.7)$$

Le développement de Fourier des champs électrique et magnétique s'obtient à partir du théorème de Floquet-Bloch. Leur expression est donnée par

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \sum_{g=1}^{n_g} \mathbf{E}_g(z) e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}) \cdot \mathbf{r} - i\omega t}, \quad (4.8)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z, t) = \sum_{g=1}^{n_g} \mathbf{H}_g(z) e^{i(\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}) \cdot \mathbf{r} - i\omega t}, \quad (4.9)$$

où  $\mathbf{k}_{\parallel} = k_x \mathbf{e}_x + k_y \mathbf{e}_y$  désigne la composante du vecteur d'onde  $\mathbf{k}$  dans le plan (x,y). Ainsi, dans la structure stratifiée, les champs électrique et magnétique en un point sont décrits par une somme de  $n_g$  ondes planes monochromatiques [13, 14, 15, 16].

La troncature des séries de Fourier forme un compromis entre la précision des résultats et l'efficacité du calcul. En effet, plus le nombre d'onde est élevé, plus la série approche la valeur réelle de la fonction diélectrique de la structure et des champs. Cependant, plus ce nombre est élevé, plus les ressources nécessaires aux simulations sont importantes. De plus, les séries de Fourier tronquées sont particulièrement sujettes aux oscillations de Gibbs. La détermination le nombre d'onde optimal s'effectue par une étude de convergence.

#### 4.1.2 Réflectance, transmittance et absorptance

Les développements en série de Fourier de la fonction diélectrique et des champs électrique et magnétique permettent de réduire les équations de Maxwell à un système d'équations différentielles couplées du premier ordre dont les inconnues sont les composantes de Fourier des champs parallèles au plan des

couches (c'est-à-dire  $\mathbf{E}_{\parallel,g}$  et  $\mathbf{H}_{\parallel,g}$ ) [13, 14, 15, 16]. Dans la base de polarisation, définie par les vecteurs unitaires

$$\boldsymbol{\eta}_g = \frac{\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}}{\|\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}\|} \times \mathbf{e}_z \quad (4.10)$$

$$\boldsymbol{\chi}_g^{\pm} = \frac{\|\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}\|}{\sqrt{\varepsilon_s} \frac{\omega}{c}} \mathbf{e}_z \mp \boldsymbol{\mu}_g, \quad (4.11)$$

$$\boldsymbol{\mu}_g = \frac{k_{z,g}}{\sqrt{\varepsilon_s} \frac{\omega}{c}} \frac{\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}}{\|\mathbf{k}_{\parallel} + \mathbf{g}\|}, \quad (4.12)$$

où  $\mathbf{g} = g_x \mathbf{e}_x + g_y \mathbf{e}_y$ , les composantes  $\mathbf{E}_{\parallel,g}$  et  $\mathbf{H}_{\parallel,g}$  prennent la forme

$$\mathbf{E}_{\parallel,g} = N_g^+ \boldsymbol{\eta}_g e^{ik_{z,g}z} + N_g^- \boldsymbol{\eta}_g e^{-ik_{z,g}z} - X_g^+ \boldsymbol{\mu}_g e^{ik_{z,g}z} + X_g^- \boldsymbol{\mu}_g e^{-ik_{z,g}z}, \quad (4.13)$$

$$\mathbf{H}_{\parallel,g} = \frac{\sqrt{\varepsilon_s}}{c} [N_g^+ \boldsymbol{\mu}_g e^{ik_{z,g}z} - N_g^- \boldsymbol{\mu}_g e^{-ik_{z,g}z} + X_g^+ \boldsymbol{\eta}_g e^{ik_{z,g}z} + X_g^- \boldsymbol{\eta}_g e^{-ik_{z,g}z}]. \quad (4.14)$$

Dans ces deux expressions,  $N_g^+$ ,  $X_g^+$ ,  $N_g^-$  et  $X_g^-$  sont issus de la décomposition de  $\mathbf{E}_{\parallel,g}$  et  $\mathbf{H}_{\parallel,g}$ , tandis que  $c$  est la vitesse de la lumière dans le vide [13].

La détermination des composantes de Fourier des champs se fait à l'aide de la matrice de diffusion  $\mathbf{S}$  du milieu périodique [13]. Une fois le champ électromagnétique établi, on peut déterminer la puissance électromagnétique  $J$ , qui est émise à travers la surface  $\sigma$  de la cellule unitaire du réseau périodique. Celle-ci est obtenue par l'intégrale du vecteur de Poynting, projeté sur la normale à la cellule,  $\mathbf{n} = \mathbf{e}_z$ :

$$J = \frac{1}{2} \int_{\sigma} \text{Re}[\mathbf{E} \times \mathbf{H}^*] \cdot \mathbf{n} dS. \quad (4.15)$$

En particulier, déterminer la puissance incidente  $J^{+,inc}$ , réfléchie  $J^{-,inc}$  et transmise  $J^{+,em}$  permet d'exprimer la réflectance, la transmittance et l'absorptance,

et on peut montrer [13] que

$$R_{\text{tot}} = \left| \frac{J^-, \text{inc}}{J^+, \text{inc}} \right| = \frac{\sum_g^{n_g} k_{g,z}^{\text{inc}} \left[ |N_g^-, \text{inc}|^2 + |X_g^-, \text{inc}|^2 \right] H(\phi_g^{\text{inc}})}{k_{0,z}^{\text{inc}} \left[ |N_0^-, \text{inc}|^2 + |X_0^-, \text{inc}|^2 \right]}, \quad (4.16)$$

$$T_{\text{tot}} = \left| \frac{J^+, \text{em}}{J^+, \text{inc}} \right| = \frac{\sum_g^{n_g} k_{g,z}^{\text{inc}} \left[ |N_g^+, \text{inc}|^2 + |X_g^+, \text{inc}|^2 \right] H(\phi_g^{\text{inc}})}{k_{0,z}^{\text{inc}} \left[ |N_0^+, \text{inc}|^2 + |X_0^+, \text{inc}|^2 \right]}, \quad (4.17)$$

$$A_{\text{tot}} = 1 - R_{\text{tot}} - T_{\text{tot}}, \quad (4.18)$$

où  $H(\phi)$  est la fonction de Heavyside [13]. Ces grandeurs s'expriment donc également en série de Fourier de  $n_g$  coefficients.

## 4.2 Prédiction de l'absorption dans les élytres de *Morimus asper funereus*

La préparation des données d'entrée pour les simulations par RCWA est une étape cruciale du travail. Dans cette section, nous décrivons la méthodologie employée pour modéliser la surface intérieure des élytres de *Morimus asper funereus*. Cette procédure se décompose principalement en deux parties: la caractérisation de la fonction diélectrique de la chitine et la construction de cellules unitaires représentatives de la structure des élytres.

### 4.2.1 Fonction diélectrique de la chitine

La cuticule du *Morimus asper funereus* est principalement composée de chitine bien que des composants additionnels tels que la mélanine soient également présents, apportant une teinte plus sombre. Les caractéristiques diélectriques de la cuticule de ce spécimen restent en grande partie non explorées, en particulier dans le domaine infrarouge, et sont liées à sa composition précise [4, 11]. Pour les besoins de cette étude, nous faisons l'hypothèse que les élytres du *Morimus asper funereus* sont exclusivement formés de chitine. Cette supposition est justifiée par la faible concentration de mélanine par rapport à la chitine et par le fait que l'absorption maximale de la mélanine se situe dans l'ultraviolet [4].

La fonction diélectrique de la chitine utilisée pour cette recherche a été tirée de N. N. Shi, 2018 [11] (figure 4.3). Elle a été obtenue par application de la méthode de l'oscillateur de Lorentz. Cette méthode repose sur l'identification de plusieurs fréquences de résonance correspondant aux principales bandes de vibration des molécules de chitine [11]. Treize fréquences ont été déterminées grâce à diverses méthodes dont la spectroscopie infrarouge et la diffraction de rayons X [11].

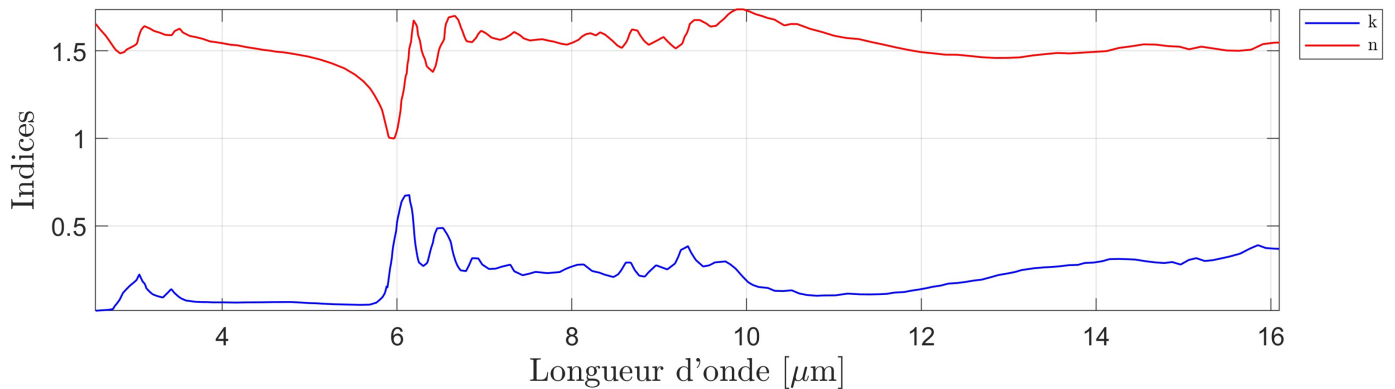


FIGURE 4.3 – La fonction diélectrique de la chitine choisie dans ce travail est issue de l'identification de fréquences de résonances des molécules de chitine. celles-ci ont été mathématiquement prises en compte par des oscillateurs de Lorentz. Ces données sont extraites de N.N. Shi, 2018 [11].

#### 4.2.2 Construction des cellules unités

L'utilisation de la RCWA pour les simulations nécessite la définition d'une cellule unité. Afin d'étudier la structure de la surface des élytres, six modèles basés sur trois types de cellules unités aux tailles et formes différentes ont été établis. Bien que ces modèles permettent de prendre en compte une partie du désordre inhérent au réseau de protubérances, l'introduction de conditions aux limites périodiques engendre une périodicité artificielle. Celle-ci peut-être réduite en travaillant avec des cellules unité de grandes dimensions. Cependant, pour une telle cellule, le nombre d'onde élevé nécessaire à ce que la série de Fourier puisse tenir compte du nombre de détail important conduit à un temps de calcul très long et une quantité de ressources importante. Nous avons donc adopté une approche qui fait un compromis entre la fidélité à la nature désordonnée du réseau de protubérances et l'efficacité de la simulation.

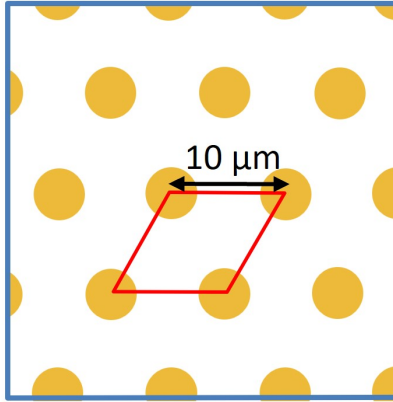


FIGURE 4.4 – *Modèle 1: réseau hexagonal. La maille unité de  $10\ \mu\text{m}$  de côté (représentée en rouge) est formée d'une seule protubérance.*

Les premiers modèles, que l'on nommera 1A et 1B, s'appuient sur une approximation périodique du réseau. Ils consistent en un réseau hexagonal, dont la cellule unité forme un parallélogramme de  $10\ \mu\text{m}$  de côté et des angles de  $120^\circ$  et  $60^\circ$  (figure 4.4). Chaque type de cellule unité est modélisé avec deux tailles différentes de protubérances, qui sont approximées par des cônes. Pour la première variante (modèle 1A), les dimensions de la hauteur  $h$  et du diamètre de base  $d$  des cônes sont extraites de l'article de D. Vasiljević *et al.* [4]:  $h = 3.8\ \mu\text{m}$  et  $d = 4.4\ \mu\text{m}$ . Pour la deuxième variante (modèle 1B), les dimensions ont été mesurées à partir des images obtenues SEM, fournies par les auteurs du même article :  $h = 5.4\ \mu\text{m}$  et  $d = 2.5\ \mu\text{m}$ . Ces deux dimensions sont illustrées à la figure 4.5. Ce modèle ordonné a été construit dans le but d'étudier l'impacte du désordre résignant dans la distribution des protubérances sur la surface de l'élytre de *Morimus asper funereus*.

Les protubérances sont construites à partir d'un empilement de cylindres de chitine d'épaisseur  $0.2\ \mu\text{m}$ , dont le rayon diminue linéairement d'un cylindre à l'autre. Cette structure représente les îlots de chaque couche du réseau stratifié périodique, avec l'air comme matériau hôte. Notons que la potentielle inclinaison des protubérances est négligée dans cette modélisation. Une dernière couche est utilisée pour modéliser l'épaisseur de l'élytre, supposée entièrement constituée de chitine, avec une épaisseur de  $275\ \mu\text{m}$ , qui correspond à l'épaisseur moyenne de l'élytre de *Morimus asper funereus* [4]. Le milieu d'incidence

et d'émergence est simplement constitué d'air.

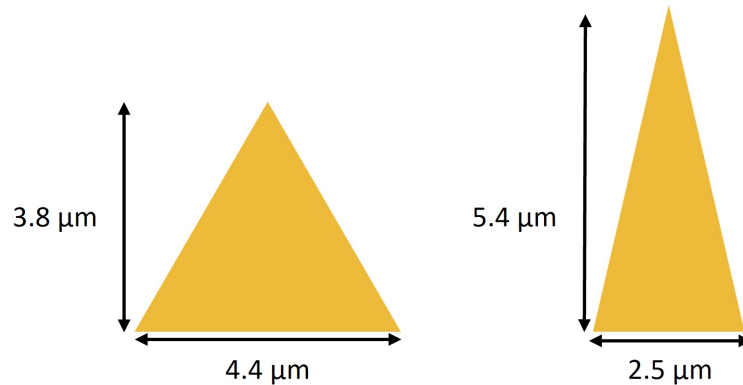


FIGURE 4.5 – Dimensions des cônes formant les variantes A et B des 3 modèles de base.

Les modèles 2 (figure 4.6) et 3 (figure 4.7), ainsi que leurs variants 2A, 2B, 3A et 3B sont basés sur une cellule unité carrée de  $37.5 \mu\text{m}$  et  $75.7 \mu\text{m}$  de côté respectivement, dont la répartition des protubérances est modélisée à partir d'images SEM de la surface de l'élytre.

Une cellule de référence est associée à chacun des six modèles présentés dans cette section. Ces modèles de références sont simplement composés d'une couche de chitine dont l'épaisseur est choisie de façon à conserver le volume de matière contenue dans les cellules. Ces modèles permettront d'étudier l'impact des protubérances sur l'absorption des ondes infrarouges.

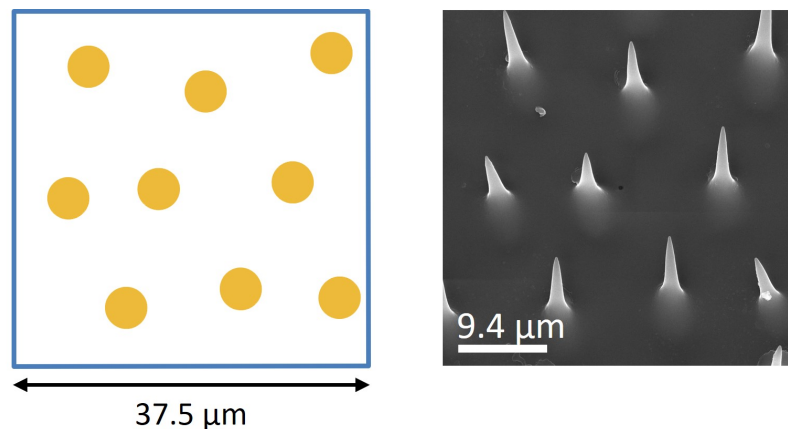


FIGURE 4.6 – Modèle 2: cellule carrée de  $37.5 \mu\text{m}$  de côté formée à partir de l'image SEM de la surface intérieure des élytres. Image SEM fournies par les auteurs de la référence [4].

