

Absorbeurs solaires multicouches apériodiques

Sommaire

2.1 Structures multicouches apériodiques, une solution à de nombreux problèmes	20
2.2 Équilibre thermique d'un absorbeur	22
2.2.1 Flux incident	23
2.2.2 Flux absorbé	24
2.2.3 Flux émis	25
2.2.4 Flux extrait	26
2.2.5 Température d'équilibre	26
2.2.6 Rendement de l'absorbeur	26
2.3 Cas de l'absorbeur parfait	27
2.3.1 Définition	27
2.3.2 Bilan d'énergie	27
2.3.3 Rendement	28
2.4 Propriétés optiques d'un empilement multicouches	32
2.4.1 Matrices de transfert et matrices de diffusion élémentaires	32
2.4.2 Matrices de transfert et de diffusion pour une structure multicouches	40
2.5 Optimisation des propriétés optiques par algorithme génétique	45
2.5.1 L'algorithme génétique	45
2.5.2 Design d'absorbeurs solaires multicouches par algorithme génétique	49
2.6 Conclusion	53

Les structures multicouches apériodiques représentent une solution relativement simple pour concevoir des absorbeurs sélectifs efficaces. En jouant sur les mécanismes d'interférences, la localisation de modes, etc, il est possible de sculpter leur spectre d'absorption. Dans ce chapitre, nous présentons le design d'absorbeurs multicouches capables de fonctionner efficacement à haute température

On décrit tout d'abord l'équilibre thermique d'un absorbeur solaire. Puis nous introduisons le concept d'absorbeur parfait et déduisons de ses caractéristiques le rendement maximal d'un

absorbeur solaire. Le spectre d'absorption de cet absorbeur idéal sera ensuite utilisé comme fonction objectif pour optimiser une structure multicouche à l'aide d'une méthode d'optimisation globale que nous décrirons en détail

2.1 Structures multicouches apériodiques, une solution à de nombreux problèmes

La théorie générale des couches minces, développée en 1950 par Florin Abelès [Abelès, 1950], a permis de comprendre le comportement des ondes électromagnétiques à l'intérieur des systèmes à couches minces multiples. Dès lors, un grand nombre de systèmes multicouches aux propriétés optiques originales ont été développés. Parmi ces structures, de nombreux absorbeurs sélectifs ont été conçus.

Au cours des années 50, Winfield Salisbury [Salisbury, 1952] développa l'écran de Salisbury pour rendre furtifs les avions face à la détection radar (Fig. 2.1). C'est l'un des premiers exemples d'absorbeur multicouche à bande étroite [Chambers, 1994]. Cet absorbeur est généralement composé de trois couches distinctes : un substrat métallique, une couche de matériau diélectrique transparente dont l'épaisseur fait un quart de la longueur d'onde incidente et une couche supérieure absorbante dite résistive. Ce type d'écran permet, grâce à un phénomène

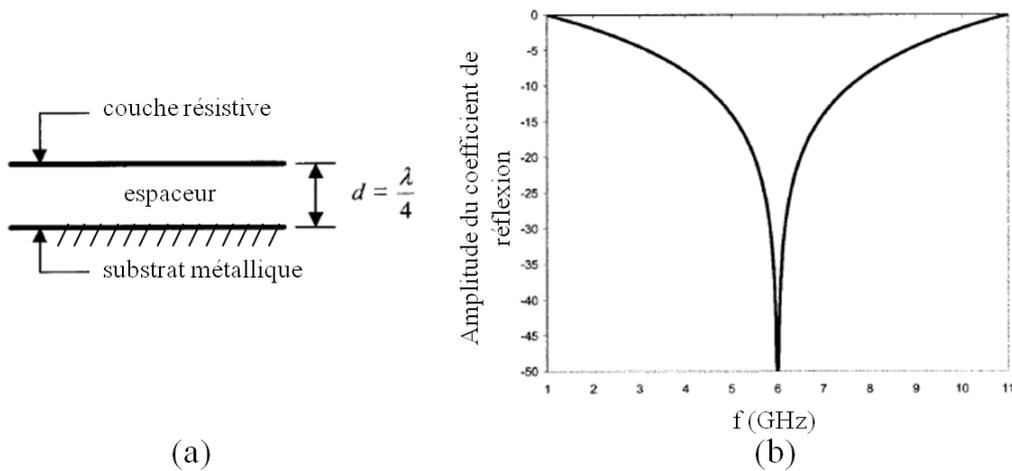


FIGURE 2.1 – (a) Ecran de Salisbury standard, composé d'un substrat, d'un espaceur diélectrique transparent dont l'épaisseur fait un quart de la longueur d'onde incidente et d'une couche résistive. (b) Coefficient de réflexion d'un écran de Salisbury standard [Kern et Werner, 2003].

d'interférences destructives [Fante et McCormack, 1988], de diminuer fortement la réflexion de la structure à la longueur d'onde du champ incident (Fig. 2.1b). Originellement développé dans le domaine radio, il est facile de réaliser cet écran pour n'importe quelle longueur d'onde, en ajustant l'épaisseur des couches et en choisissant convenablement les matériaux. Ce type d'absorbeurs à bande étroite est aussi très utilisé pour la détection dans le THz. En effet, dans cette gamme les ondes ont un fort pouvoir pénétrant et permettent de voir à travers les matériaux non conducteurs, tels que les plastiques. Cette propriété est largement utilisée dans le domaine

de la sécurité afin de détecter des armes, des produits dangereux ou des matières explosives. Cependant, la précision de l'écran de Salisbury est limitée. Contrairement à ce type d'absorbants, les structures multicouches ont montré leur capacité à absorber une longueur d'onde précise [Tao *et al.*, 2008]. L'introduction de défauts dans les structures périodiques a également permis de concevoir des absorbants quasi-monochromatique [Ben-Abdallah et Ni, 2005, Sang *et al.*, 2004] grâce à la présence de modes localisés dans les bandes interdites de ces structures (Fig. 2.2). Citons également les structures multicouches périodiques couplées à une couche de

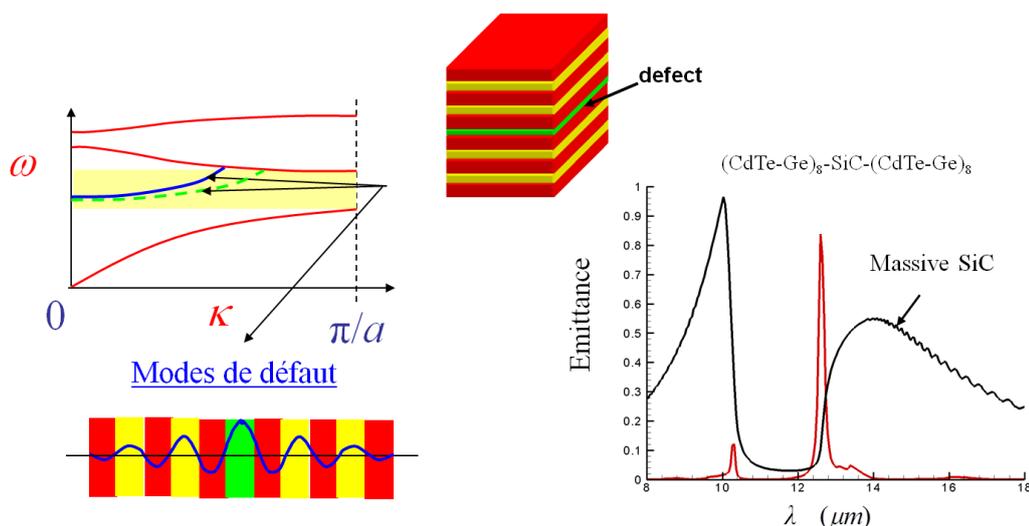


FIGURE 2.2 – Relation de dispersion d'une structure périodique (cristal photonique) en présence d'un défaut (couche de SiC). Le défaut est responsable de la présence de modes (en bleu et vert) dans la bande interdite du cristal. Ces modes de défaut sont localisés dans la structure mais ils peuvent être excités à travers le cristal ce qui conduit une absorption (emittance) localisée en fréquence.

matériau polaire qui permettent par l'intermédiaire du couplage du rayonnement incident avec le phonon-polariton de surface supporté par le matériau polaire (via le réseau périodique) d'obtenir une absorption localisée autour de la fréquence de ce mode de surface [Lee et Zhang, 2006] (Fig. 2.3). Ces détecteurs peuvent aussi être utilisés dans le domaine de la biologie, plus précisément dans le domaine de l'imagerie médicale, et permettent de différencier des tissus sains de tissus malades [Hu et Nuss, 1995]. La détection d'espèces chimiques est une application importante de ce type d'absorbant à bande étroite depuis le domaine visible jusqu'à l'infrarouge. Enfin, les absorbants à bande étroite sont des candidats naturels dans le domaine de la conversion thermophotovoltaïque. Ils ont permis de concevoir des émetteurs infrarouges capables de rayonner en direction des cellules PV précisément à la fréquence du gap de conversion de ces dernières [Nefzaoui *et al.*, 2012] et d'atteindre des rendements de conversion supérieurs à la limite de Shockley [Shockley et Queisser, 1961].