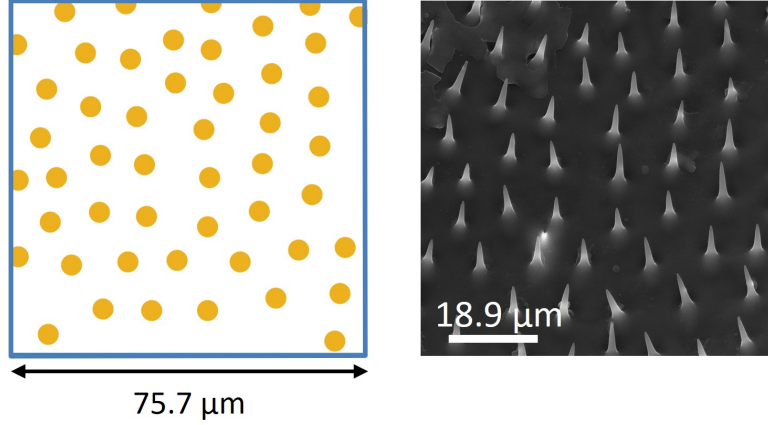


FIGURE 4.7 – *Modèle 3: cellule carrée de 75.7  $\mu\text{m}$  de côté formée à partir de l'image SEM de la surface intérieure des élytres. Image SEM fournies par les auteurs de la référence [4].*

### 4.3 Évaluation de l'efficacité d'absorption

Pour évaluer la performance d'un modèle à absorber le rayonnement électromagnétique, nous utilisons une approche basée sur deux formules principales qui nous permettent de quantifier l'efficacité de l'absorption. Cette même méthode est utilisée par A. Herman *et al.* [5] dans leur recherche.

La première formule découle de la loi de Kirchhoff, selon laquelle, la puissance émise par un corps à l'équilibre thermique est égale à la puissance absorbée. De plus, l'émissivité  $e$  d'un corps est égale à son coefficient d'absorption  $a$ . Dès lors, si l'on approxime la source par un corps noir, il est possible d'utiliser l'émissivité du corps noir afin de quantifier la puissance absorbée par les structures photoniques étudiées dans ce travail. On définit alors le rapport d'émissivité effective, noté  $\epsilon(T)$ , à une température donnée  $T$ . Ce dernier est donné par

$$\epsilon(T) = \frac{\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \epsilon_{bb}(\lambda, T) A(\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \epsilon_{bb}(\lambda, T) d\lambda}, \quad (4.19)$$

où  $\epsilon_{bb}(\lambda, T)$  représente l'émissivité d'un corps noir à la température  $T$  et à la longueur d'onde  $\lambda$ , tandis que  $A(\lambda)$  représente l'absorptance à la longueur d'onde  $\lambda$ , calculée grâce aux simulations par la méthode RCWA. Les intégrales sont calculées sur la même plage que les simulations (0.67-18.20  $\mu\text{m}$ ). Cette expression nous permet donc de déterminer le rapport d'émissivité effective de

notre modèle à une température donnée, en tenant compte de l'absorptance du modèle à différentes longueurs d'onde.

Ce rapport  $\epsilon(T)$  permet de calculer le facteur d'efficacité relative,  $E(T)$ , par rapport à un modèle de référence. Ce facteur est calculé à l'aide de la relation

$$E(T) = \frac{\epsilon_m(T) - \epsilon_r(T)}{\epsilon_r(T)}, \quad (4.20)$$

où  $\epsilon_m(T)$  est l'émissivité effective du modèle à la température  $T$  et  $\epsilon_r(T)$  est l'émissivité effective du modèle de référence à la même température. Ces formules seront utilisées dans l'étude des élytres microstructurés de *Morimus asper funereus*. Le modèle de référence sera le modèle dépourvu de protubérances. Pour la partie de ce travail qui concerne la structure bioinspirée de *Troïdes magellanus* le modèle de référence sera choisi parmi les modèles étudiés.

Ces deux expressions nous permettent donc de quantifier l'efficacité d'un modèle à absorber le rayonnement électromagnétique provenant d'une source assimilable à un corps noir. Ainsi, nous sommes en mesure de déterminer les modèles les plus performants et de procéder à leur optimisation.

#### 4.4 Développement de structures bioinspirées des écailles de *Troïdes magellanus*

La modélisation de la cellule unité de la structure périodique présente dans les écailles du papillon *Troïdes magellanus*, s'inspire des travaux effectués par A. Herman *et al.* [5]. Ces derniers ont méthodiquement élaboré quatre modèles en incorporant de manière progressivement les différentes composantes de la structure, pour étudier leur influence sur l'absorption du rayonnement solaire. Le modèle adopté dans ce travail est celui qui s'est avéré être le plus performant pour l'absorption de ces radiations, où les arêtes présentes sur le toit et les trous ne sont pas considérés. Illustré à la figure 4.8, il a été construit en reproduisant les résultats obtenus par A. Herman *et al.* [5].

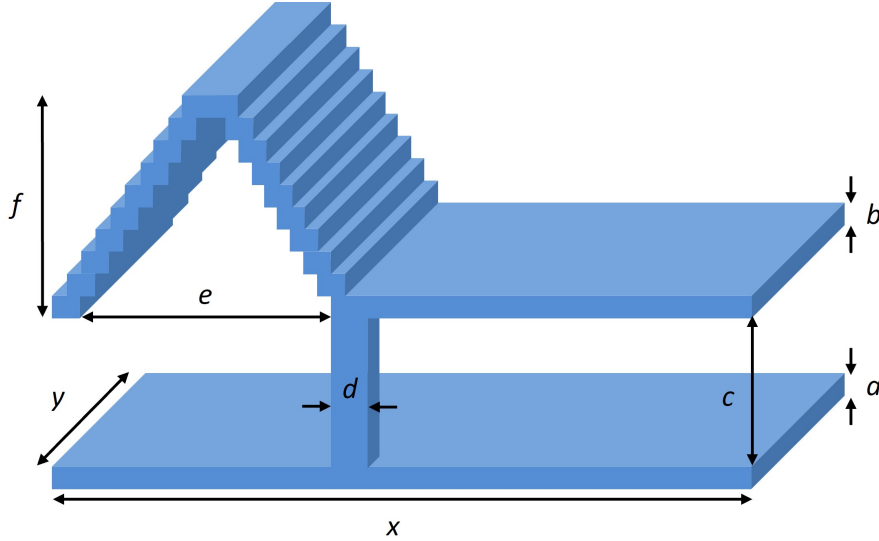


FIGURE 4.8 – Le modèle le plus performant, établi par A. Herman *et al.* [5] est constitué d'une membrane inférieure, d'une membrane supérieure, dont une partie présente une section triangulaire, et d'un pilier de section carrée. Les paramètres et leur dimension sont fournis dans le tableau 4.1.

La cellule unité est caractérisée par huit paramètres distincts, dont la signification et la valeur sont détaillées dans le tableau 4.1. Ces valeurs spécifiques, sont tirées de l'article de Herman *et al.* [5] et permettent d'en reproduire les résultats. Elles permettent donc de retrouver le pic d'absorptance présent dans le spectre visible. Par conséquent, une adaptation des paramètres sera nécessaire afin de déplacer ce pic dans l'infrarouge.

Paramètre	Signification	Valeur [nm]
$a$	Épaisseur de la membrane inférieure	250
$b$	Épaisseur de la membrane supérieure	100
$c$	Écart entre les membranes	1500
$d$	Largeur du pilier	250
$e$	Base de la section triangulaire	500
$f$	Hauteur de la section triangulaire	1200
$x$	Longueur de la cellule	1500
$y$	Largeur de la cellule	750

TABLEAU 4.1 – Paramètres de la cellule unité modélisant le réseau périodique des écailles de *Troïdes magellanus*.

#### 4.4.1 Sélection des matériaux

La structure bioinspirée doit être conçue pour absorber le rayonnement infrarouge et générer un courant électrique à l'aide d'un module (TEG). Ce module transforme la chaleur captée en énergie électrique. La structure, initialement formée de chitine, doit donc être composée d'un matériau conducteur thermique.

Afin d'optimiser la performance de la structure, nous procédons à une série de tests avec différents matériaux métalliques (tableau 4.2). L'objectif est de déterminer le matériau idéal qui non seulement possède une bonne absorption du rayonnement infrarouge, mais aussi une bonne conductivité thermique  $\kappa$ , afin de maximiser la conversion de la chaleur en électricité. Notons que les métaux tels que l'or et l'argent n'ont pas été considérés en raison de leur faible absorptance [3] et de leur coût. Le domaine du spectre électromagnétique exploré dans ce travail correspond à la plus grande gamme de longueur d'onde commune aux fonctions diélectriques obtenues, soit, 0.67-18.20  $\mu\text{m}$ .

Matériau	$\kappa$ [W/m.K]	Référence de $\varepsilon(\lambda)$
Acier inoxydable	34.3	O. Deparis, non publié.
Cr	93.7	A. D. Rakić <i>et al.</i> [19]
Cu	401	M. R. Querry [20]
Fe	82.2	M. R. Querry [20]
Ir	147	P. Schmitt <i>et al.</i> [21]
Lu	16.4	S. S. García-Cortés <i>et al.</i> [22]
Mg	156	H.-J. Hagemann <i>et al.</i> [23]
Mn	7.82	M. R. Querry [24]
Mo	138	M. A. Ordal <i>et al.</i> [25]
Ni	90.7	M. A. Ordal <i>et al.</i> [26]
Pb	35.3	M. A. Ordal <i>et al.</i> [26]
Ta	57.5	M. A. Ordal <i>et al.</i> [25]
Ti	21.9	M. A. Ordal <i>et al.</i> [25]
W	174	M. A. Ordal <i>et al.</i> [25]
Zr	22.7	M. R. Querry [24]

TABLEAU 4.2 – Métaux utilisés pour remplacer la chitine dans la structure bioinspirée. La conductivité thermique et l'article d'où est tirée la fonction diélectrique associée sont également fournis. La conductivité thermique  $\kappa$  de ces matériaux est tirée des références [27, 28].

La structure bioinspirée est composée de deux membranes métalliques, dont l’interstice est composé d’air. Pour chaque conducteur testé, nous avons également envisagé d’utiliser une combinaison de ce métal avec un matériau diélectrique, remplaçant ainsi l’air dans l’interstice. Les matériaux diélectriques explorés (tableau 4.3) sont des oxydes métalliques, relativement faciles à obtenir en laboratoire.

L’objectif est de maximiser l’absorption du rayonnement infrarouge et d’optimiser la conversion de cette énergie thermique en énergie électrique. En testant différents matériaux et combinaisons, nous espérons identifier la structure la plus efficace pour ces applications. Cette dernière sera évaluée par la méthode d’analyse multicritère basée sur le rapport d’émissivité effective et la conductivité thermique.

Matériau	Référence de $\varepsilon(\lambda)$
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	M. R. Querry [20]
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	M. R. Querry [20]
Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	M. R. Querry [20]
HfO <sub>2</sub>	T. J. Bright <i>et al.</i> [29]
MoO <sub>3</sub>	L. Lajaunie <i>et al.</i> [30]
Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	T. J. Bright <i>et al.</i> [31]
TiO <sub>2</sub>	T. Siefke <i>et al.</i> [32]

TABLEAU 4.3 – *Matériaux utilisés pour remplacer l’air situé entre les deux membranes de la structure bioinspirée ainsi que l’article d’où est tirée la fonction diélectrique associée.*

#### 4.4.2 Optimisation des dimensions

L’optimisation des dimensions de la cellule unité, inspirée de l’architecture naturelle des écailles de *Troïdes magellanus*, est une étape essentielle dans la recherche de maximisation de l’absorption du rayonnement infrarouge. Comme nous l’avons vu précédemment, cette démarche nécessite, dans un premier temps, d’adapter les dimensions de la maille, afin de décaler le pic d’absorption vers le domaine de l’infrarouge. En effet, les dimensions initiales de cette structure sont spécifiquement conçues pour absorber le rayonnement solaire, que nous assimilons à un spectre d’émission D55, correspondant à un rayonnement de corps noir à une température de 5500 K. La source de rayonnement infrarouge, quant à elle est assimilée à un corps noir dont la température est de 825.15 K (550°C).

Seule une combinaison de matériaux est étudiée dans ce travail d'optimisation. Son choix repose sur une méthode d'analyse multicritère dont les critères à maximiser sont le rapport d'émissivité effective à une température de 5500 K, et la conductivité thermique du matériau. Cependant, cette étude est limitée par la gamme de longueurs d'onde des fonctions diélectriques dont nous disposons. En effet, ces dernières ne nous permettent pas d'exploiter le spectre D55, dont le pic d'émissivité est situé en dehors de la gamme étudiée, à une longueur d'onde inférieure à 0.67  $\mu\text{m}$ . Ainsi, pour calculer le rapport  $\epsilon(T)$  de chaque modèle, nous avons été contraints de refroidir artificiellement la source à une température de 4000 K pour pouvoir procéder au calcul de  $\epsilon(T)$ . Les critères utilisés dans le choix du modèle sont en réalité la conductivité thermique et le rapport d'émissivité effective à une température de 4000 K.

L'adaptation des dimensions du modèle au domaine infrarouge est effectuée en multipliant tous les paramètres de la cellule unité (tableau 4.1) par un facteur  $\alpha$ . Ce facteur est défini comme étant le rapport entre les longueurs d'onde  $\lambda^{\text{IR}}$  et  $\lambda^{\text{D55}}$ , associées respectivement au maximum d'émissivité du spectre du corps noir à 825.15 K et à 5500 K :

$$\alpha = \frac{\lambda^{\text{IR}}}{\lambda^{\text{D55}}} = 6.67. \quad (4.21)$$

Une fois l'ajustement effectué, il est possible d'optimiser les paramètres. Ce processus s'appuie sur l'analyse théorique effectuée par A. Herman *et al.* [5]. En effet, ces derniers ont montré que tous ces paramètres n'ont pas le même impact sur l'absorption du rayonnement. Par conséquent, notre approche consiste à se concentrer sur l'optimisation de ceux qui ont un impact significatif, tout en maintenant les autres à leur valeur standard.

Le tableau 4.4 fournit la liste de ces paramètres essentiels à optimiser. Ils sont étudiés un à un, en choisissant plusieurs valeurs réparties autour de leur valeur standard, donnée par la multiplication des valeurs du tableau 4.1 par le coefficient  $\alpha$ . Notons que l'épaisseur de la membrane inférieure (c'est-à-dire, le paramètre  $a$ ) est systématiquement choisie de façon à conserver le volume de matériau.

Paramètre	Signification
$b$	Épaisseur de la membrane supérieure
$e$	Base de la section triangulaire
$f$	Hauteur de la section triangulaire

TABLEAU 4.4 – *Paramètres de la cellule unité soumis au processus d'optimisation.*

## 5 Absorption du rayonnement infrarouge dans les élytres de *Morimus asper funereus*

Afin d'étudier l'absorption du rayonnement infrarouge par les élytres microstructurés de *Morimus asper funereus*, les simulations ont été effectuées pour 49 directions d'incidence réparties uniformément autour de la normale (figure 5.1). Cette approche permet une analyse de la réponse de la structure aux différentes incidences du rayonnement.