A l'opposé, les structures multicouches permettent également de concevoir des absorbants à large bande. Un exemple intéressant dû à Corrigan *et al.* [Corrigan *et al.*, 2012] consiste en une structure composée de fluorure de baryum et de nickel-chrome capable d'absorber le rayonnement sur une gamme de longueurs d'onde allant de 4 à 100 microns (Fig. 2.4). Un tel absorbant

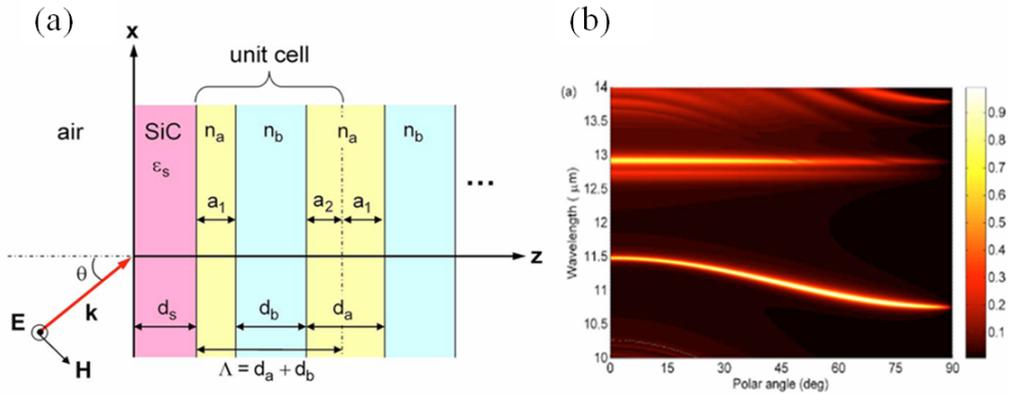


FIGURE 2.3 – (a) Source thermique partiellement cohérente étudiée par Zhang *et al.*, composée d’une couche de SiC collé à un cristal photonique 1D semi-infini pour une onde incidente polarisée *s*. (b) Emittivité spectrale et directionnelle de la structure en polarisation *s* [Lee et Zhang, 2006].

permet par exemple de capturer la chaleur perdue par rayonnement dans des procédés industriels lorsque la température est inférieure à 700 K. Les absorbeurs à large bande trouvent également des applications dans le domaine du refroidissement radiatif lorsque leur bande d’absorption coïncide avec une fenêtre de transparence de l’atmosphère [Rephaeli *et al.*, 2013].

La conception d’absorbeurs large bande est déjà un problème très ancien. En 1956, Tabor présente déjà le principe d’un absorbeur sélectif pour augmenter l’efficacité des collecteurs solaires [Tabor, 1956]. Depuis ces premiers travaux, de nombreuses structures ont été proposées [Hottel et Unger, 1959, Gillette, 1960, Kokoropoulos *et al.*, 1959, Schmidt et Janssen, 1964]. Cependant, ces structures sont inopérantes au dessus de 550°C. Récemment, des travaux ont été dédiés à la conception d’absorbeurs multicouches large bande capables de fonctionner à haute température [Sergeant *et al.*, 2009] et autour de multiples bandes étroites [Wang *et al.*, 2014]. Si les propriétés optiques de ces structures permettent d’obtenir des performances déjà très intéressantes pour le solaire concentré, celles-ci sont encore loin des limites théoriques [Langlais *et al.*, 2014b] et peuvent être encore améliorées. Ce sera l’objet du prochain paragraphe.

2.2 Équilibre thermique d’un absorbeur

Le fonctionnement d’un absorbeur solaire est schématisé Fig. 2.5. Il absorbe une partie du rayonnement solaire incident pour convertir son énergie sous forme de chaleur. Une partie de cette énergie est alors extraite de l’absorbeur pour être convertie en électricité, l’autre partie est ré-émise dans son environnement. Elle est alors perdue. Idéalement, un absorbeur doit capter toute l’énergie du champ radiatif incident et, dans le même temps, ne pas émettre dans son environnement. L’efficacité d’un absorbeur quantifie la propension qu’il a à absorber le rayonnement incident par rapport à celle qu’il a à se refroidir par "*radiative cooling*". Pour définir cette efficacité, il est primordial de connaître le spectre d’absorption depuis le visible jusqu’à l’infrarouge. Ce spectre nous permet de calculer le flux d’énergie incident absorbé par la structure

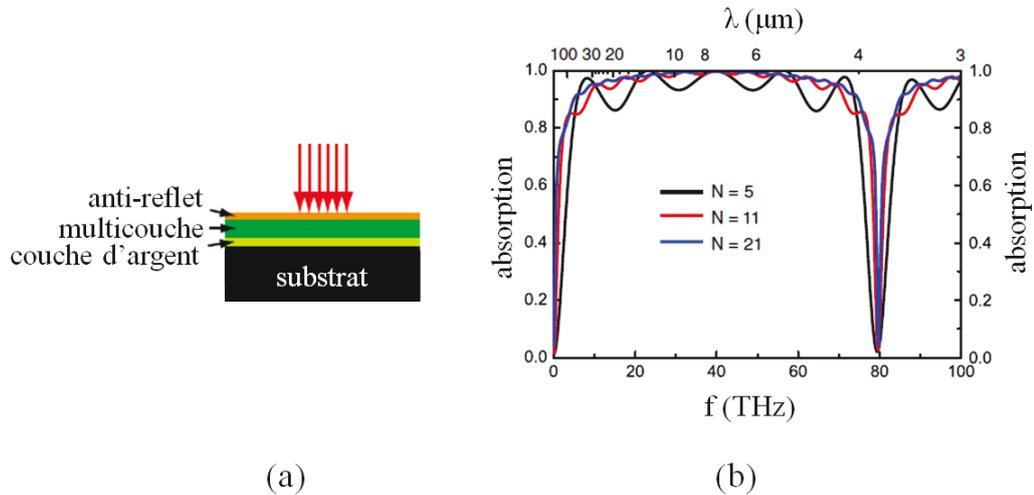


FIGURE 2.4 – (a) Absorbeur à large bande composé de fluorure de baryum et de nickel chrome. (b) Spectre d'absorption de la structure (a) en fonction du nombre de couches [Corrigan *et al.*, 2012].

ainsi que le flux sortant qui contribue à son refroidissement par radiation.

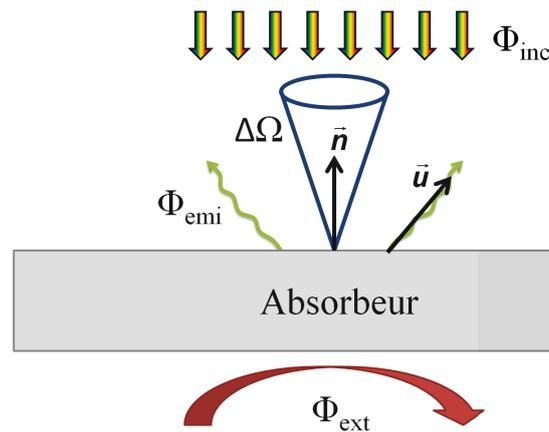


FIGURE 2.5 – Schéma illustrant le principe de fonctionnement d'un absorbeur destiné à une technologie CSP. L'absorbeur est éclairé par un flux incident Φ_{inc} sous un angle solide $\Delta\Omega$ autour de la normal à la surface. Une partie de ce flux est absorbé est contribue à chauffer l'absorbeur, tandis qu'un flux Φ_{emi} est rayonné dans toutes les directions et participe à son refroidissement. En face arrière, un flux de chaleur Φ_{ext} est extrait par convection ou par conduction pour être converti en électricité.

2.2.1 Flux incident

Le flux incident correspond au flux total provenant de la source primaire via le système de concentration, c'est à dire au rayonnement total issu de la source multiplié par un facteur de concentration \mathcal{C} qui tient compte du système optique situé en amont du récepteur. Lorsque la source est assimilée un corps noir de température T_S , le flux incident sous un angle solide $\Delta\Omega$

(typiquement $\sim 6.10^{-5}$ sr pour le soleil) s'écrit

$$\Phi_{inc}^{BB} = C \Delta \Omega \int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T_S) d\lambda, \quad (2.1)$$

où L_{λ}^0 désigne la luminance du corps noir

$$L_{\lambda}^0(T_S) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B T_S \lambda}\right) - 1}, \quad (2.2)$$

h étant la constante de Planck, k_B la constante de Boltzmann et c la vitesse de la lumière dans le vide. Après intégration sur tout le spectre, le flux rayonné par la source et reçu par l'absorbeur s'écrit simplement

$$\Phi_{inc}^{BB} = \frac{C}{\pi} \Delta \Omega \sigma T_S^4, \quad (2.3)$$

où σ représente la constante de Stefan-Boltzmann. Nous retrouvons naturellement ici le flux rayonné par un corps noir sous un angle solide $\Delta \Omega$ et amplifié par le facteur de concentration C . Si, en dehors de l'atmosphère, le soleil peut être assimilé à un corps noir, comme nous l'avons vu au chapitre 1, les gaz présents dans l'atmosphère modifient notablement son spectre (cf. Fig. 1.2), de sorte que cette approximation n'est plus valable. Dans ce cas, la fonction de Planck (2.2) doit être remplacée par l'irradiance solaire $L_{AM1.5}$. Le flux incident s'écrit alors

$$\Phi_{inc}^S = C \int_0^{\infty} L_{AM1.5}(\lambda) d\lambda. \quad (2.4)$$

Notons ici que l'angle solide sous lequel est vu le soleil n'apparaît pas dans cette expression car il est déjà pris en compte dans la définition de l'irradiance solaire $L_{AM1.5}$.