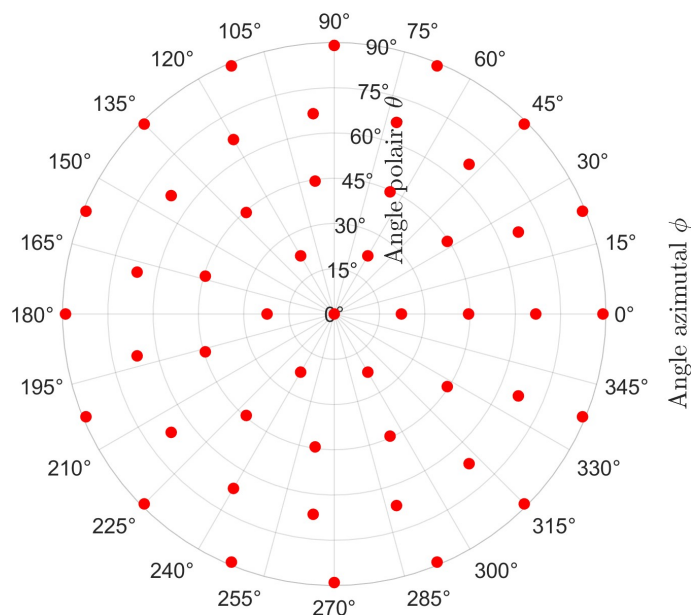


FIGURE 5.1 – Les directions d'incidences (points rouges) considérées dans les simulations sont choisies de façon à ce qu'elles soient réparties de manière homogène dans l'espace.

Les résultats abordés dans cette section concernent l'absorptance  $A$  de la structure. Toutefois, il est intéressant de noter que les simulations ont mis en évidence une transmittance nulle. Les élytres sont donc opaques au rayonnement infrarouge et la réflectance  $R$  de la structure s'obtient simplement en calculant  $R = 1 - A$ .

### 5.1 Dimensions des protubérances issues de l'article de référence

La figure 5.2 met en évidence les spectres d'absorptance obtenus pour les modèles 1A, 2A et 3A, dont les protubérances sont modélisées par des cônes de petite taille mais larges. Dans le but d'analyser l'impact de la présence de

ces dernières sur l'absorption, ce graphique présente également le spectre de référence Ar du modèle 1A. Comme les références des modèles 2A et 3A sont identiques à celle du modèle 1A, elles ne sont pas illustrées dans la figure.

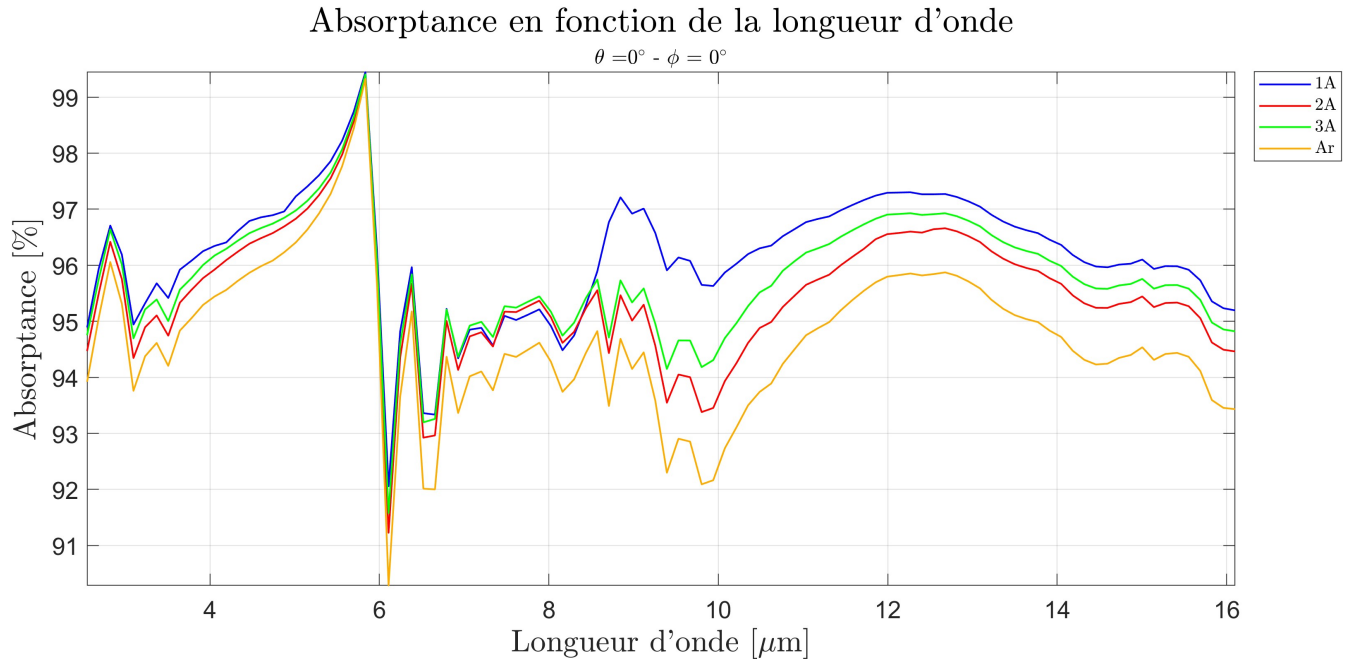


FIGURE 5.2 – Absorbance en fonction de la longueur d'onde à incidence normale, obtenue pour les modèles 1A (courbe bleue), 2A (courbe rouge) et 3A (courbe verte). La courbe nommée Ar (courbe jaune) correspond au modèle de référence, dépourvu de protubérance. La présence de protubérances accroît légèrement l'absorbance.

Ces résultats montrent qu'à incidence normale, la présence de protubérances accroît légèrement l'absorbance. Au contraire, le désordre régnant dans la distribution des protubérances dans les modèles 2A et 3A semble la diminuer. Toutefois, ces différences sont minimales et ne dépassent pas 4% d'absorbance.

Afin de quantifier ces observations, utilisons l'expression (4.20) présentée à la section 4.3. pour mesurer l'efficacité d'absorption du rayonnement solaire et du rayonnement issu du corps du coléoptère, le facteur d'efficacité relative a été calculé pour deux températures différentes. Nous assimilons le rayonnement solaire et du corps de l'insecte à celui de corps noir à une température de 5500 K et de 20°C respectivement. Le facteur d'efficacité relative  $E(T)$  est calculé à partir des modèles de références (c'est-à-dire sans protubérances). Les valeurs sont répertoriées dans le tableau 5.1. On observe une faible amélioration de

l'absorption en présence de protubérances.

Modèle	E(5500 K) [%]	E(20°C) [%]
1A	1.42	1.55
2A	0.93	0.65
3A	1.2	1.03

TABLEAU 5.1 – *Facteurs d'efficacité relative E(T) à 5500 K et 20°C calculés pour les modèles 1A, 2A et 3A à incidence normale à partir du modèle de référence Ar.*

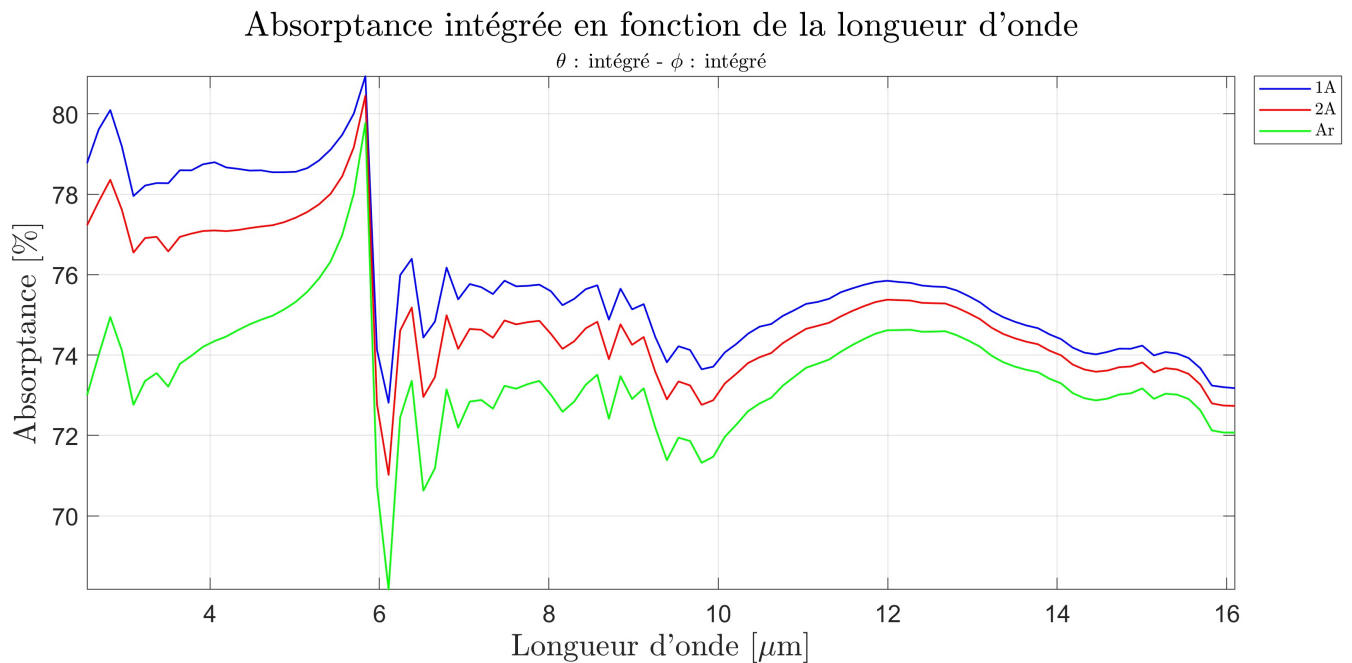


FIGURE 5.3 – *Absorptance intégrée sur les angles polaires et azimutaux en fonction de la longueur d'onde, obtenue pour les modèles 1A (courbe bleue) et 2A (courbe rouge), ainsi que le modèle de référence Ar (courbe verte).*

Puisque les simulations ont été effectuées sur 49 directions d'incidences, il est intéressant d'étudier l'absorptance intégrée sur l'angle polaire  $\theta$  et l'angle azimutal  $\phi$ . Celle-ci s'obtient par la relation [33]

$$A_{int}(\lambda) = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} A(\lambda) \sin(\theta) d\theta d\phi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin(\theta) d\theta d\phi}. \quad (5.1)$$

La figure 5.3 illustre le résultat pour les modèles 1A et 2A. Le nombre d'onde nécessaire aux simulations du modèle 3A ( $43 \times 43$ ), et donc le temps de calcul important, n'ont pas permis d'obtenir le spectre d'absorptance pour les 49

incidences. L'absorptance intégrée pour ce modèle n'est donc pas illustrée sur le graphique.

Le tableau 5.2 présente le facteur d'efficacité relative, évalué à une température de 5500 K et 20°C, pour les spectres d'absorptance intégrée. Il apparaît que le réseau ordonné présente une efficacité supérieure. Cependant, il est à noter que les valeurs obtenues sont faibles. Par conséquent, les protubérances ne semblent pas jouer un rôle majeur dans l'absorption du rayonnement infrarouge.

Modèle	E(5500 K) [%]	E(20°C) [%]
1A	6.21	2.61
2A	4.20	1.59

TABLEAU 5.2 – Facteurs d'efficacité relative  $E(T)$  à 5500 K et 20°C calculés pour les modèles 1A et 2A à partir de l'absorptance intégrée et du modèle de référence Ar.

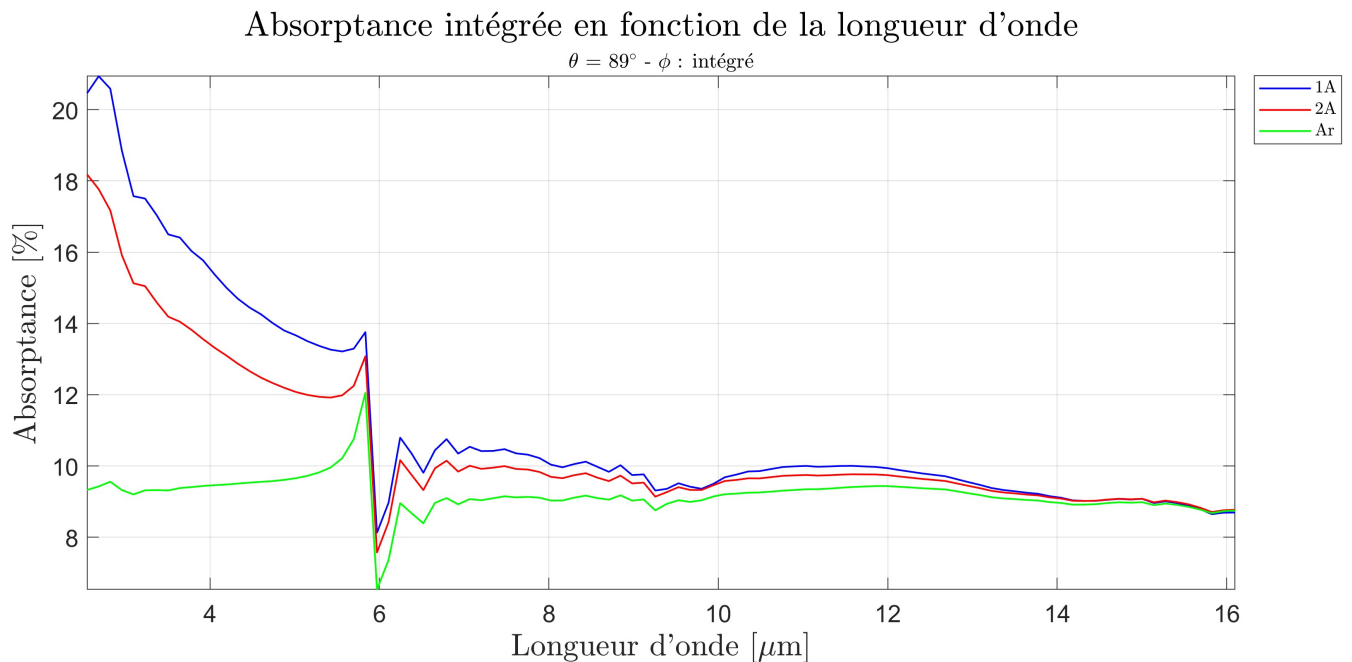


FIGURE 5.4 – Absorptance à incidence rasante ( $89^\circ$ ) intégrée sur l'angle azimutal en fonction de la longueur d'onde, obtenue pour les modèles 1A (courbe bleue) et 2A (courbe rouge), ainsi que le modèle de référence Ar (courbe verte).

En examinant de nouveau les spectres d'absorptance intégrée (figure 5.3), nous remarquons que la différence d'absorptance en deçà de 6  $\mu\text{m}$  est plus

prononcée pour  $\theta = 89^\circ$  qu'à incidence normale. Cela s'explique par le comportement qu'adopte de l'absorptance à l'approche de l'incidence rasante. En effet, comme le montre la figure 5.4, l'impact des protubérances sur l'absorptance, aux petites longueurs d'onde, est plus marqué.

Cette augmentation de l'absorptance aux petites longueurs d'onde peut être expliquée par le fait que les ondes se propageant le long de la surface des élytres rencontrent les protubérances avec une incidence proche de la normale, et par conséquent, sont absorbées plus facilement. De plus, ces protubérances possèdent une largeur à leur base de  $4.4 \mu\text{m}$ . Elles interagissent donc fortement avec le rayonnement dont la longueur d'onde est comparable ou inférieure à cette dimension, permettant une meilleure absorption des petites longueurs d'onde.