2.2.2 Flux absorbé

Le flux absorbé par le collecteur correspond à la partie du flux incident qui n'est pas renvoyé dans l'atmosphère par réflexion. Pour calculer ce flux, il est nécessaire de définir l'absorptivité monochromatique spectrale $\alpha_i(\lambda, \mathbf{u})$ dans la direction \mathbf{u} de l'éclairement pour les deux états de polarisation s et p . Dans la suite, nous supposons que le système optique situé en amont de l'absorbeur concentre le rayonnement incident dans un petit angle solide $\Delta \Omega$ autour de la normale à la surface. Dans ce cas, le comportement optique de l'absorbeur est identique pour les deux états de polarisation de la lumière de sorte que l'absorptivité $\alpha_s = \alpha_p = \alpha$. Lorsque la source est assimilée à un corps noir de température T_S , le flux incident s'écrit

$$\Phi_{abs}^{BB}(T_S) = C \Delta \Omega \int_0^{\infty} \alpha(\lambda) L_{\lambda}^0(T_S) d\lambda. \quad (2.5)$$

Cette expression montre que le flux absorbé n'est rien d'autre que le flux incident pondéré pour chaque longueur d'onde λ par l'absorptivité $\alpha(\lambda)$ de la surface. Lorsque la source est le

Soleil, le flux absorbé s'écrit

$$\Phi_{abs}^S = C \int_0^{\infty} \alpha(\lambda) L_{AM1.5}(\lambda) d\lambda. \quad (2.6)$$

Dans les technologies CSP, ce flux doit être maximisé pour augmenter le plus possible la température du récepteur.

2.2.3 Flux émis

L'énergie collectée par l'absorbeur tend à augmenter sa température. Cependant, cette augmentation est limitée par le refroidissement radiatif de l'absorbeur. Contrairement au flux absorbé, le flux émis par l'absorbeur n'est pas unidirectionnel et les pertes radiatives ont lieu dans toutes les directions. A l'équilibre, ce flux s'écrit

$$\Phi_{emi}(T_{eq}) = \int_0^{\infty} \int_{\mathbf{u}} \epsilon(\lambda, \mathbf{u}) L_{\lambda}^0(T_{eq}) \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} d\mathbf{u} d\lambda, \quad (2.7)$$

où $\epsilon(\lambda, \mathbf{u})$ désigne l'émissivité thermique monochromatique directionnelle moyennée sur les deux états de polarisation s et p . Pour limiter les pertes d'énergie par rayonnement, il est important de minimiser l'émission du collecteur dans la zone spectrale où aucun flux incident ne vient l'éclairer. La Fig. 2.6 illustre les deux mécanismes en compétition qui conditionnent

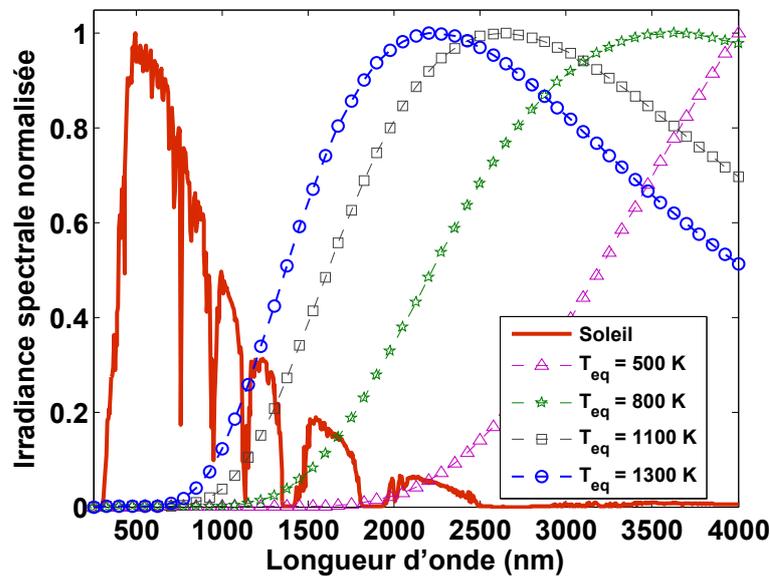


FIGURE 2.6 – Irradiance spectrale normalisée du soleil (courbe rouge) et du corps noir à différentes températures T_{eq} . Le déplacement du pic vers les petites longueurs d'ondes quand la température augmente est bien visible.

les performances des technologies CSP (sur cette figure on suppose que l'absorbeur rayonne comme un corps noir). A basse température, le spectre d'émission de l'absorbeur et le spectre solaire sont disjoints, de sorte que le chauffage et le refroidissement sont deux mécanismes indépendants. En revanche, à haute température, le spectre de Planck recouvre partiellement le

spectre du Soleil, ce qui engendre, en vertu de la seconde loi de Kirchhoff (i.e. $\varepsilon = \alpha$), des pertes d'énergies importantes de la structure par refroidissement radiatif dans la gamme spectrale d'émission de la source primaire. Ce chevauchement partiel des spectres limite la température de l'absorbeur comme nous le verrons plus tard.

2.2.4 Flux extrait

Le dernier flux à prendre en compte dans le bilan énergétique total est un élément important du problème, puisqu'il s'agit du flux *utile*, c'est-à-dire du flux d'énergie qui sera extrait en face arrière par le fluide caloporteur. Ce flux dépend du système de collecte d'énergie (échangeur, ailettes, [Li *et al.*, 2011]) utilisé. Sa valeur maximale Φ_{ext} peut être déduite du bilan d'énergie, comme nous le verrons plus loin.

2.2.5 Température d'équilibre

A l'équilibre, la somme des flux d'énergie reçus et émis par l'absorbeur est nulle, de sorte que

$$\Phi_{abs} - \Phi_{emi}(T_{eq}) - \Phi_{ext} = 0. \quad (2.8)$$

La température d'équilibre de l'absorbeur est donc une solution de cette équation transcendante.

2.2.6 Rendement de l'absorbeur

Le rendement η de l'absorbeur (en l'absence de pertes par convection¹) se définit comme étant sa capacité à transférer l'énergie qu'il reçoit vers le fluide caloporteur situé en face arrière. Ce rendement est donc le rapport du flux extrait sur le flux incident

$$\eta = \frac{\Phi_{ext}}{\Phi_{inc}}. \quad (2.9)$$

Or le flux extrait s'exprime grâce au bilan d'énergie (2.8) comme la différence entre le flux absorbé et le flux émis, de sorte que

$$\eta = \frac{\Phi_{abs} - \Phi_{emi}}{\Phi_{inc}}. \quad (2.10)$$

Nous constatons alors que pour maximiser l'efficacité du récepteur, il faut de maximiser le flux absorbé tout en minimisant le flux émis, le flux incident étant fixe.

1. A haute température, les pertes par convection libre représentent entre 1 % et 15 % des pertes par rayonnement.

2.3 Cas de l'absorbeur parfait

2.3.1 Définition

L'absorbeur parfait est un milieu dont l'absorptivité est égale à 1 sur l'ensemble du spectre jusqu'à une longueur d'onde critique λ_c (que nous appellerons aussi longueur d'onde de coupure), au delà de laquelle elle est nulle, et ce dans toute les directions et pour les deux états de polarisation s et p .

$$\alpha(\lambda, \mathbf{u}) = \begin{cases} 1 & \text{pour } 0 < \lambda < \lambda_c \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} . \quad (2.11)$$

2.3.2 Bilan d'énergie

Grâce à cette définition de l'absorptivité, il est possible de calculer analytiquement, à l'aide des expressions (2.5) et (2.7), le flux absorbé par l'absorbeur. En intégrant la fonction de Planck, ce flux s'écrit (Annexe A)

$$\Phi_{abs} = \frac{15}{\pi^5} C \sigma T_s^4 \Delta \Omega F_a, \quad (2.12)$$

où F_a est défini comme suit

$$F_a = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nX_c^a}}{n^4} \left[6 + 6nX_c^a + 3n^2 (X_c^a)^2 + n^3 (X_c^a)^3 \right], \quad (2.13)$$

avec $X_c^a = \frac{hc}{k_B T_s \lambda_c}$. Le flux absorbé pour différents facteurs de concentration est représenté sur

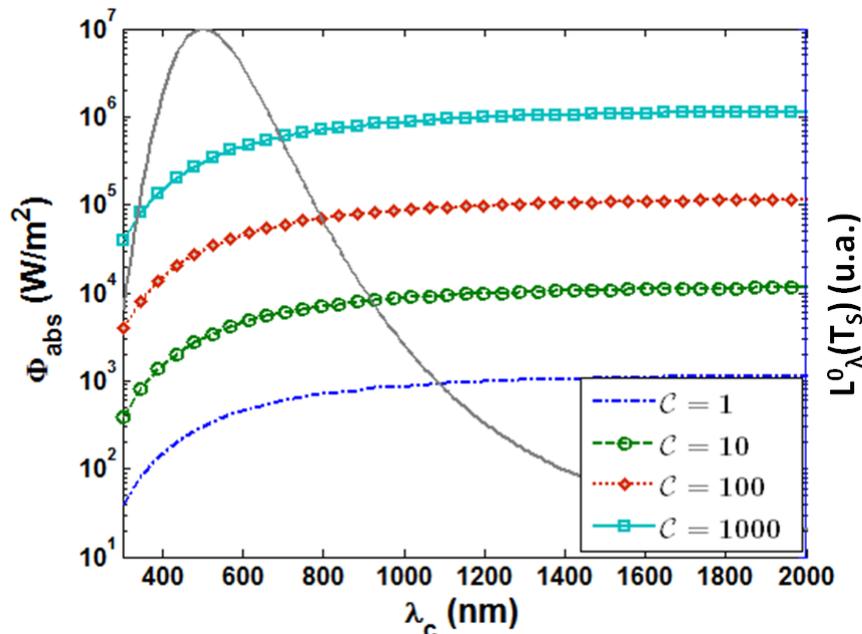


FIGURE 2.7 – Flux absorbé par un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c pour différentes valeurs du facteur de concentration C . Le spectre de la source assimilée à un corps noir à $T_s = 5778$ K est tracé en gris.

la Fig. 2.7. La comparaison avec le spectre d'émission de la source permet de voir que le flux

absorbé augmente fortement jusqu'à la longueur d'onde de Wien de la source, puis plus faiblement, jusqu'à devenir constant pour de grandes longueurs d'onde de coupure, longueurs d'onde à partir desquelles l'émission du corps noir devient très faible. Il existe donc une longueur d'onde de coupure au delà de laquelle le flux absorbé n'augmente plus. Le calcul du flux émis par l'absorbeur à la température d'équilibre T_{eq} s'écrit

$$\Phi_{emi} = \int_0^{\infty} L_{\lambda}^0(T_{eq}) \int_{\Omega} \alpha(\lambda, \mathbf{u}) \cos \theta d\Omega d\lambda. \quad (2.14)$$

Comme par la définition, l'absorptivité de l'absorbeur parfait est indépendante de la direction. Ce flux se réécrit

$$\Phi_{emi} = \pi \int_0^{\lambda_c} L_{\lambda}^0(T_{eq}) d\lambda. \quad (2.15)$$

Après intégration, il vient

$$\Phi_{emi} = \frac{15}{\pi^4} \sigma T_{eq}^4 F_e, \quad (2.16)$$

où F_e est défini comme suit

$$F_e = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-nX_c^e}}{n^4} \left[6 + 6nX_c^e + 3n^2 (X_c^e)^2 + n^3 (X_c^e)^3 \right], \quad (2.17)$$

avec $X_c^e = \frac{hc}{k_B T_{eq} \lambda_c}$ (cf. Annexe A). En insérant les expressions des flux absorbé (2.12) et émis (2.16) dans l'équation de conservation de l'énergie (2.8), nous obtenons le flux qui peut être extrait d'un absorbeur parfait

$$\Phi_{ext} = \frac{15}{\pi^4} \sigma \left(\frac{\mathcal{C}}{\pi} T_S^4 \Delta\Omega F_a - T_{eq}^4 F_e \right). \quad (2.18)$$

A partir de l'équation de conservation, nous pouvons déterminer la température d'équilibre du récepteur en fonction de la puissance extraite. Sur la Fig. 2.8, nous présentons ce résultat en fonction de la longueur d'onde de coupure pour différents facteurs de concentration. Nous voyons que la température d'équilibre de l'absorbeur diminue quand la longueur d'onde de coupure augmente. Cet effet s'explique simplement par l'augmentation des pertes par rayonnement qui induisent le refroidissement de l'absorbeur. Quant au flux maximal extrait, il est donné par la courbe frontière qui sépare les zones colorées des zones blanches. Ce flux dépend linéairement du facteur de concentration \mathcal{C} (Fig. 2.9).

2.3.3 Rendement

A partir de l'expression (2.18) du flux extrait et du flux incident (2.3), nous pouvons écrire l'expression générale du rendement d'un absorbeur parfait

$$\eta = \frac{15}{\pi^4} \left[F_a - \frac{\pi}{\mathcal{C} \Delta\Omega} \left(\frac{T_{eq}}{T_S} \right)^4 F_e \right]. \quad (2.19)$$

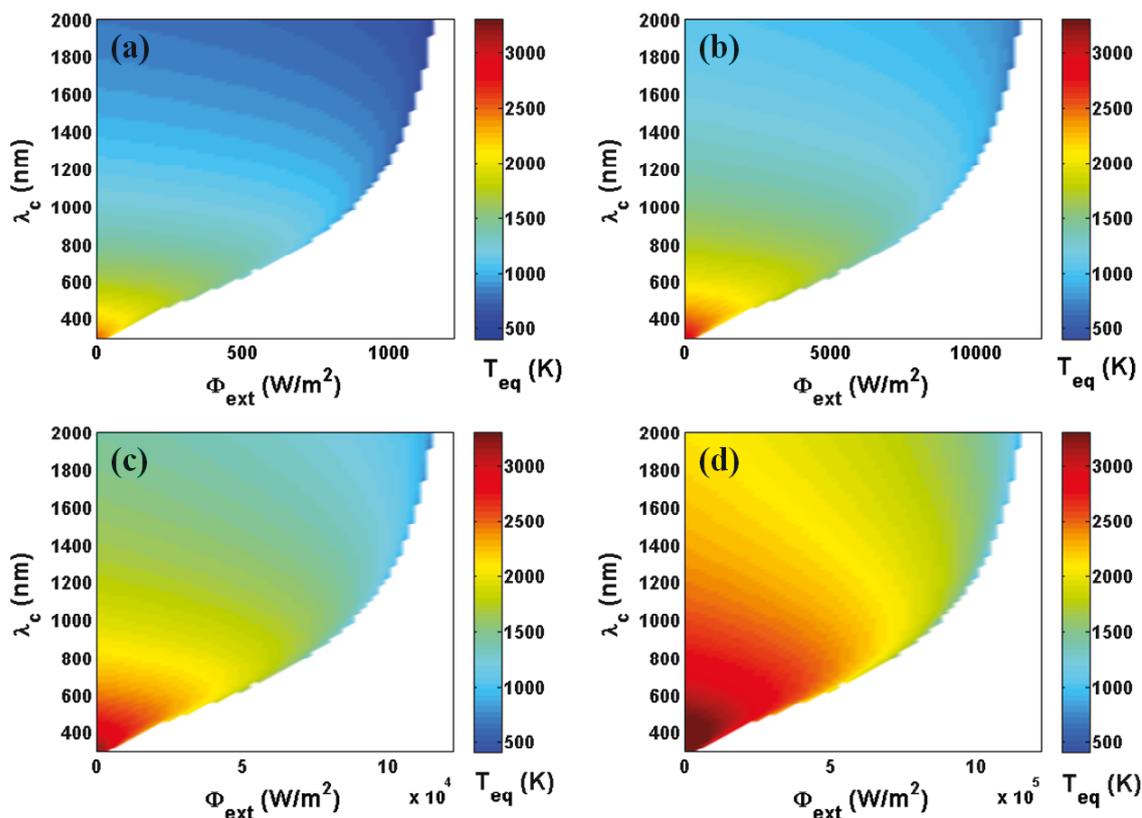


FIGURE 2.8 – Température d'équilibre du récepteur en fonction du flux extrait Φ_{ext} et de la longueur d'onde de coupure λ_c , pour différents facteur de concentration : (a) $C = 1$, (b) $C = 10$, (c) $C = 100$, (d) $C = 1000$. La frontière entre les zones blanches et colorées définit le flux maximal qui peut être extrait de l'absorbeur.

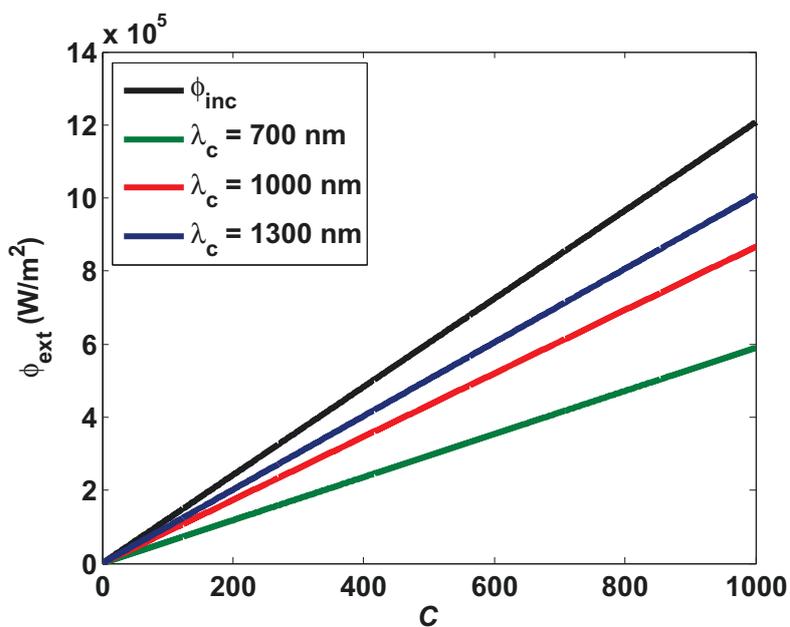


FIGURE 2.9 – Flux extrait maximal d'un absorbeur parfait en fonction du facteur de concentration, pour différentes longueurs d'onde de coupure λ_c . Quand la longueur d'onde de coupure augmente, ce flux extrait maximal tend vers une limite égale au flux incident Φ_{inc} .

Nous constatons que le premier terme dans cette relation contribue à augmenter le rendement tandis que le second terme, relatif au refroidissement radiatif, tend à le réduire. Il est aisé de vérifier à partir de cette expression qu'à basse température (i.e. $T_{eq} \ll T_S$), le rendement maximal que l'on peut obtenir est

$$\eta \approx \frac{15}{\pi^4} F_a, \quad (2.20)$$

le second terme étant petit devant le premier (cf. Annexe A). En revanche, à haute température, le deuxième terme dans la relation. (2.19) n'est plus négligeable devant le premier, atteignant le même ordre de grandeur que celui-ci. Ce terme étant négatif, il entraîne une très forte diminution du rendement (Fig. 2.10).