Ces résultats, divergent avec les hypothèses avancées par D. Vasiljevic *et al.* [4]. En effet, leur recherche suggère que pour un rayonnement se propageant à incidence rasante, les protubérances agissent comme des structures de diffusion sous-longueur d'onde. Ils avancent également l'hypothèse que le réseau de protubérances agirait comme un réflecteur de Bragg, bloquant la propagation du rayonnement de longueur d'onde  $10 \mu\text{m}$ . Les simulations, quant à elles, montrent que la présence de ces protubérances semble en réalité augmenter l'absorption du rayonnement, en particulier à des longueurs d'onde plus courtes. Cela suggère que la structure pourrait davantage se comporter comme un absorbeur plutôt que comme un réflecteur. Ce comportement pourrait être expliqué par le fait que les dimensions des protubérances et leur espacement ne permettent pas au réseau de se comporter comme un réflecteur de Bragg.

## 5.2 Dimensions des protubérances mesurées dans ce travail

L'analyse appliquée précédemment a été étendue au second type de cônes, plus hauts et moins larges, suivant les dimensions mesurées dans ce travail. Les spectres d'absorptance à incidence normale associés aux modèles 1B, 2B et 3B sont illustrés dans la figure 5.5. De même, les spectres d'absorptance intégrée correspondant aux modèles 1B et 2B sont représentés à la figure 5.6. Pour la même raison que précédemment, un seul (Br) est considéré dans ces graphiques.

Les conclusions précédemment établies restent valables pour ces modèles, bien que l'on observe une réduction de la différence entre les courbes. Cet aspect est confirmé par les informations fournies dans les tableaux 5.3 et 5.4.

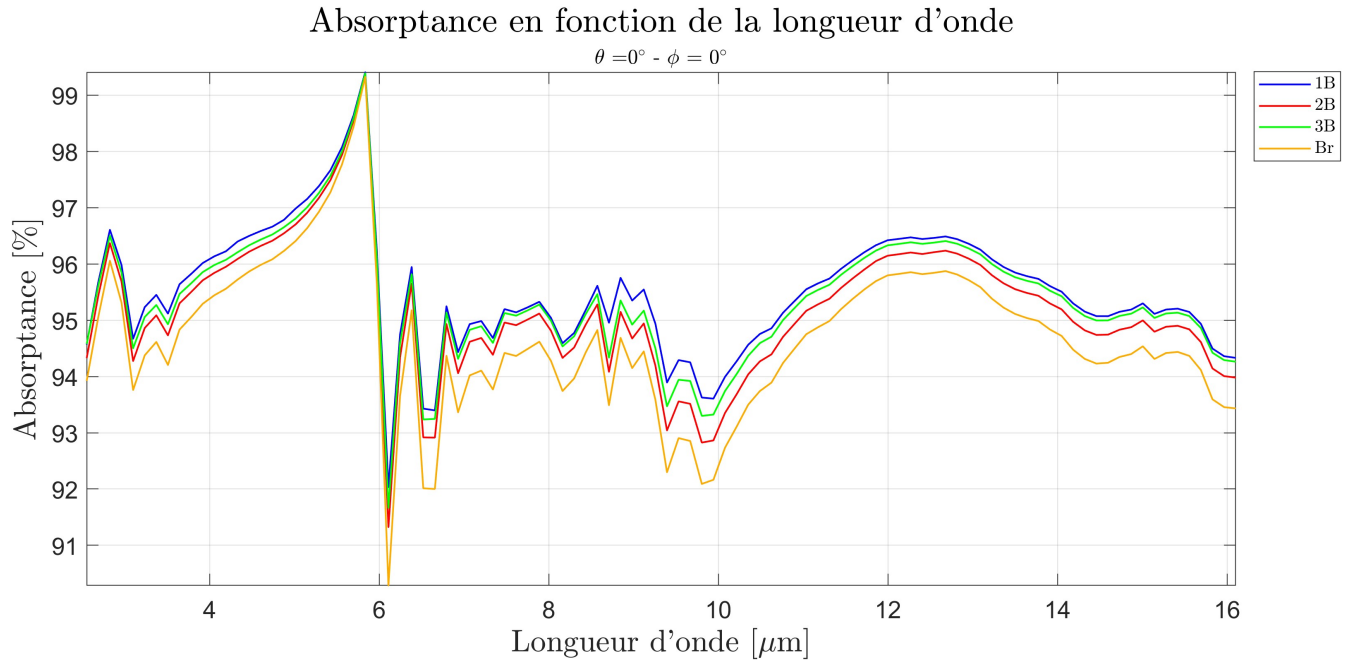


FIGURE 5.5 – Absorptance en fonction de la longueur d'onde à incidence normale, obtenue pour les modèles 1B (courbe bleue), 2B (courbe rouge) et 3B (courbe verte). La courbe nommée Br (courbe jaune) correspond au modèle de référence, dépourvu de protubérance.

Modèle	E(5500 K) [%]	E(20°C) [%]
1B	0.75	0.93
2B	0.43	0.52
3B	0.61	0.77

TABLEAU 5.3 – Facteurs d'efficacité relative  $E(T)$  à 5500 K et 20°C calculés pour les modèles 1B, 2B et 3B à incidence normale à partir du modèle de référence Br.

## Absorptance intégrée en fonction de la longueur d'onde

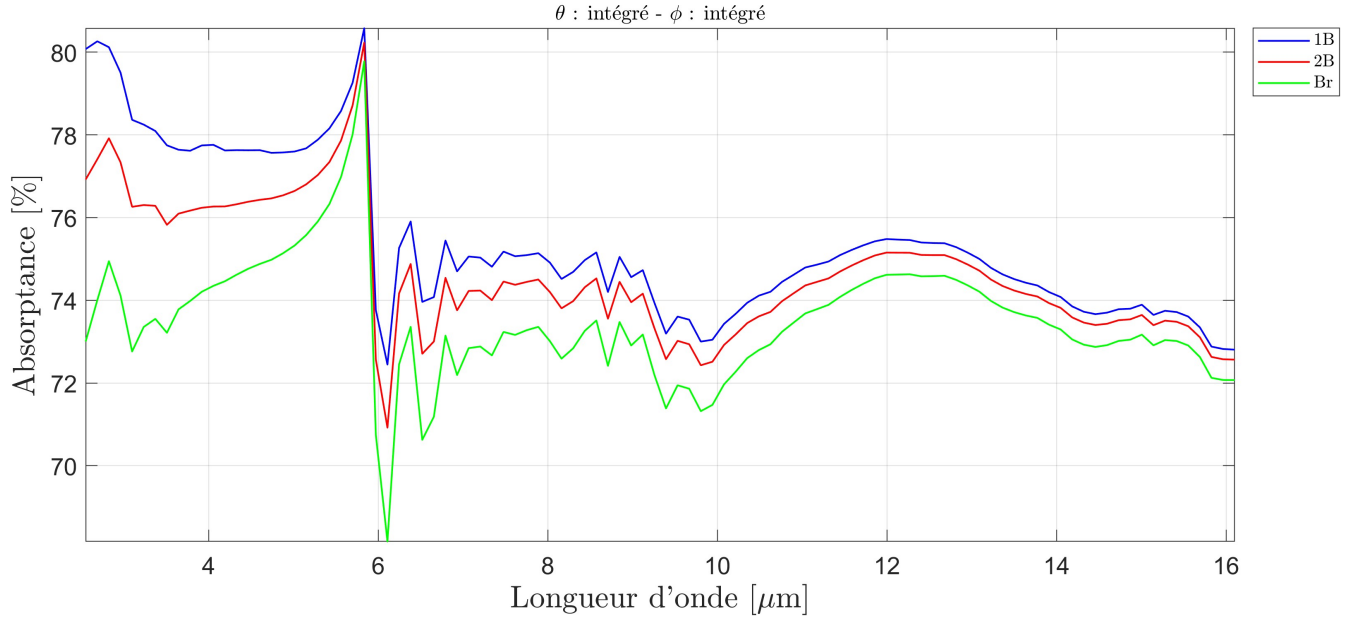


FIGURE 5.6 – Absorptance intégrée sur les angles polaires et azimutaux en fonction de la longueur d'onde, obtenue pour les modèles 1B (courbe bleue) et 2B (courbe rouge), ainsi que le modèle de référence Br (courbe verte).

Modèle	E(5500 K) [%]	E(20°C) [%]
1B	5.98	1.91
2B	3.47	1.19

TABLEAU 5.4 – Facteurs d'efficacité relative  $E(T)$  à 5500 K et 20°C calculés pour les modèles 1B et 2B à partir de l'absorptance intégrée et du modèle de référence Br.

### 5.3 Nature du pic d'absorptance

Les graphiques précédemment discutés mettent en évidence un motif récurrent. En effet, autour de 6  $\mu\text{m}$ , on observe une oscillation prononcée. Ce pic rappelle la forme typique de la résonance de Fano, un phénomène qui se produit lors du couplage un état discret et un continuum d'états. L'interférence entre ces deux types d'interaction conduit à un profil de résonance asymétrique (figure 5.9) [34].

Ce comportement oscillatoire reste présent en absence de protubérances (cf modèles Ar figure 5.2 et Br figure 5.5). Cela montre que ce phénomène est

indépendant de la présence de structures sur la surface des élytres de l'insecte. Dans le but de déterminer son origine, un ensemble de simulation a été réalisé sur le modèle de référence Ar, en modifiant l'indice de réfraction  $n$  et le facteur d'extinction  $k$  de la fonction diélectrique. Ce dernier est en relation directe avec l'absorption des radiations par la chitine. Dans un premier temps, les simulations ont été effectuées en considérant un facteur d'extinction  $k$  nul, impliquant l'absence d'absorption. Dans ce scénario, l'oscillation observée auparavant disparaît, suggérant une corrélation entre cette dernière et l'absorption du rayonnement par la chitine.

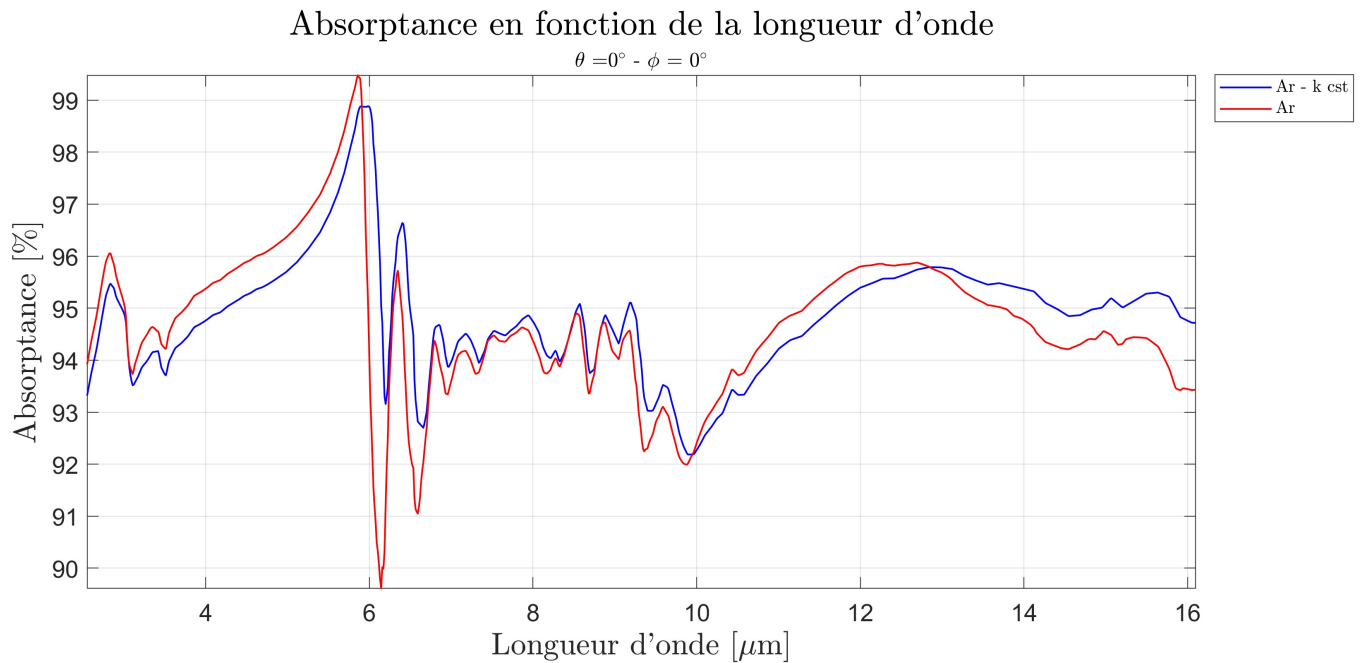


FIGURE 5.7 – Les simulations effectuées sur le modèle Ar pour un facteur d'extinction  $k = 0.214$  constant (courbe bleue) et pour  $k$  et  $n$  variant avec la longueur d'onde (courbe rouge) montrent que l'oscillation de l'absorptance vers  $6 \mu\text{m}$  est liée la fonction diélectrique.

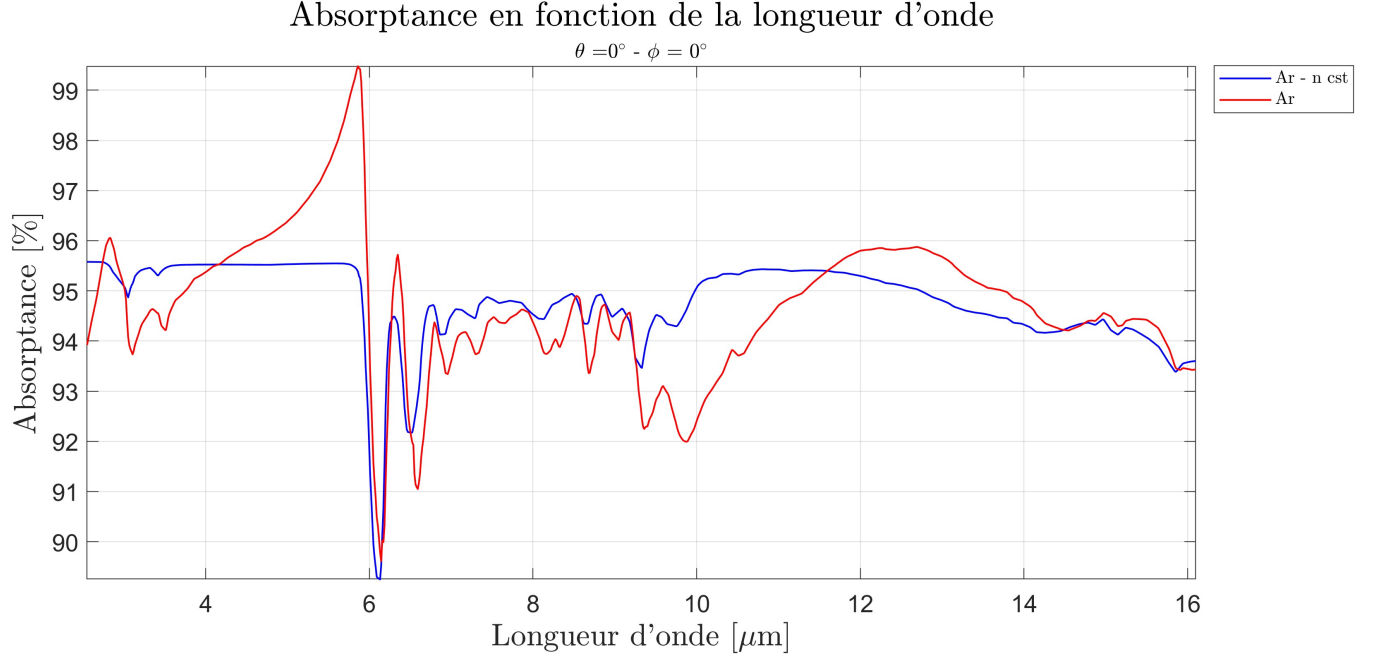


FIGURE 5.8 – Les simulations effectuées sur le modèle Ar pour un facteur d’extinction  $n = 1.532$  constant (courbe bleue) et pour  $k$  et  $n$  variant avec la longueur d’onde (courbe rouge) montrent que l’oscillation de l’absorptance vers  $6 \mu\text{m}$  est liée la fonction diélectrique.