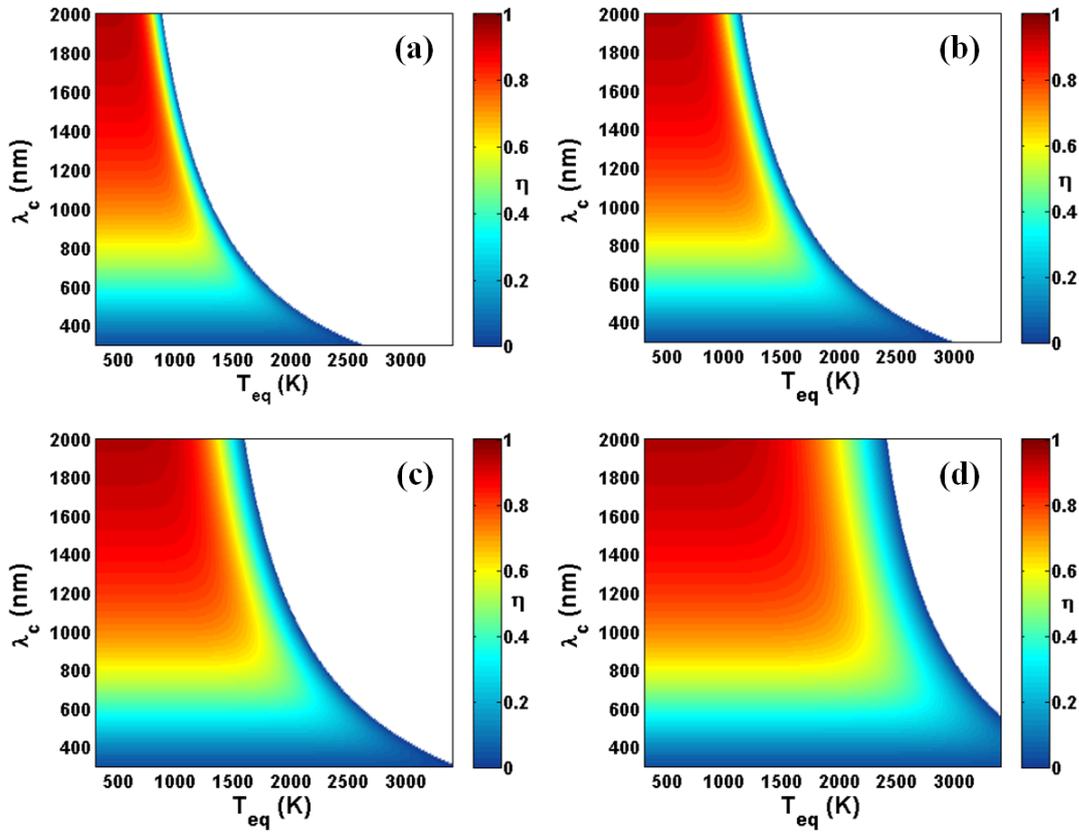


FIGURE 2.10 – Rendement d'un absorbeur parfait en fonction de la température d'équilibre du récepteur T_{eq} et de la longueur d'onde de coupure λ_c , pour différentes valeurs de facteur de concentration : (a) $\mathcal{C} = 1$, (b) $\mathcal{C} = 10$, (c) $\mathcal{C} = 100$, (d) $\mathcal{C} = 1000$. Les zones blanches correspondent aux températures qui ne peuvent pas être atteintes avec les longueurs d'onde de coupure et les facteurs de concentration considérés.

La Fig. 2.10 illustre l'évolution du rendement d'un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c et de sa température d'équilibre T_{eq} . Tout d'abord, nous voyons que pour une longueur d'onde de coupure fixée, la température d'équilibre maximale qui peut être atteinte dépend du facteur de concentration \mathcal{C} . Ceci s'explique simplement à partir de l'équation bilan (2.8). Pour une température de source primaire fixée, l'augmentation du facteur de concentration augmente le flux incident, et donc le flux absorbé. Il s'en suit que la

température d'équilibre de l'absorbeur augmente elle aussi, permettant ainsi de travailler à des températures élevées. En prenant le problème dans l'autre sens et en fixant la température d'équilibre de l'absorbeur, on voit que l'augmentation du facteur de concentration augmente le flux absorbé, et le recouvrement du spectre de la source et du spectre d'émission de l'absorbeur est décalé vers les grandes longueurs d'onde (Fig. 2.11a), ce qui permet d'atteindre un rendement plus élevé.

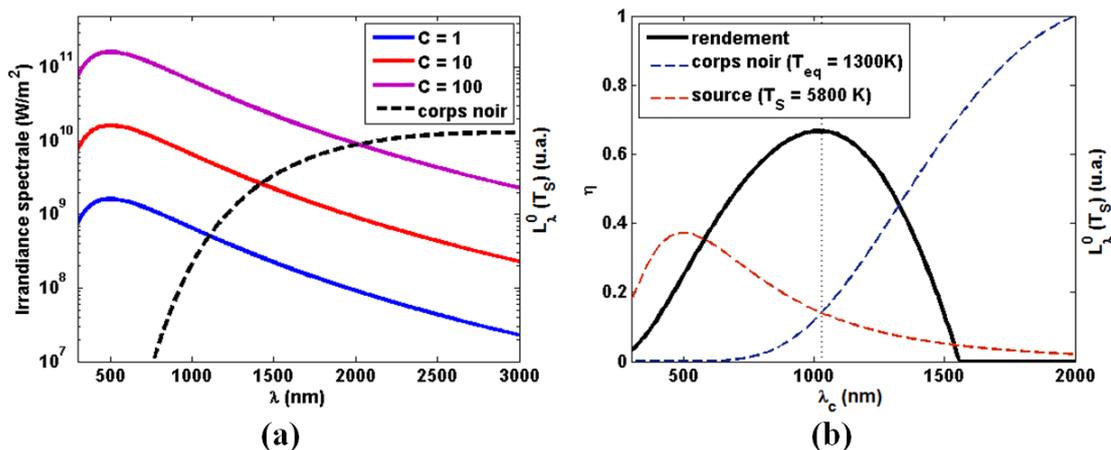


FIGURE 2.11 – (a) Spectres d'émission apparente de la source à différents facteurs de concentration et spectre de Planck à $T_{eq} = 1300$ K. (b) Rendement d'un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde de coupure λ_c , pour un facteur de concentration $C = 10$ et une température d'équilibre $T_{eq} = 1300$ K. Les spectres (en unités arbitraires) de la source à $T_S = 5800$ K et du corps noir sont tracés en pointillés. Le rendement maximum est obtenu pour une coupure située au croisement des deux spectres.

Nous pouvons aussi constater sur la Fig. 2.11b que pour une température d'équilibre de 1300 K et un facteur de concentration de 10 que le maximum du rendement est atteint lorsque la longueur d'onde de coupure correspond à la longueur d'onde où les spectres de la source et de l'absorbeur se croisent. D'après les expressions des flux absorbé (2.12) et émis (2.16), ainsi que l'expression du rendement (2.19), ce résultat s'explique simplement. En effet, lorsque la longueur d'onde de coupure est plus petite que la longueur d'onde où à lieu le chevauchement des spectres, alors le flux émis et le flux absorbé diminuent mais la diminution des pertes ne permet pas de compenser la diminution du flux absorbé, de sorte que le rendement devient plus faible. De même, quand la longueur d'onde de coupure est supérieure à la longueur d'onde de chevauchement, alors le flux absorbé augmente, mais ce flux ne compense pas l'augmentation de l'émission thermique. Le refroidissement radiatif fait alors chuter le rendement. La longueur d'onde de coupure optimale d'un absorbeur parfait éclairé par une source primaire assimilée à un corps noir à la température T_S sous un angle solide $\Delta\Omega$ et avec un facteur de concentration donné est donc la longueur d'onde à laquelle se chevauchent les spectres de la source et de l'absorbeur. Le calcul du rendement permet de définir la température d'équilibre d'un absorbeur en fonction de sa longueur d'onde de coupure ou bien de trouver la longueur d'onde de coupure idéale pour une température d'équilibre donnée. La Fig. 2.12 décrit l'évolution de la température d'équilibre d'un absorbeur parfait en fonction de la longueur d'onde

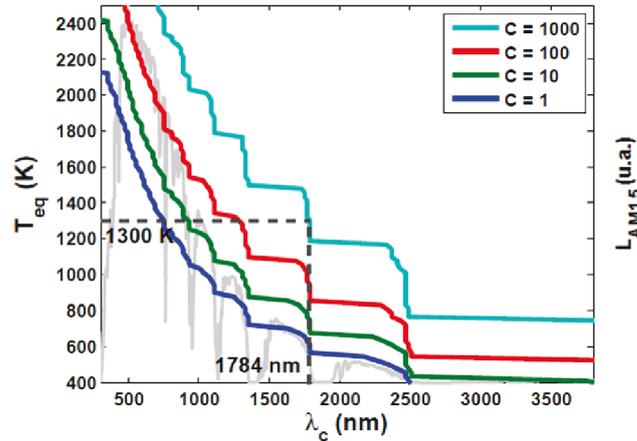


FIGURE 2.12 – Température d’équilibre en fonction de la longueur d’onde de coupure pour un absorbeur parfait, pour différents facteurs de concentration C . Le spectre solaire AM1.5 est utilisé pour décrire le rayonnement incident.

de coupure de celui-ci, pour différentes valeurs du facteur de concentration. Dans cette Figure, le spectre solaire AM1.5 est utilisé pour décrire le flux incident. Nous voyons qu’il existe bien une température d’équilibre qui correspond à une longueur d’onde de coupure permettant de maximiser le rendement. Dans le cas d’un absorbeur parfait dont la température d’équilibre est à 1300 K, la longueur d’onde de coupure optimale qui conduit au rendement maximum est de 1784 nm.

2.4 Propriétés optiques d’un empilement multicouches

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à des absorbeurs basés sur des empilements de couches minces. Le calcul du spectre d’absorption de structures multicouches repose sur la méthode de matrices de transfert et des matrices de diffusion que nous décrivons ici.

2.4.1 Matrices de transfert et matrices de diffusion élémentaires

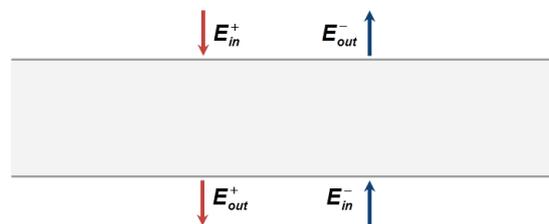


FIGURE 2.13 – Champs entrants E_{in}^{\pm} et champs sortants E_{out}^{\pm} sur les faces d’une couche.

Les méthodes des matrices de transfert et de diffusion sont basées sur la relation qui existe entre les champs E_{in} entrant dans le milieu et les champs E_{out} sortant de ce milieu. Les matrices de transfert \mathcal{T} relient les champs entrant et sortant d’un côté de la couche aux champs entrant

et sortant de l'autre côté par une relation du type

$$\begin{bmatrix} E_{in}^+ \\ E_{out}^- \end{bmatrix} = \mathcal{T} \begin{bmatrix} E_{out}^+ \\ E_{in}^- \end{bmatrix}. \quad (2.21)$$

Les matrices de diffusion \mathcal{S} relient quant à elles les champs sortants E_{out}^+ et E_{out}^- des deux cotés du milieu au champs entrants E_{in}^- et E_{in}^+ par une relation du type

$$\begin{bmatrix} E_{out}^+ \\ E_{out}^- \end{bmatrix} = \mathcal{S} \begin{bmatrix} E_{in}^+ \\ E_{in}^- \end{bmatrix}. \quad (2.22)$$

2.4.1.1 Cas d'une interface plane

Dans cette partie, nous décrivons le passage d'une onde à travers une interface plane séparant deux milieux d'indices de réfraction n_1 et n_2 . Nous utilisons les notations conventionnelles s et p pour faire référence aux deux états de polarisation. La polarisation s (TE) correspond à un champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence, tandis que la polarisation p (TM) correspond à un champ électrique contenu dans le plan d'incidence. Ces deux états de polarisation seront traités indépendamment. Pour décrire les champs électriques en tout point, nous adoptons la convention où la partie temporelle du champ est proportionnelle à $e^{-i\omega t}$.

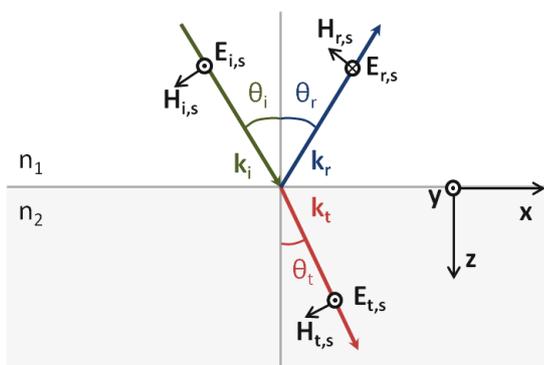


FIGURE 2.14 – Reflexion et transmission en polarisation s d'une onde plane sur une interface plane séparant deux milieux d'indices n_1 et n_2 . Les angles entre les vecteurs d'onde incident et réfléchi et la normale à la surface sont les mêmes. L'angle entre le vecteur d'onde de l'onde transmise à travers le dioptre et la normale est relié à l'angle d'incidence par la loi de Snell-Descartes.

a. Loi de Snell-Descartes

A l'interface entre deux milieux d'indice n_1 et n_2 , l'onde plane se sépare en deux ondes distinctes, l'une réfléchi, l'autre transmise, comme schématisé sur la Fig. 2.14. Nous pouvons décrire les champs incident (resp. réfléchis, transmis) d'amplitude E_i (resp. E_r , E_t), de fréquence

ω et de vecteur d'onde \mathbf{k}_i (resp. $\mathbf{k}_r, \mathbf{k}_t$) au point \mathbf{r} sous la forme

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, \omega, t) = \mathbf{E}_i e^{i(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.23)$$

$$\mathbf{E}_r(\mathbf{r}, \omega, t) = \mathbf{E}_r e^{i(\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r} - \omega t)}, \quad (2.24)$$

$$\mathbf{E}_t(\mathbf{r}, \omega, t) = \mathbf{E}_t e^{i(\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r} - \omega t)}. \quad (2.25)$$

Comme les composantes tangentielles des vecteurs d'ondes des ondes incidente, réfléchi et transmise sont identiques dans les deux milieux, nous avons

$$(\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{r})_{z=0} = (\mathbf{k}_r \cdot \mathbf{r})_{z=0} = (\mathbf{k}_t \cdot \mathbf{r})_{z=0} \quad (2.26)$$

Lorsque le vecteur d'onde de l'onde incidente est dans le plan (xOz) , les composantes tangentielles des vecteurs d'ondes peuvent s'exprimer en fonction des nombres d'ondes $k_\alpha = |\mathbf{k}_\alpha|$ et des angles θ_α ($\alpha = i, r$ ou t) que font ces vecteurs avec la normale à l'interface sous la forme.

$$k_{\alpha x} = k_\alpha \sin \theta_\alpha. \quad (2.27)$$

Par ailleurs, le module du vecteur d'onde est directement lié à la fréquence de l'onde et à l'indice de réfraction du milieu dans lequel se propage l'onde. En introduisant $k_0 = \frac{\omega}{c}$ le vecteur d'onde dans le vide, où ω est la fréquence angulaire et c la vitesse de la lumière, ce module s'écrit

$$k_i = k_r = n_1 k_0, \quad (2.28)$$

$$k_t = n_2 k_0. \quad (2.29)$$

La composante parallèle $k_{//} = k_{0x}$ du vecteur d'onde s'écrit alors

$$k_{//} = n_1 k_0 \sin \theta_i. \quad (2.30)$$

La conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde impose alors les relations

$$k_{//} = n_1 k_0 \sin \theta_i = n_1 k_0 \sin \theta_r = n_2 k_0 \sin \theta_t. \quad (2.31)$$

Il découle de ces relations les lois de Snell-Descartes

$$\theta_i = \theta_r, \quad (2.32)$$

$$n_1 \sin \theta_i = n_2 \sin \theta_t. \quad (2.33)$$

b. Matrices de transfert et de diffusion d'une interface en polarisation s

Considérons une onde plane polarisée s , incidente sur une interface entre deux milieux d'in-

dice de réfraction n_1 et n_2 , située en $z = 0$ (Fig. 2.14). Par définition, nous avons

$$\begin{aligned} E_{s,j}^x &= H_{s,j}^y = 0, \\ E_{s,j}^y &= (E_{s,j}^+ + E_{s,j}^-), \\ H_{s,j}^x &= (E_{s,j}^+ - E_{s,j}^-) n_j \cos \theta_j, \end{aligned}$$

où $E_{s,1}^+ = E_s^i$ et $E_{s,1}^- = E_s^r$, $E_{s,2}^+ = E_s^t$ et $E_{s,2}^-$ représente une onde provenant de l'autre coté d'une interface, $\theta_1 = \theta_i = \theta_r$ et $\theta_2 = \theta_t$. Dans le cas d'une interface simple avec une seule source, ce terme $E_{s,2}^-$ est nul, mais dans le cas d'un système multicouches, il va représenter la réflexion des couches suivantes. La continuité de la composante tangentielle des champs conduit aux relations

$$E_{s,1}^+ + E_{s,1}^- = E_{s,2}^+ + E_{s,2}^-, \quad (2.34)$$

$$n_1 \cos \theta_1 (E_{s,1}^+ - E_{s,1}^-) = n_2 \cos \theta_2 (E_{s,2}^+ - E_{s,2}^-). \quad (2.35)$$

Les relations de continuité (2.34) et (2.35) peuvent s'écrire sous la forme matricielle suivante

$$D_s^{(1)} \begin{bmatrix} E_{s,1}^+ \\ E_{s,1}^- \end{bmatrix} = D_s^{(2)} \begin{bmatrix} E_{s,2}^+ \\ E_{s,2}^- \end{bmatrix}, \quad (2.36)$$

où la matrice $D_s^{(j)}$, dans le milieu j , est définie par

$$D_s^{(j)} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ n_j \cos \theta_j & -n_j \cos \theta_j \end{bmatrix}. \quad (2.37)$$

Il découle de cette expression la relation matricielle qui permet de relier le champ électrique dans le milieu 1 au champ électrique dans le milieu 2

$$\begin{bmatrix} E_{s,1}^+ \\ E_{s,1}^- \end{bmatrix} = T_s \begin{bmatrix} E_{s,2}^+ \\ E_{s,2}^- \end{bmatrix}. \quad (2.38)$$

La matrice T_s est définie de la manière suivante

$$T_s = (D_s^{(1)})^{-1} D_s^{(2)} = \begin{bmatrix} \frac{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} \\ \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2}{2n_1 \cos \theta_1} \end{bmatrix}, \quad (2.39)$$

correspond à la matrice de transfert de l'interface. Cette matrice peut également s'écrire en fonction des coefficients de Fresnel,

$$r_s^{1,2} = \frac{E_{s,1}^-}{E_{s,1}^+} \Big|_{E_{s,2}^-=0} = \frac{T_s^{21}}{T_s^{11}}, \quad (2.40)$$

$$t_s^{1,2} = \frac{E_{s,2}^+}{E_{s,1}^+} \Big|_{E_{s,2}^-=0} = \frac{1}{T_s^{11}}. \quad (2.41)$$

qui s'écrit également en fonction de la composante perpendiculaire du vecteur d'onde $k_{z,j} = \sqrt{n_j k_0^2 - k_{\parallel}^2}$ dans chaque milieu d'après (2.39)

$$r_s^{1,2} = \frac{k_{z,1} - k_{z,2}}{k_{z,1} + k_{z,2}}, \quad (2.42)$$

$$t_s^{1,2} = \frac{2k_{z,1}}{k_{z,1} + k_{z,2}}. \quad (2.43)$$

Finalement, la matrice de transfert d'une interface s'écrit

$$T_s = \frac{1}{t_s^{1,2}} \begin{bmatrix} 1 & r_s^{1,2} \\ r_s^{1,2} & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.44)$$