Par la suite, nous avons envisagé d’effectuer une simulation pour laquelle  $n$  varie avec la longueur d’onde et le facteur d’extinction est maintenu constant:  $k = 0.214$  (figure 5.7). De la même manière, nous avons considéré une seconde simulation pour laquelle, cette fois, l’indice de réfraction  $n$  est maintenu à une valeur constante 1.532, alors que  $k$  varie avec la longueur d’onde (figure 5.8). Ces valeurs correspondent aux moyennes calculées sur l’entièreté de la plage de longueur d’onde de la fonction diélectrique (2.55-16.1  $\mu\text{m}$ ). Dans ces cas de figure, l’oscillation disparaît. Cela indique que le phénomène est lié à la fonction diélectrique et non à la structure en elle même.

Pour vérifier si cette oscillation observée correspond à une résonance de Fano, les résultats des simulations ont été ajustés (figure 5.9) en utilisant l’expression générale de cette résonance. Cette expression s’écrit [34]

$$\sigma(\lambda) = D^2 \frac{(q + \Omega)^2}{1 + \Omega^2}. \quad (5.2)$$

Dans cette équation,  $q = \cot \delta$  représente le paramètre de Fano, où  $\delta$  est le déphasage du continuum,  $\Omega = \frac{2(\lambda - \lambda_0)}{\Gamma}$ , avec  $\Gamma$  et  $\lambda_0$  représentant respectivement

la largeur à mi-hauteur et la longueur d'onde de la résonance. Enfin,  $D^2 = 4 \sin^2 \delta$  [34].

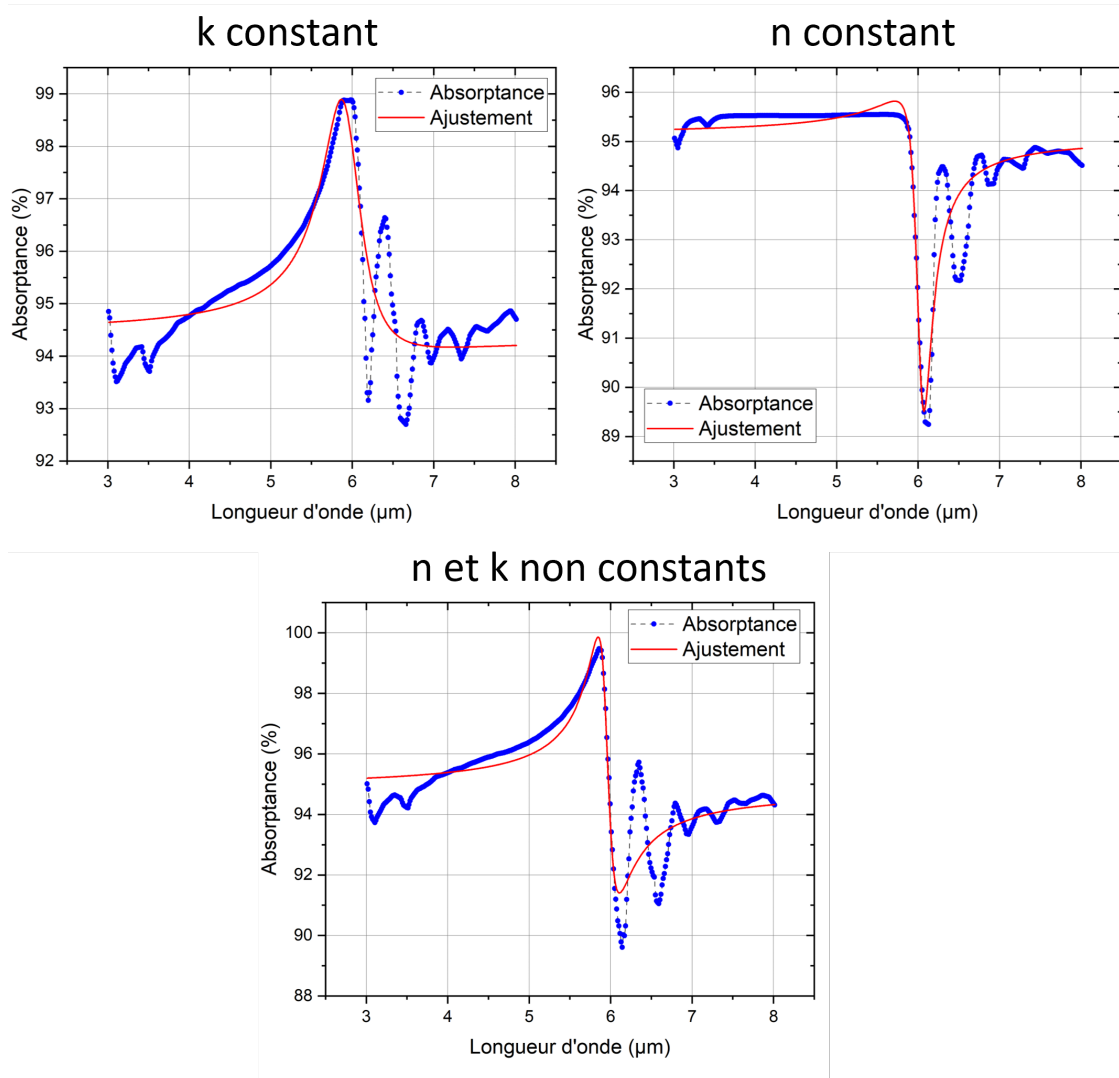


FIGURE 5.9 – L'ajustement (courbes rouges) de l'absorbance spectrale par l'expression (5.2) montre que le profile de l'absorbance est comparable à une résonance de Fano lorsque  $n$  et  $k$  dépendent de la longueur d'onde, ce qui n'est pas le cas lorsque ces coefficients sont constant.

Selon la valeur du paramètre de Fano, il est possible de déterminer le type de résonance, ainsi que le degré de couplage [34]:

- Si  $q \rightarrow \infty$ , la résonance est Lorentzienne, sans couplage avec le continuum.
- Si  $q \cong 1$ , il y a une résonance de Fano.
- Si  $q = 0$ , la résonance est quasi-Lorentzienne, sans couplage avec l'état discret.

- Si  $q \cong -1$ , il y a une résonance de Fano.
- Si  $q \rightarrow -\infty$ , la résonance est Lorentzienne, sans couplage avec le continuum.

Modèle	$q$
Ar - k cst	$-4.43 \pm 0.42$
Ar - n cst	$-0.36 \pm 0.02$
Ar	$-1.21 \pm 0.05$
1A	$-1.35 \pm 0.19$
1B	$-1.34 \pm 0.19$
2A	$-1.01 \pm 0.17$
2B	$-1.28 \pm 0.18$
3A	$-1.19 \pm 0.16$
3B	$-1.28 \pm 0.18$

TABLEAU 5.5 – Paramètre de Fano  $q$  calculé pour les 6 modèles du réseau de protubérances, ainsi que pour le modèle non structuré Ar selon les valeurs choisies pour la fonction diélectrique.

Le tableau 5.5 répertorie les valeurs obtenues pour le paramètre de Fano selon les modèles. Pour les modèles structurés (avec protubérances), ces valeurs sont suffisamment proches pour suggérer l’existence d’une résonance de Fano, bien qu’elles ne soient pas exactement égales à  $-1$ . Cette résonance est le résultat de l’interférence entre un état discret et un continuum d’états, dont le paramètre de Fano  $q$  quantifie le degré de couplage des deux contributions [34]. Ainsi, un  $q$  compris entre  $1.01$  et  $1.35$  suggère une interaction notable entre l’état discret et le continuum d’états, avec une légère dominance de l’état discret. En revanche, pour le modèle Ar avec  $k$  constant, le paramètre de Fano s’éloigne de  $-1$ , indiquant une perte du couplage avec le continuum. A contrario, lorsque  $n$  est constant, le paramètre se rapproche de  $0$ , suggérant une perte du couplage avec l’état discret. Dans ce cas, le continuum semble provenir des mécanismes d’absorption du rayonnement électromagnétique.

A l’aide de ces résultats, il est possible d’émettre une hypothèse sur l’origine de l’état discret et du continuum d’états impliqués dans cette résonance. En examinant la fonction diélectrique de la chitine (figure 4.3), nous voyons que les indices  $n$  et  $k$  présentent respectivement un minimum et un maximum prononcé autour de  $6 \mu\text{m}$ . Ce comportement est associé à la vibration des liaisons C-O

(*C-O stretching*) des molécules de chitine [11]. Cet état résonant pourrait être l'état discret impliqué dans la résonance de Fano. Le continuum quant à lui, pourrait correspondre à l'ensemble des mécanismes d'absorption de la chitine se produisant sur la gamme étudiée.

## 6 Développement d’une structure bioinspirée des écailles de *Troïdes magellanus*

Dans cette section, nous allons nous concentrer sur les résultats obtenus dans le cadre de notre étude sur la structure bioinspirée du papillon *Troïdes magellanus*, visant à optimiser l’absorption du rayonnement infrarouge. Dans ce cadre, nous avons effectué des simulations à incidence normale sur tous les modèles étudiés. Cette incidence sera utilisée comme standard pour nos comparaisons. Cette approche présente également l’avantage de simplifier les simulations, réduisant ainsi la charge de calculs et les ressources informatiques.

Les dimensions utilisées lors de la recherche des matériaux sont celles données par le tableau 4.1. Par la suite, l’optimisation des dimensions s’effectue avec ces même valeurs ajustées en les multipliant au paramètre  $\alpha = 6.67$ .

Enfin, comme pour l’étude des élytres de *Morimus asper funereus*, la transmittance de ses matériaux est négligeable, de sorte que  $R = 1 - A$ .

### 6.1 Sélection des matériaux

Comme expliqué précédemment, la première étape consiste à choisir le matériau métallique qui remplacera la chitine parmi la liste donnée au tableau 4.2. Pour tester ces matériaux, les simulations ont été effectuées sur 15 modèles, formés de ces 15 métaux, dont les dimensions sont celles du tableau 4.1.

Afin d’évaluer les modèles, nous utilisons le rapport d’émissivité effective  $\epsilon(4000\text{ K})$ , calculé à une température de 4000 K. Ce rapport est obtenu à partir du produit de l’émissivité normalisée  $\epsilon_{bb}(\lambda)$  du corps noir à 4000 K et l’absorptance  $A(\lambda)$  obtenue lors des simulations, dont les courbes sont illustrées à la figure 6.1. Seuls quelques spectres, représentatifs de l’ensemble des résultats, sont illustrés par soucis de clarté. Les autres courbes sont données en annexe (Annexe A).

## Produit $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde

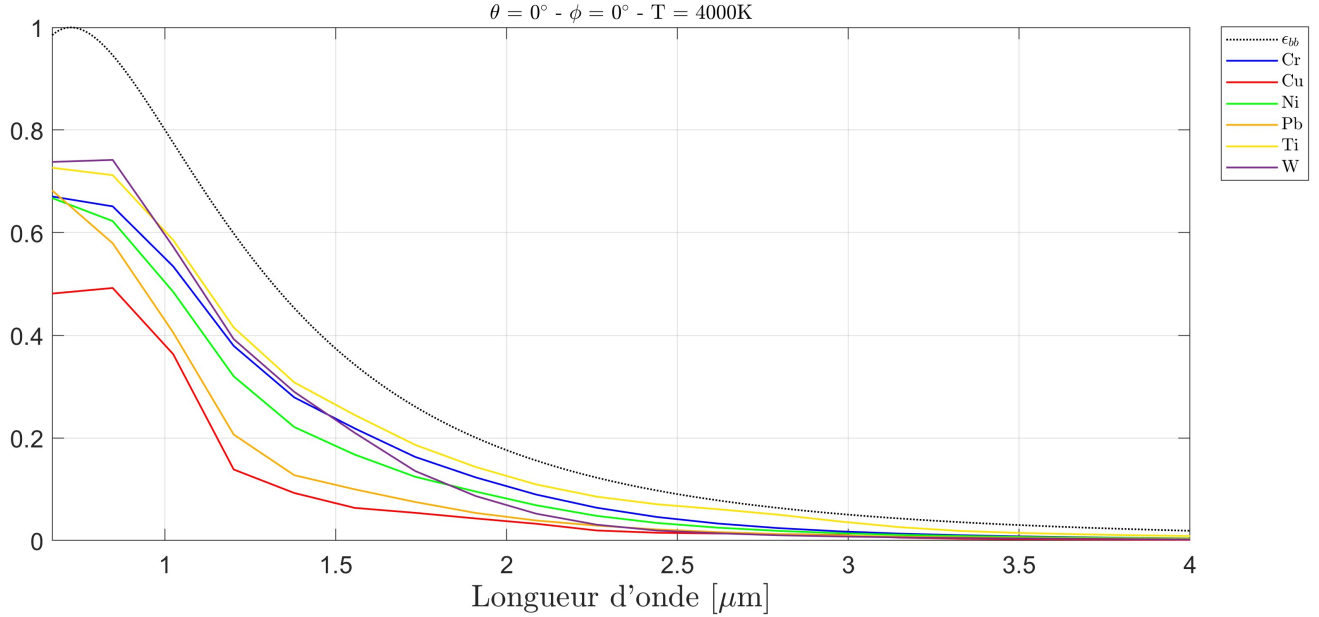


FIGURE 6.1 – *Produit de l'émissivité normalisée et de l'absorptance  $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$  obtenu pour divers métaux. Ce produit permet de calculer le rapport d'émissivité effective. Les courbes présentées sont représentatives des résultats obtenus pour les différents matériaux.*

Matériau	$\epsilon(4000\text{ K})$	$E(4000\text{ K})$ [%]
Ti	70.74	69.73
Zr	66.26	75.76
Cr	61.02	91.65
Fe	60.61	93.74
Lu	59.90	101.17
W	59.83	85.91
Acier inoxydable	58.37	115.79
Ni	53.23	128.90
Mn	52.50	56.99
Mo	49.08	107.75
Ir	42.63	155.37
Ta	41.95	200.17
Pb	41.65	175.40
Mg	35.33	351.04
Cu	32.58	672.22

TABLEAU 6.1 – *Rapports d'émissivité effective  $\epsilon(4000\text{ K})$  calculé pour chaque modèle pour une température de 4000 K, ainsi que le facteur d'efficacité relative  $E(4000\text{ K})$ , calculé à la même température à partir d'une référence plane de volume identique. Ainsi, les valeurs d'efficacité relatives démontrent le potentiel de cette structure à améliorer l'absorption du rayonnement.*

Les valeurs du rapport d'émissivité effective calculées pour chaque modèle sont répertoriées dans le tableau 6.1. L'examen de ces résultats indique que le titane, le zirconium et le chrome sont les matériaux les plus efficaces pour absorber la puissance rayonnée par la source. Inversement, il ressort de notre étude que le cuivre est le matériau le moins performant dans ce contexte, ce qui est regrettable étant donné qu'il est le meilleur conducteur thermique parmi les matériaux considérés dans ce travail. Le tableau 6.1 contient également les valeurs de l'efficacité relative calculées à partir des modèles de référence non structuré contenant le même volume de matériaux. Celles-ci mettent en évidence la faculté de la structure à absorber le rayonnement électromagnétique.