D'après la définition de la matrice de diffusion donnée dans l'expression (2.22), celle-ci relie les champs sortants aux champs entrant par la relation

$$\begin{bmatrix} E_{s,2}^+ \\ E_{s,1}^- \end{bmatrix} = \mathcal{S} \begin{bmatrix} E_{s,1}^+ \\ E_{s,2}^- \end{bmatrix}. \quad (2.45)$$

De la même façon que pour la matrice de transfert, nous pouvons trouver la matrice de diffusion de l'interface

$$\mathcal{S}_s = \begin{bmatrix} \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} & \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \\ \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} & \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \end{bmatrix}. \quad (2.46)$$

Cette matrice s'écrit en utilisant les coefficients de Fresnel

$$\mathcal{S}_s = \begin{bmatrix} t_s^{1,2} & r_s^{2,1} \\ r_s^{1,2} & t_s^{2,1} \end{bmatrix} \quad (2.47)$$

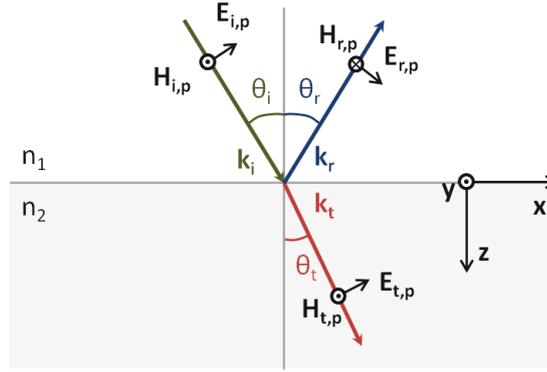


FIGURE 2.15 – Reflexion et transmission en polarisation p d'une onde plane sur une interface plane séparant deux milieux d'indices n_1 et n_2 .

c. Matrice de transfert et de diffusion d'une interface en polarisation p

De façon analogue, en polarisation p (Fig. 2.15), nous avons par définition

$$\begin{aligned} E_{p,i}^y &= H_{p,i}^x = 0, \\ E_{p,i}^x &= (E_{p,i}^+ + E_{p,i}^-) \cos \theta_i, \\ H_{p,i}^y &= (E_{p,i}^+ - E_{p,i}^-) n_i. \end{aligned}$$

Les relations de continuité des composantes tangentielles du champ électrique imposent que

$$(E_{p,1}^+ + E_{p,1}^-) \cos \theta_1 = (E_{p,2}^+ + E_{p,2}^-) \cos \theta_2, \quad (2.48)$$

$$(E_{p,1}^+ - E_{p,1}^-) n_1 = (E_{p,2}^+ - E_{p,2}^-) n_2, \quad (2.49)$$

$$(2.50)$$

où $\theta_1 = \theta_i = \theta_r$ et $\theta_2 = \theta_t$. Ces relations s'écrivent sous forme matricielle

$$D_p^{(1)} \begin{bmatrix} E_{p,1}^+ \\ E_{p,1}^- \end{bmatrix} = D_p^{(2)} \begin{bmatrix} E_{p,2}^+ \\ E_{p,2}^- \end{bmatrix}, \quad (2.51)$$

où la matrice $D_p^{(j)}$ dans le milieu j est définie par

$$D_p^{(j)} = \begin{bmatrix} \cos \theta_j & \cos \theta_j \\ n_j & -n_j \end{bmatrix}. \quad (2.52)$$

Il s'en suit que

$$T_p = (D_p^{(1)})^{-1} D_p^{(2)} = \begin{bmatrix} \frac{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} \\ \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} & \frac{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1}{2n_1 \cos \theta_1} \end{bmatrix}. \quad (2.53)$$

En utilisant les coefficients de Fresnel

$$r_p^{1,2} = \frac{E_{p,1}^-}{E_{p,1}^+} \Big|_{E_{p,2}^-=0} = \frac{T_s^{21}}{T_s^{11}}, \quad (2.54)$$

$$t_p^{1,2} = \frac{E_{p,2}^+}{E_{p,1}^+} \Big|_{E_{p,2}^-=0} = \frac{1}{T_s^{11}}, \quad (2.55)$$

qui s'écrivent en fonction de la composante normale du vecteur d'onde dans chaque milieu

$$r_p^{1,2} = \frac{n_1^2 k_{z,2} - n_2^2 k_{z,1}}{n_2^2 k_{z,1} + n_1^2 k_{z,2}}, \quad (2.56)$$

$$t_p^{1,2} = \frac{2n_2^2 k_{z,1}}{n_2^2 k_{z,1} + n_1^2 k_{z,2}}. \quad (2.57)$$

Nous obtenons

$$T_p = \frac{1}{t_p^{1,2}} \begin{bmatrix} 1 & r_p^{1,2} \\ r_p^{1,2} & 1 \end{bmatrix}. \quad (2.58)$$

D'après la définition (2.22) de la matrice de diffusion, en polarisation p , celle-ci s'écrit

$$S_p = \begin{bmatrix} \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} & \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \\ \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} & \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} \end{bmatrix}. \quad (2.59)$$

En utilisant les coefficients de Fresnel, cette matrice s'écrit

$$S_p = \begin{bmatrix} t_p^{1,2} & r_p^{2,1} \\ r_p^{1,2} & t_p^{2,1} \end{bmatrix} \quad (2.60)$$

Les matrices de transfert et de diffusion pour une interface plane séparant deux milieux 1 et 2 d'indices respectifs n_1 et n_2 ont donc une forme analogue pour les deux états de polarisation.

2.4.1.2 Cas d'une couche d'épaisseur finie

a. Propagation à l'intérieur de la couche

Nous considérons maintenant une couche d'épaisseur finie d composée d'un milieu homogène d'indice n_2 entourée de deux milieux d'indices n_1 et n_3 (Fig. 2.16). A l'intérieur de la couche, le champ subit un déphasage de sorte que

$$E_2^{+'} = E_2^+ e^{ik_{z,2}d}, \quad (2.61)$$

$$E_2^{-'} = E_2^- e^{-ik_{z,2}d}. \quad (2.62)$$

Cette relation s'écrit sous forme matricielle

$$\begin{bmatrix} E_2^{+'} \\ E_2^{-'} \end{bmatrix} = T_2 \begin{bmatrix} E_2^+ \\ E_2^- \end{bmatrix}, \quad (2.63)$$

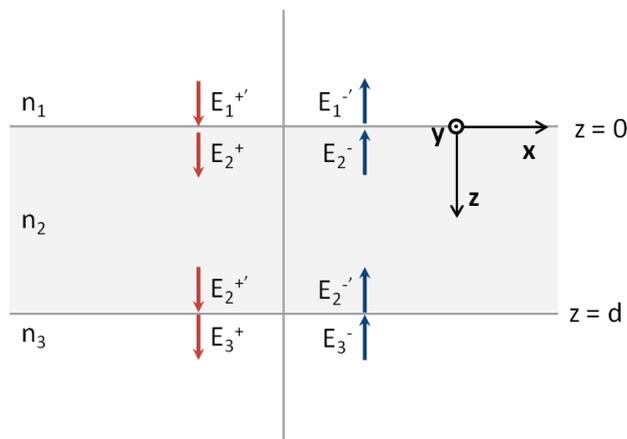


FIGURE 2.16 – Réflexion et transmission à travers une couche de milieu homogène d'épaisseur finie et d'indice n_2 entourée de deux milieux d'indice n_1 et n_3 .

où T_2 est la matrice de propagation définie par

$$T_2 = \begin{bmatrix} e^{-ik_{z,2}d} & 0 \\ 0 & e^{ik_{z,2}d} \end{bmatrix} \quad (2.64)$$

Notons que cette matrice est indépendante de l'état de polarisation puisqu'elle ne décrit que le déphasage du champ dans un milieu donné.

b. Propagation à travers la couche

Considérons à nouveau une couche d'épaisseur finie composée d'un milieu homogène d'indice n_2 entourée de deux milieux d'indice n_1 et n_3 (Fig. 2.16). La matrice de transfert T_{slab} de la couche s'écrit alors en considérant les matrices de transfert aux interfaces et la matrice de propagation dans la couche de sorte que

$$T_{slab} = T_{1,2} \cdot T_2 \cdot T_{2,3}. \quad (2.65)$$

Ces relations sont similaires pour les deux états de polarisation s et p , seules les matrices de passage aux interfaces diffèrent. D'après les expressions (2.44) et (2.64), la matrice T_{slab} s'écrit

$$T_{slab} = \frac{1}{t^{1,2}t^{2,3}} \begin{bmatrix} (e^{-ik_{z,2}d} + r^{1,2}r^{2,3}e^{ik_{z,2}d}) & (r^{2,3}e^{-ik_{z,2}d} + r^{1,2}e^{ik_{z,2}d}) \\ (r^{1,2}e^{-ik_{z,2}d} + r^{2,3}e^{ik_{z,2}d}) & (r^{1,2}r^{2,3}e^{-ik_{z,2}d} + e^{ik_{z,2}d}) \end{bmatrix}. \quad (2.66)$$