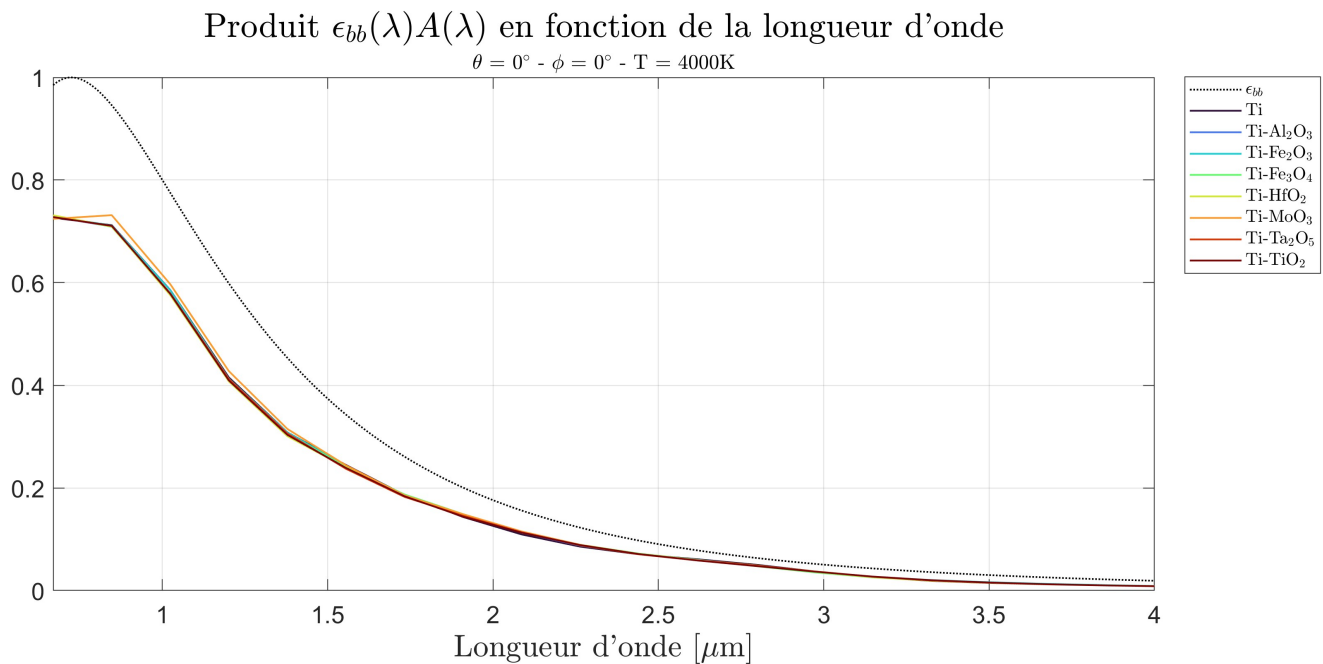


FIGURE 6.2 – *Produit de l'émissivité normalisée et de l'absorptance  $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$  obtenu pour les différentes combinaisons de titane et de diélectriques. La courbe obtenue précédemment pour le titane est l'air est également représentée. L'impact du matériau secondaire sur l'absorptance semble négligeable.*

Les structures que l'on vient de voir sont uniquement composées du métal plongé dans de l'air. Nous allons maintenant remplacer l'air présent dans l'interstice entre les deux membranes par les matériaux diélectriques répertoriés dans le tableau 4.3, afin d'en étudier l'impact sur l'absorption. Cette étape de l'étude a été effectuée pour les combinaisons de matériaux dont le métal est le titane, le zirconium, l'acier inoxydable et le manganèse. Les résultats

étant sensiblement identiques, seuls ceux associés au titane sont abordés. Les résultats pour les autres métaux sont disponibles dans l'annexe B.

La figure 6.2 illustre le même type de courbe que précédemment pour les combinaisons associant le titane et divers oxydes métalliques, en parallèle avec la courbe pour le titane associé à l'air, que nous avons précédemment analysée. La proximité de ces courbes indique que la composition du matériau diélectrique présent dans l'interstice de la structure a une influence minime sur l'efficacité de cette dernière à absorber le rayonnement. Par conséquent, il peut être affirmé que la nature spécifique du diélectrique a un impact négligeable sur la performance globale de la structure en matière d'absorption du rayonnement.

Pour une étude quantitative de ces observations, le tableau 6.2 reprend le rapport d'émissivité effective de chaque combinaison à une température de 4000 K, ainsi que le facteur d'efficacité relative, calculé à la même température. Nous avons choisi comme référence la combinaison de titane et d'air.

Ces données démontrent que les combinaisons impliquant un oxyde métallique ne se révèlent pas plus efficaces que l'air pour l'absorption du rayonnement. Toutefois, il est à noter que le trioxyde de molybdène ( $\text{MoO}_3$ ) fait exception à cette tendance, avec une efficacité supérieure de 1,58%. Bien que cette amélioration ne soit pas spectaculaire, elle représente tout de même un écart par rapport aux autres combinaisons examinées.

Dans la suite du travail, nous avons opté pour l'utilisation de l'air comme matériau secondaire. Ce choix réside dans le fait que l'efficacité est proche du trioxyde de molybdène et que son utilisation simplifie les techniques de production de la structure telle que la gravure ionique réactive (*Metal Anisotropic Reactive Ion etching with Oxidation*, RIE) [34], ou la gravure au plasma (*Coupled Plasma Etching*) [35]. Gardons toutefois à l'esprit que le  $\text{MoO}_3$  permettrait d'améliorer légèrement les résultats.

Combinaison	$\epsilon(4000\text{ K})$	$E(4000\text{ K})$ [%]
Ti - MoO <sub>3</sub>	71.87	1.58
Ti - Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	70.77	0.04
Ti - Air	70.74	0
Ti - Fe <sub>3</sub> O <sub>4</sub>	70.46	-0.40
Ti - Ta <sub>2</sub> O <sub>5</sub>	70.31	-0.61
Ti - Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	70.31	-0.61
Ti - TiO <sub>2</sub>	70.21	-0.75
Ti - HfO <sub>2</sub>	70.14	-0.85

TABLEAU 6.2 – *Rapports d'émissivité effective  $\epsilon(4000\text{ K})$  et efficacité relative  $E(4000\text{ K})$ , calculés pour chaque combinaison à une température de 4000 K. Le modèle de référence choisi pour le calcul de  $E(T)$  est la combinaison Ti-air. Les combinaisons sont classées par ordre décroissant d'efficacité.*

Maintenant que nous sommes munis des rapports d'émissivité effective  $\epsilon(4000\text{ K})$ , nous sommes en mesure d'effectuer une analyse multicritères afin de déterminer les meilleurs possibilité de matériaux métalliques. Cette méthode nous permettra de classer ces métaux en fonction de leur rapport  $\epsilon(4000\text{ K})$  et de leur conductivité thermique  $\kappa$ .

La méthode d'évaluation multicritères repose sur la normalisation des valeurs associées aux critères que nous souhaitons maximiser. En effectuant la somme pondérée de ces critères normalisés, nous obtenons une évaluation  $R$  de chaque matériau:

$$R = w_1\epsilon + w_2\kappa. \quad (6.1)$$

Idéalement, il serait préférable d'étudier la valeur des poids à utiliser pour pondérer les valeurs normalisées de  $\epsilon(4000\text{ K})$  et  $\kappa$ . Cependant, cette étude n'a pas pu être effectuée et nous travaillons avec  $w_1 = \frac{2}{3}$  et  $w_2 = \frac{1}{3}$ . En attribuant un poids plus élevé à l'absorption, nous privilégions la capacité du matériau à récolter l'énergie thermique. Il s'agit d'un cas simplifié où l'absorption est jugée deux fois plus importante que la conduction pour cette application particulière.

Le tableau 6.3 synthétise le rapport d'émissivité effective et la conductivité thermique pour chaque matériau, en incluant leurs évaluations respectives. Selon l'importance attribuée à chaque grandeur physique, nous constatons que les trois matériaux les plus performants sont le tungstène, le titane et le chrome.

Toutefois, compte tenu des propriétés physiques du tungstène pur qui ne facilitent pas son utilisation, nous nous tournons vers le titane, le second matériau le plus performant, afin d'optimiser ses dimensions.

Matériau	$\epsilon(4000\text{ K})$	$\kappa$ [W/s.K]	Évaluation
W	59.83	174	0,708
Ti	70.74	21.9	0,685
Cr	61.02	93.7	0,653
Zr	66.26	22.7	0,643
Cu	32.58	401	0,640
Fe	60.61	82.2	0,639
Acier inoxydable	58.37	34.3	0,579
Lu	59.90	16.4	0,578
Ni	53.23	90.7	0,577
Mo	49.08	138	0,577
Ir	42.63	147	0,524
Mn	52.50	7.82	0,501
Mg	35.33	156	0,463
Ta	41.95	57.5	0,443
Pb	41.65	35.3	0,422

TABLEAU 6.3 – Rapport d'émissivité effective à 4000 K,  $\epsilon(4000\text{ K})$ , conductivité thermique  $\kappa$  et évaluation par la méthode multicritère, associés à chaque matériau.

La microstructuration du titane, matériel d'intérêt considérable, joue un rôle crucial dans le domaine de l'électronique grâce à ses propriétés distinctives. Des recherches récentes ont accentué l'exploration de son utilisation, conduisant à l'élaboration de techniques de structuration [35, 36]. Parmi ces méthodes, citons la gravure ionique réactive profonde du titane (*Titanium Deep Reactive Ion Etching*, TiDRIE) et la gravure profonde du titane par plasma couplé par induction (*Titanium ICP Deep Etch*, TIDE) [36]. Ces techniques pourraient être employées pour réaliser notre structure, justifiant davantage le choix de ce matériau.

## 6.2 Optimisation des dimensions

Dans le but d'optimiser les dimensions de la structure, une étape préliminaire consiste à calibrer les dimensions de la structure pour correspondre au spectre infrarouge. Le tableau 6.4 fournit des valeurs qui ont été adaptées à l'aide du

coefficient  $\alpha = 6.67$ , déterminé par la relation (4.21). Ces ajustements sont essentiels pour assurer une concordance de la structure avec le spectre infrarouge, tout en établissant un ensemble de dimensions initiales pour l’optimisation des paramètres.

Dans les discussions précédentes, nous avons mentionné que l’optimisation porte principalement sur les paramètres  $b$ ,  $e$  et  $f$ . Pour déterminer la valeur optimale, une série de simulation ont été réalisées, au cours desquelles ces paramètres ont été modifiés individuellement. Il est important de rappeler que, afin de maintenir un volume de titane constant, l’épaisseur  $a$  de la membrane inférieure a été ajustée en conséquence. Les valeurs explorées pour chaque paramètre ont été choisies pour se situer dans le voisinage des valeurs préalablement ajustées (tableau 6.4).

Paramètre	Signification	Valeur ajustée [ $\mu\text{m}$ ]
$a$	Épaisseur de la membrane inférieure	1.67
$b$	Épaisseur de la membrane supérieure	0.67
$c$	Écart entre les membranes	10.00
$d$	Largeur du pilier	1.67
$e$	Base de la section triangulaire	3.33
$f$	Hauteur de la section triangulaire	8.00
$x$	Longueur de la cellule	10.00
$y$	Largeur de la cellule	5.00

TABLEAU 6.4 – Paramètres de la cellule unitaire, adaptés pour le domaine infrarouge, qui modélise le réseau périodique bioinspiré.

Les graphiques illustrés par les figures 6.3, 6.4, et 6.5, fournissent le rapport d’émissivité effective  $\epsilon(825.15 \text{ K})$  à 825.15 K en fonction de la valeur des paramètres  $b$ ,  $e$  et  $f$ , respectivement. On observe que l’épaisseur  $b$  de la membrane supérieure semble atteindre une valeur optimale vers 0.8  $\mu\text{m}$ . En revanche, pour les paramètres  $e$  et  $f$ , aucun pic n’est identifiable sur l’ensemble des valeurs explorées. Cela indique que les optimums pour ces paramètres devraient se situer au-delà de la plage de valeurs considérées.

Il est particulièrement intéressant de noter que la valeur maximale obtenue pour la base de la section triangulaire ( $e = 8.00 \mu\text{m}$ ) sur les dimensions

étudiées, approche la longueur de la cellule ( $x = 10.00 \mu\text{m}$ ). Cette observation suggère que les dimensions obtenues par ajustement sont sous-estimées. Pour poursuivre cette stratégie d'optimisation, il serait nécessaire de s'orienter également vers l'étude de la largeur  $y$  et de la longueur  $x$  de la cellule. Il serait également plus judicieux de recourir à des méthodes d'optimisation telles que les algorithmes génétiques, l'algorithme de recherche harmonique et bien d'autres [3, 37].

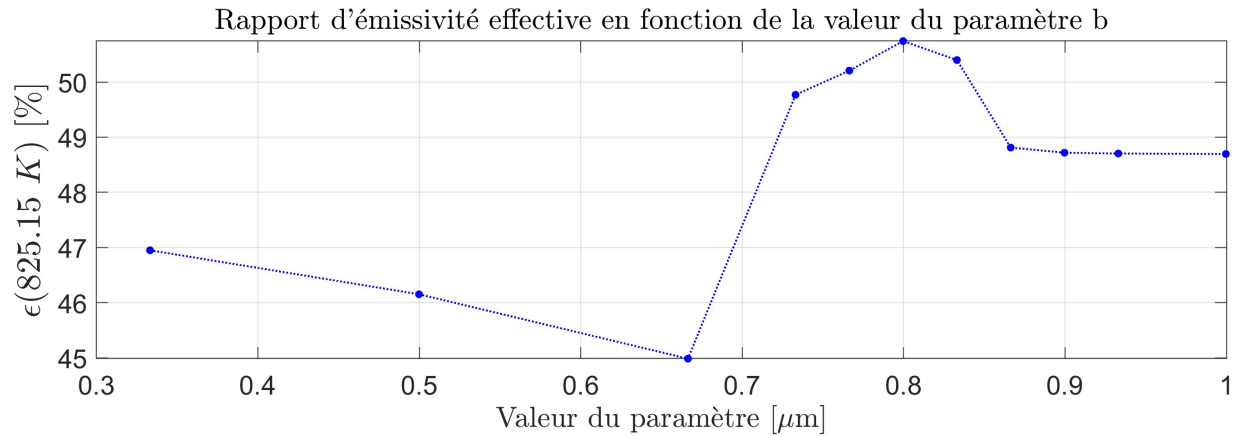


FIGURE 6.3 – Le rapport d'émissivité effective  $\epsilon$  à 825.15 K en fonction de la valeur du paramètre  $f$  présente un maximum autour de 0.80  $\mu\text{m}$ .

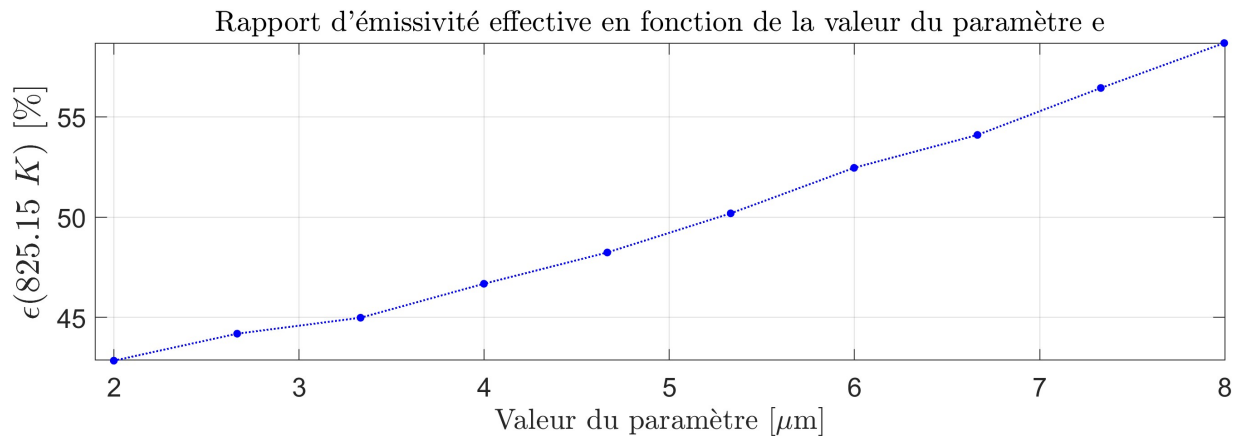


FIGURE 6.4 – Le rapport d'émissivité effective  $\epsilon$  à 825.15 K augmente avec la valeur du paramètre  $e$ , indiquant que sa valeur optimale se situe au-delà de 8  $\mu\text{m}$ .

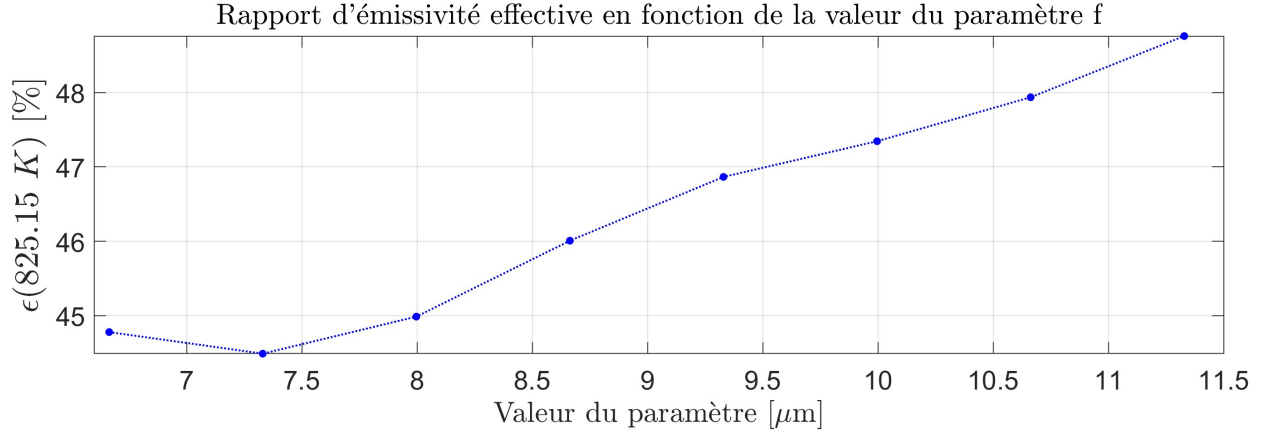


FIGURE 6.5 – Le rapport d'émissivité effective  $\epsilon$  à 825.15 K augmente avec la valeur du paramètre  $f$ , indiquant que sa valeur optimale se situe au-delà de 11.33  $\mu\text{m}$ .

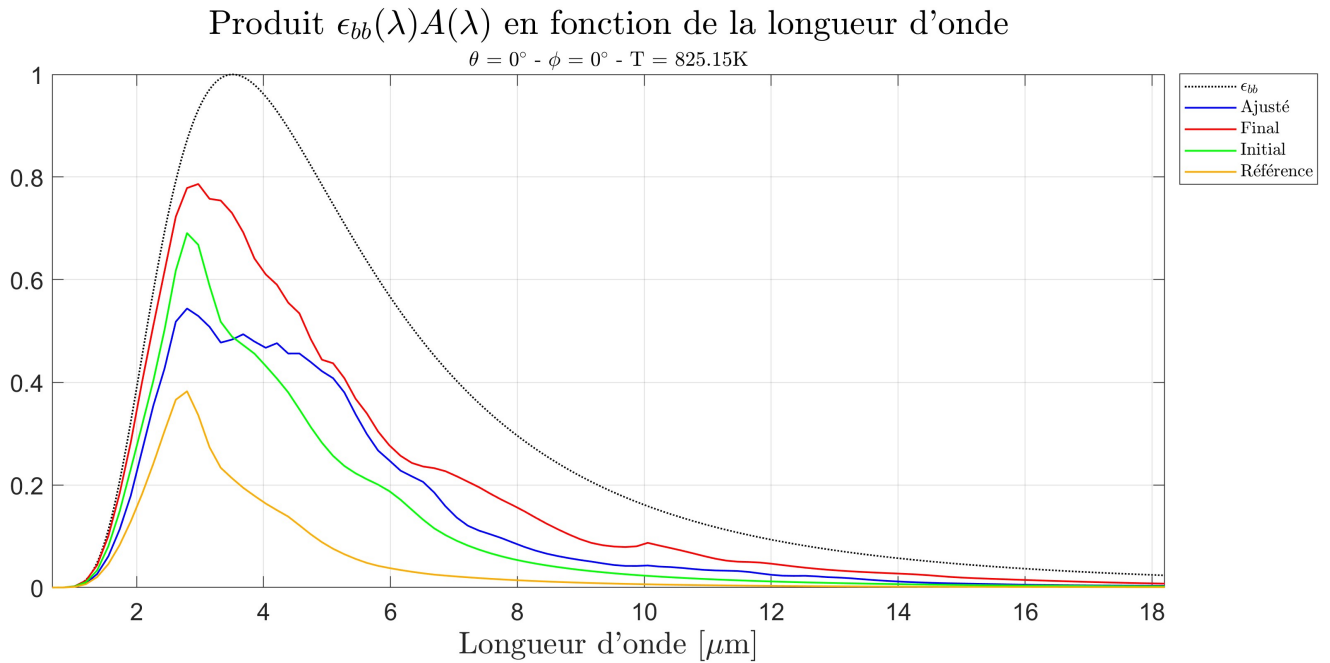


FIGURE 6.6 – Produit de l'émissivité normalisée et de l'absorptance  $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$  obtenu pour la structure avant ajustement (courbe verte), après ajustement par le coefficient  $\alpha$  (courbe bleue), avec le meilleur ensemble de paramètres (courbe rouge) et pour le modèle de référence (courbe jaune). La structure dotée des meilleurs paramètres possède une meilleure absorptance à chaque longueur d'onde, et donc, est bien plus efficace pour absorber le rayonnement infrarouge.

En finalité de ce processus d'optimisation, une simulation a été réalisée en utilisant les paramètres améliorés, répertoriés dans le tableau 6.5. Les résultats de cette simulation sont présentés à la figure 6.6, où une comparaison est

également faite avec les résultats obtenus pour la structure avant ajustement, après ajustement par le coefficient  $\alpha$  et avec un modèle de référence composé d'un volume de titane identique, sous la forme d'une couche plane.

Paramètre	Valeur améliorée [ $\mu\text{m}$ ]
$a$	1.21
$b$	0.80
$e$	8.00
$f$	11.33

TABLEAU 6.5 – Paramètres améliorés de la cellule unitaire. La valeur du paramètre  $a$  est obtenue en modélisant la structure avec la valeur ajustée des paramètres  $c$ ,  $d$ ,  $x$  et  $y$ , et la valeur améliorée des paramètres  $b$ ,  $e$  et  $f$ , tout en conservant le volume de titane.

Le rapport d'émissivité effective  $\epsilon(T)$  ainsi que le facteur d'amélioration  $E(T)$  ont été calculés à une température de 825.15 K, et sont résumés dans le tableau 6.6. Le facteur  $E(T)$  a été calculé à partir du modèle de référence. Ces mesures démontrent l'amélioration obtenue par optimisation des paramètres de la structure, bien qu'il ne s'agisse pas des valeurs optimales. Plus précisément, la structure permet une absorption de 62.64% de la puissance rayonnée par la source, ce qui est nettement supérieur aux 16.23% atteints par la couche de titane non structurée. Ces résultats soulignent l'importance et l'efficacité de l'optimisation des paramètres dans la conception de telles structures absorbantes.

Modèle	$\epsilon(825.15 \text{ K})$ [%]	$E(825.15 \text{ K})$ [%]
Initial	39.65	144.33
Ajusté	44.99	177.23
Amélioré	62.64	286.01
Référence plane	16.23	0

TABLEAU 6.6 – Rapports d'émissivité effective  $\epsilon(825.15 \text{ K})$  et efficacité relative  $E(825.15 \text{ K})$ , calculés pour chaque combinaison à une température de 825.15 K. La référence choisie pour le calcul de  $E(T)$  est simplement la référence plane composée du même volume de titane.

## 7 Conclusion et perspectives

Au terme de ce travail, nous avons abordé deux axes de recherche : l'étude de la réponse optique du réseau de protubérances présent sur la surface intérieure des élytres de *Morimus asper funereus* et la conception d'un absorbeur infrarouge inspiré de la structure des écailles du papillon *Troïdes magellanus*.

La première partie de ce travail numérique visait à vérifier les hypothèses formulées par D. Vasiljevic *et al.* [4] concernant le comportement de la structure de *Morimus asper funereus*, selon lesquelles, le réseau se comporte comme un réflecteur de Bragg aux incidences rasantes.

Tenant compte de l'approximation périodique nécessaire à l'utilisation de la méthode RCWA, nos résultats montrent que la présence des protubérances augmentent légèrement l'absorption du rayonnement infrarouge. Nous avons aussi observé que le modèle ordonné de protubérances se révèle légèrement plus efficace, bien que la différence d'efficacité soit de l'ordre de 1%, ce qui suggère une faible sensibilité à la distribution des protubérances pour ce système. Ces résultats montrent également que la structure semble plus efficace pour absorber les radiations de petites longueurs d'onde à incidence rasante. Cette différence avec les hypothèses formulées pourrait provenir de la dimension des protubérances et de leur espacement, qui ne permettent pas à la structure d'agir comme un miroir de Bragg à cette incidence.

Un aspect intéressant de nos résultats concerne une caractéristique observée à proximité de 6  $\mu\text{m}$ , évoquant la résonance de Fano, phénomène résultant de l'interaction entre un état discret et un continuum d'états. Cette oscillation semble être intimement liée à l'absorption, soulignant un potentiel mécanisme d'absorption supplémentaire.

Pour explorer cette possibilité, nous avons ajusté nos résultats avec l'expression générale de la résonance de Fano, nous permettant de déterminer le coefficient de Fano  $q$ . Cette valeur, légèrement supérieure à 1, suggère une interaction notable entre l'état discret et le continuum d'états, avec une légère dominance de l'état discret. Nous pourrions supposer que l'état discret est lié à la résonance des liaisons C-O de la chitine lorsqu'elle est excitée à cette

longueur d'onde. Le continuum d'états, quant à lui, pourrait correspondre à l'ensemble des autres modes d'absorption de la chitine se produisant sur la gamme de longueur d'onde étudiée. Cette hypothèse mériterait une étude plus approfondie, afin de confirmer ou infirmer cette interprétation.

Dans la seconde partie du travail, nous avons utilisé le concept de biomimétisme pour conceptualiser un absorbeur infrarouge basé sur les écailles du papillon *Troïdes magellanus* qui permettrait la conversion de l'énergie thermique en énergie électrique à l'aide d'un module TEG.

Dans un premier temps, nous avons analysé différents matériaux susceptibles de constituer la structure de l'absorbeur, en considérant divers combinaisons de métaux et de diélectriques. Bien que la nature du diélectrique n'ait pas montré un impact significatif sur l'absorption, l'incorporation de  $\text{MoO}_3$  a permis d'améliorer l'absorption de 1.58%. Pour cette raison, ainsi que par facilité de production, nous avons décidé de retenir l'air comme diélectrique et nous avons entrepris une sélection multicritère du métal le plus approprié, visant à combiner une absorption optimale avec une bonne conduction thermique. Ce processus a conduit à l'adoption du titane comme matériau de choix.

Par la suite, nous avons entrepris d'optimiser les dimensions de notre structure, ce qui a permis d'améliorer l'efficacité d'absorption du rayonnement infrarouge de 286.01%. Cependant, il faut souligner que l'approche d'optimisation n'est pas idéale. Par conséquent, bien que les paramètres actuels de notre absorbeur offrent déjà une performance améliorée, il existe une marge pour une optimisation supplémentaire.

Les travaux futurs pourraient donc envisager d'améliorer davantage la structure en utilisant des algorithmes d'optimisation tels que la recherche Harmonique ou les algorithmes génétiques [3]. Des tests expérimentaux seraient également nécessaires pour confirmer la validité des résultats. En vue de cela, des techniques de structuration telles que la TiDRIE ou la TIDE seraient envisageables.

En dehors de l'acier inoxydable, cette recherche a principalement porté sur des métaux purs. Il serait pertinent d'étendre l'étude à différents alliages, qui

pourraient offrir des avantages mécaniques comparés à certains métaux purs. Il serait également bénéfique d'examiner l'influence de la conductivité thermique et de l'absorption dans de tels dispositifs afin de déterminer les poids utilisés dans la méthode multicritères. Cela permettrait d'affiner le processus de sélection des matériaux.

## Bibliographie

- [1] S. R. Mouchet and O. Deparis. *Natural Photonics and Bioinspiration*. Artech House, 2021. ISBN: 978-1-63081-797-8.
- [2] Q. Li *et al.* “A Super Meta-Cone Absorber for Near-Infrared Wavelengths”. *Plasmonics* 11.9 (2016), pp. 1067–1072. DOI: 10.1007/s11468-015-0143-8.
- [3] A. Mayer *et al.* “Genetic-algorithm-aided ultra-broadband perfect absorbers using plasmonic metamaterials”. *Optics Express* 30.2 (2022), pp. 1167–1181. DOI: 10.1364/OE.442405.
- [4] D. Vasiljević *et al.* “Thermal radiation management by natural photonic structures: *Morimus asper funereus* case”. *Journal of Thermal Biology* 98 (2021), p. 102932. DOI: 10.1016/j.jtherbio.2021.102932.
- [5] A. Herman *et al.* “Nanoarchitecture in the black wings of *Troides magellanus*: A natural case of absorption enhancement in photonic materials”. *Proc SPIE* 8094 (2011). DOI: 10.1117/12.890946.
- [6] D. Pavlović *et al.* “Photonic structures improve radiative heat exchange of *Rosalia alpina* (Coleoptera: Cerambycidae)”. *Journal of Thermal Biology* 76 (2018), pp. 126–138. DOI: 10.1016/j.jtherbio.2018.07.014.
- [7] K. Delmote, S. R. Mouchet, and O. Deparis. *Projet de recherche: Rôles des élytres microstructurés du longicorne *Morimus asper funereus* dans la gestion des radiations thermiques*. 2022.
- [8] D. M. Hillis *et al.* *Life: The Science of Biology, Ninth Edition*. W. H. Freeman, 2009. ISBN: 1429253029.
- [9] N. N. Shi *et al.* “Keeping cool: Enhanced optical reflection and radiative heat dissipation in Saharan silver ants”. *Science* 349.6245 (2015), pp. 298–301. DOI: 10.1126/science.aab3564.
- [10] L.P. Biro *et al.* “Role of photonic-crystal-type structures in the thermal regulation of a *Lycaenid* butterfly sister species pair”. *Physical Review E* 67 (2003), pp. 021907-1–7.
- [11] N. N. Shi. “Biological and Bioinspired Photonic Materials for Passive Radiative Cooling and Waveguiding”. Doctoral dissertation. Columbia University, 2018.
- [12] A. Campanaro *et al.* “Guidelines for the monitoring of *Rosalia alpina*”. *Nature Conservation* 20 (2017), pp. 165–203. DOI: 10.3897/natureconservation.20.12728.
- [13] O. Deparis. *SPHYM133 - Cours de photonique théorique et numérique*. 2021.
- [14] J.B. Pendry. “Photonic Band Structures”. *Journal of Modern Optics* 41.2 (1994), pp. 209–229. DOI: 10.1080/09500349414550281.
- [15] M. G. Moharam and T. K. Gaylord. “Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction”. *Journal of the Optical Society of America* 71.7 (1981), pp. 811–818. DOI: 10.1364/JOSA.71.000811.
- [16] J.-P. Vigneron *et al.* “Theory of electromagnetic energy transfer in three-dimensional structures”. *Ultramicroscopy* 61.1 (1995), pp. 21–27. DOI: 10.1016/0304-3991(95)00097-6.
- [17] J. D. Joannopoulos *et al.* *Photonic Crystals - Modling the Flow of Light, 2nd Edition*. Princeton University Press, 2008. ISBN: 9780198520115.

- [18] O. Deparis. “Poynting vector in transfer-matrix formalism for the calculation of light absorption profile in stratified isotropic optical media”. *Optics Letter* 36.20 (2011), pp. 3960–3962. DOI: 10.1364/OL.36.003960.
- [19] A. D. Rakić *et al.* “Optical properties of metallic films for vertical-cavity optoelectronic devices”. *Applied Optics* 37.22 (1998), pp. 5271–5283. DOI: 10.1364/AO.37.005271.
- [20] M. R. Querry. “Optical constants”. *Contractor Report CRDC-CR-85034* (1985).
- [21] P. Schmitt *et al.* “Optical, structural, and functional properties of highly reflective and stable iridium mirror coatings for infrared applications”. *Optical Materials Express* 12.2 (2022), pp. 545–559. DOI: 10.1364/OME.447306.
- [22] S. García-Cortés *et al.* “Transmittance and optical constants of Lu films in the 3-1800 eV spectral range”. *Journal of Applied Physics* 108.6 (2010), p. 063514. DOI: 10.1063/1.3481062.
- [23] H.-J. Hagemann *et al.* “Optical constants from the far infrared to the x-ray region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, and Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>”. *Journal of the Optical Society of America* 65.6 (1975), pp. 742–744. DOI: 10.1364/JOSA.65.000742.
- [24] M. R. Querry. “Optical constants of minerals and other materials from the millimeter to the ultraviolet”. *Contractor Report CRDEC-CR-88009* (1987).
- [25] M. A. Ordal *et al.* “Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W, and Mo at submillimeter wavelengths”. *Applied Optics* 27.6 (1988), pp. 1203–1209. DOI: 10.1364/AO.27.001203.
- [26] M. A. Ordal *et al.* “Optical properties of Au, Ni, and Pb at submillimeter wavelengths”. *Applied Optics* 26.4 (1987), pp. 744–752. DOI: 10.1364/AO.26.000744.
- [27] MatWeb. (2023). *MatWeb Material Property Data*. Consulté le 11/05/2023. URL: <https://www.matweb.com/index.aspx>.
- [28] W. M. Haynes. *CRC handbook of chemistry and physics, 95th Edition*. 95th ed. CRC Press, 2014. ISBN: 9781482208689.
- [29] T. J. Bright *et al.* “Optical properties of HfO<sub>2</sub> thin films deposited by magnetron sputtering: From the visible to the far-infrared”. *Thin Solid Films* 520 (2012), pp. 6793–6802. DOI: 10.1016/j.tsf.2012.07.037.
- [30] L. Lajaunie *et al.* “Strong anisotropic influence of local-field effects on the dielectric response of  $\alpha$ -MoO<sub>3</sub>”. *Physical Review B* 88.11 (2013), p. 115141. DOI: 10.1103/PhysRevB.88.115141.
- [31] T. J. Bright *et al.* “Infrared optical properties of amorphous and nanocrystalline Ta<sub>2</sub>O<sub>5</sub> thin films”. *Journal of Applied Physics* 114.8 (2013). DOI: 10.1063/1.4819325.
- [32] T. Siefke *et al.* “Materials Pushing the Application Limits of Wire Grid Polarizers further into the Deep Ultraviolet Spectral Range”. *Advanced Optical Materials* 4.11 (2016), pp. 1780–1786. DOI: 10.1002/adom.201600250.
- [33] A. Bay *et al.* “Improved light extraction in the bioluminescent lantern of a *Photuris* firefly (Lampyridae)”. *Optics Express* 21.1 (2013), pp. 764–780. DOI: 10.1364/OE.21.000764.
- [34] S. Franssila *et al.* “Encyclopedia of Microfluidics and Nanofluidics”. Ed. by Dongqing Li. Springer US, 2008.

- [35] E. Parker *et al.* “Inductively Coupled Plasma Etching of Bulk Titanium for MEMS Applications”. *Journal of The Electrochemical Society* 152 (Jan. 2005), pp. 675–683. DOI: 10.1149/1.2006647.
- [36] S. R. Corber. “Titanium Micromachining Process Advancements for Optical Tissue Clearing”. June 2020.
- [37] T. Dede *et al.* “Combined size and shape optimization of structures with a new meta-heuristic algorithm”. *Applied Soft Computing* 28 (2015), pp. 250–258. DOI: 0.1016/j.asoc.2014.12.007.

## 8 Annexe A : Représentations graphiques complémentaires pour les métaux

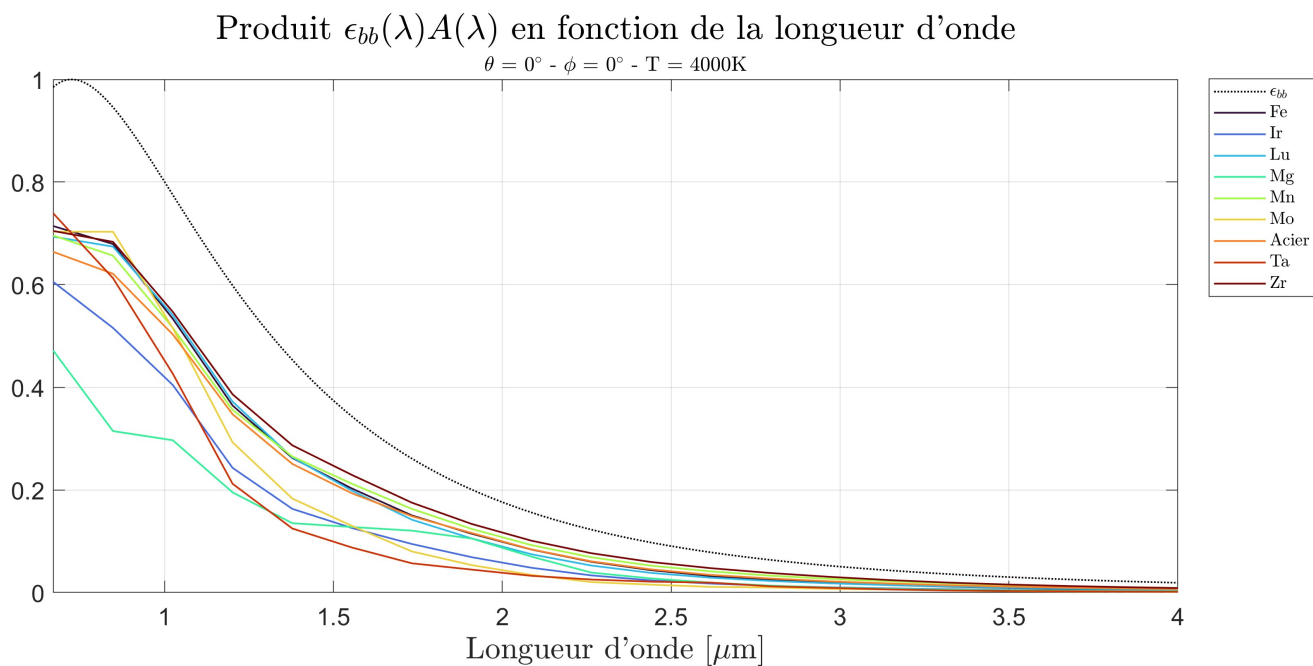


FIGURE 8.1 – *Produit de l'émissivité normalisée et de l'absorptance  $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$  obtenu pour les métaux qui ne sont pas illustrés à la figure 6.1.*

## 9 Annexe B : Représentations graphiques et résultats complémentaires pour les matériaux diélectriques

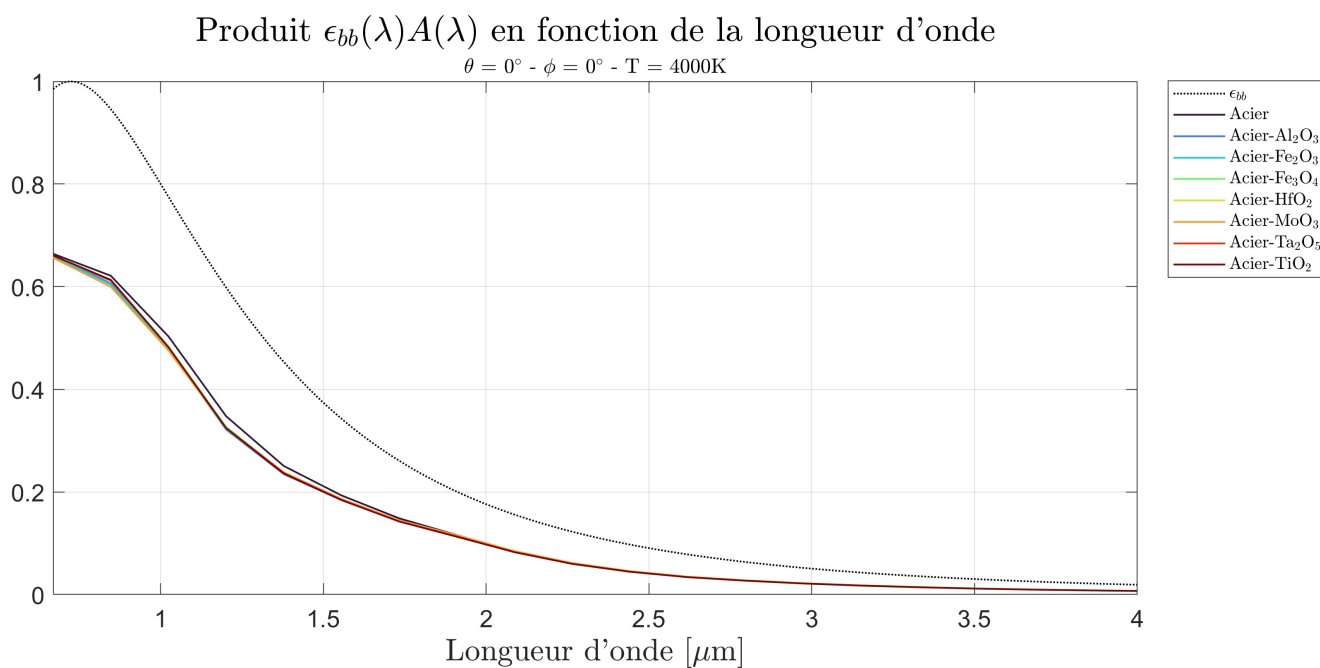


FIGURE 9.1 – *Produit de l'émissivité normalisée et de l'absorptance  $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$  obtenu pour les différentes combinaisons d'acier et de diélectriques.*

### Produit $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde

$\theta = 0^\circ - \phi = 0^\circ - T = 4000\text{K}$

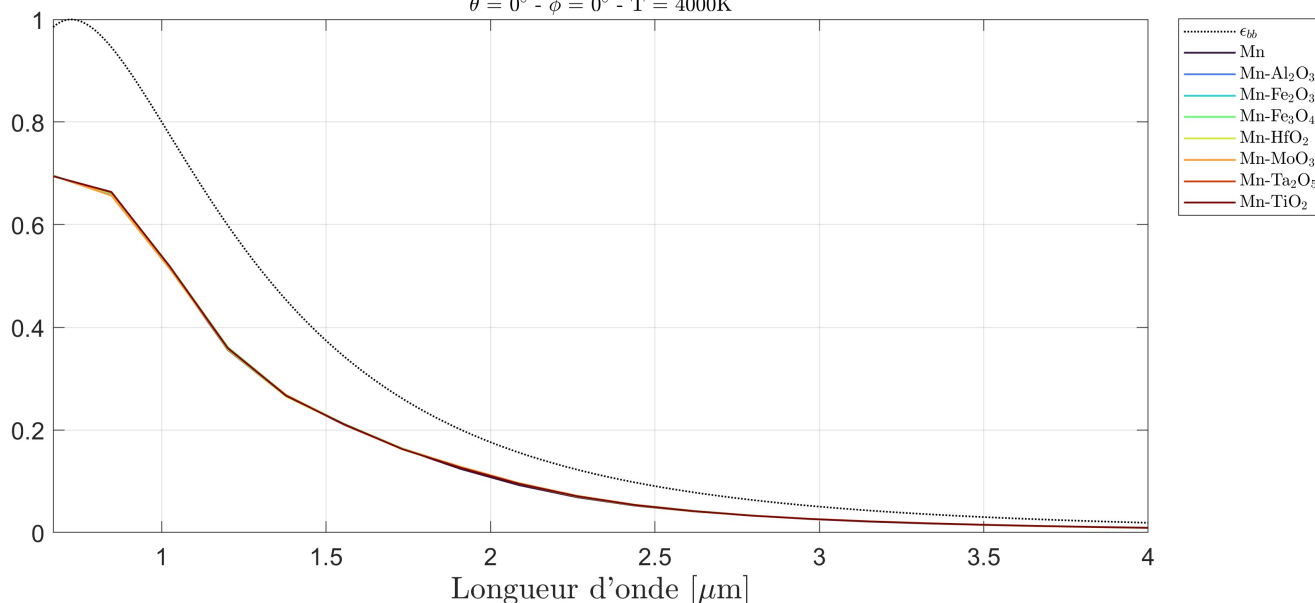


FIGURE 9.2 – *Produit de l'émissivité normalisée et de l'absorptance  $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$  obtenu pour les différentes combinaisons de manganèse et de diélectriques.*

### Produit $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde

$\theta = 0^\circ - \phi = 0^\circ - T = 4000\text{K}$

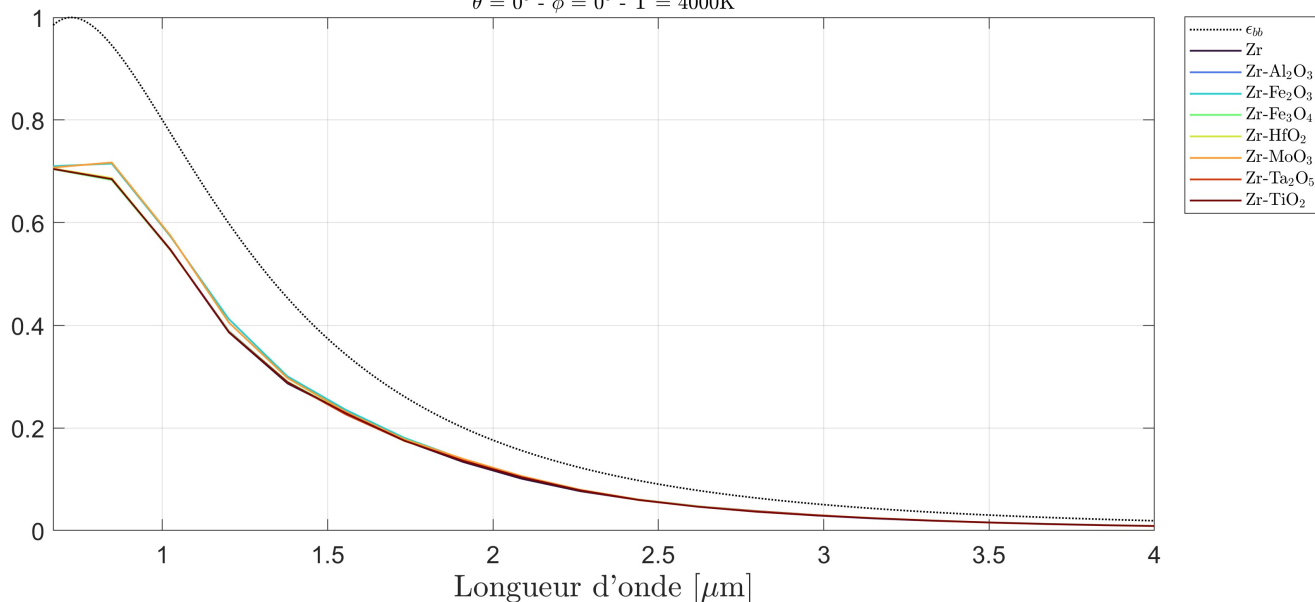


FIGURE 9.3 – *Produit de l'émissivité normalisée et de l'absorptance  $\epsilon_{bb}(\lambda)A(\lambda)$  obtenu pour les différentes combinaisons de zirconium et de diélectriques.*