A partir de cette matrice, nous pouvons déduire les coefficients de réflexion et de transmission de la couche

$$r^{slab} = \frac{T_{slab}^{21}}{T_{slab}^{11}} = \frac{r^{1,2} + r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}} \quad (2.67)$$

$$t^{slab} = \frac{1}{T_{slab}^{11}} = \frac{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}} \quad (2.68)$$

La matrice de diffusion \mathcal{S} lie quant-à-elle les champs entrants aux champs sortants, de sorte que

$$\begin{bmatrix} E_3^+ \\ E_1^- \end{bmatrix} = \mathcal{S} \begin{bmatrix} E_1^+ \\ E_3^- \end{bmatrix}, \quad (2.69)$$

\mathcal{S} étant de la forme

$$\mathcal{S} = \begin{bmatrix} \left(\frac{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{-2ik_{z,2}d}} \right) & \left(-\frac{r^{1,2}e^{ik_{z,2}d} + r^{2,3}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{-2ik_{z,2}d}} \right) \\ \left(\frac{r^{1,2} + r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{-2ik_{z,2}d}} \right) & \left(\frac{r^{1,2}r^{2,3} + e^{2ik_{z,2}d}}{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}} - \frac{r^{2,3} + r^{1,2}e^{2ik_{z,2}d}}{1 + r^{1,2}r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}} \frac{r^{1,2} + r^{2,3}e^{2ik_{z,2}d}}{t^{1,2}t^{2,3}e^{ik_{z,2}d}} \right) \end{bmatrix} \quad (2.70)$$

2.4.2 Matrices de transfert et de diffusion pour une structure multicouches

2.4.2.1 Matrice de transfert

Considérons maintenant le cas d'un empilement de N couches définies par leur indice de réfraction n_i et par leurs épaisseur d_i , surmonté par un milieu d'indice n_0 sur sa face supérieure et suivi d'un milieu d'indice n_{N+1} sur sa face inférieure (Fig. 2.17). Il est possible de généraliser

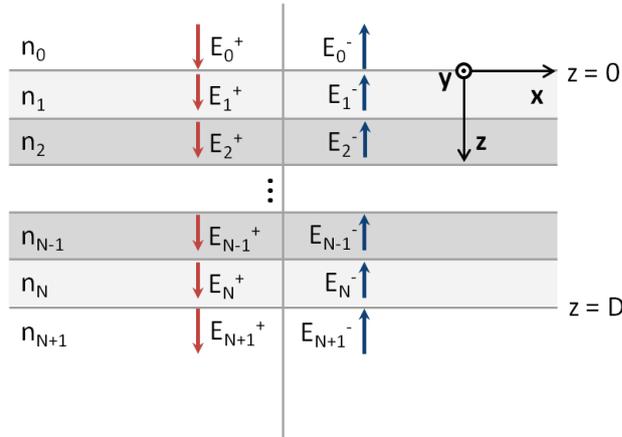


FIGURE 2.17 – Empilement de N couches homogène d'indice n_i ($i = 1, N$) surmonté par un milieu homogène d'indice n_0 et surplombant un milieu d'indice n_{N+1} .

le raisonnement que nous avons fait pour une seule couche. Dans ce cas, la matrice de transfert s'écrit

$$\mathcal{T}_{(N)} = T_{0,1} \prod_{i=1}^N T_i T_{i,i+1}, \quad (2.71)$$

où T_j et $T_{i,j}$ sont respectivement les matrices de propagation dans la couche j et de passage à l'interface entre les deux milieux i et j , définies de la manière suivante

$$T_j = \begin{bmatrix} e^{-ik_{z,j}d_j} & 0 \\ 0 & e^{ik_{z,j}d_j} \end{bmatrix}, \quad (2.72)$$

$$T_{i,j} = \frac{1}{t^{i,j}} \begin{bmatrix} 1 & r^{i,j} \\ r^{i,j} & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.73)$$

où $k_{z,j}$ est la composante normale du vecteur d'onde dans la couche j , et r^{ij} et $t_{i,j}$ sont les coefficients de Fresnel pour l'interface entre les milieux i et j . Pour simplifier l'écriture, nous avons omis d'indiquer ici l'état de polarisation du champ. Comme précédemment, les coefficients de réflexion et de transmission d'un tel empilement multicouches sont définis comme

$$r = \frac{\mathcal{T}_{(N)}^{21}}{\mathcal{T}_{(N)}^{11}}, \quad (2.74)$$

$$t = \frac{1}{\mathcal{T}_{(N)}^{11}}. \quad (2.75)$$

2.4.2.2 Matrice de diffusion

La méthode des matrices de transfert est particulièrement utile pour des cas simples, où les couches des systèmes multicouches sont parfaitement planes et parallèles. Cependant, en présence de pertes où lorsque l'on s'intéresse au champ évanescent, des instabilités numériques, dues à la présence simultanée d'exponentielles croissantes et décroissantes, apparaissent. Contrairement aux matrices de transfert, qui lient les champs situés d'un côté de la structure aux champs situés de l'autre côté, les matrices de diffusion [Ko et Sambles, 1988] relient les champs entrants aux champs sortants. Cette approche permet de séparer les contributions exponentiellement croissantes des contributions exponentiellement décroissantes dans le calcul des champs, ce qui supprime l'instabilité inhérente à la méthode des matrices de transfert. Dans un premier temps, nous décrirons cette méthode dans le cas de la polarisation s .

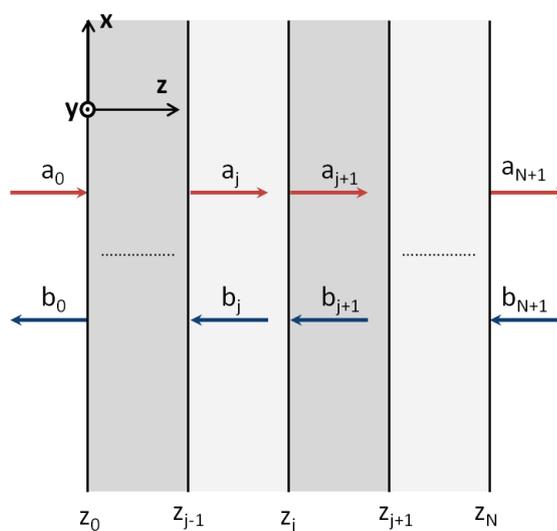


FIGURE 2.18 – Réflexion et transmission dans un empilement de N couches. Les champs entrants sont notés a et les champs sortants sont notés b .

a. Cas de la polarisation s

Commençons par décomposer le champ électrique dans la couche j sous la forme

$$E = a_j e^{ik_{z,j}(z-z_{j-1})} + b_j e^{-ik_{z,j}(z-z_{j-1})}, \quad (2.76)$$

où le premier terme du membre de droite correspond à la partie du champ qui se propage vers les z croissants tandis que le second membre correspond à la partie qui se propage en sens inverse et a_j et b_j sont les amplitudes des champs en $z = z_{j-1}$ (Fig. 2.18). Les relations de continuité de la composante tangentielle imposent alors les relations

$$a_j e^{ik_{z,j}(z-z_{j-1})} + b_j e^{-ik_{z,j}(z-z_{j-1})} = a_{j+1} + b_{j+1}, \quad (2.77)$$

$$k_{z,j} a_j e^{ik_{z,j}(z-z_{j-1})} - k_{z,j} b_j e^{-ik_{z,j}(z-z_{j-1})} = k_{z,j+1} (a_{j+1} - b_{j+1}). \quad (2.78)$$

$$(2.79)$$

Nous pouvons réécrire ces relations sous forme matricielle

$$\begin{bmatrix} a_j \\ b_j \end{bmatrix} = \mathcal{U} \begin{bmatrix} a_{j+1} \\ b_{j+1} \end{bmatrix}, \quad (2.80)$$

où

$$\mathcal{U} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{-ik_{z,j}e_j} \left[1 + \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] & e^{-ik_{z,j}e_j} \left[1 - \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] \\ e^{ik_{z,j}e_j} \left[1 - \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] & e^{ik_{z,j}e_j} \left[1 + \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \right] \end{bmatrix}, \quad (2.81)$$

est la matrice reliant le champ électrique de chaque coté de l'interface, avec $e_j = (z - z_{j-1})$. La matrice de diffusion relie les champs entrants j aux champs sortants de la couche j

$$\begin{bmatrix} a_j \\ b_0 \end{bmatrix} = \mathcal{S}^j \begin{bmatrix} a_0 \\ b_j \end{bmatrix}, \quad (2.82)$$

Pour calculer les coefficients de la matrice de diffusion \mathcal{S}^j , nous procédons de façon récursive. Pour ce faire, nous écrivons la relation entre les champs entrants et sortants de la première couche et de la couche $j + 1$. Nous avons

$$\begin{bmatrix} a_{j+1} \\ b_0 \end{bmatrix} = \mathcal{S}^{j+1} \begin{bmatrix} a_0 \\ b_{j+1} \end{bmatrix}, \quad (2.83)$$

L'équation (2.80) permet de relier les coefficients a_j et b_j aux coefficients a_{j+1} et b_{j+1}

$$a_j = \mathcal{U}_{11} a_{j+1} + \mathcal{U}_{12} b_{j+1}, \quad (2.84)$$

$$b_j = \mathcal{U}_{21} a_{j+1} + \mathcal{U}_{22} b_{j+1}. \quad (2.85)$$

En utilisant l'égalité (2.82), il vient

$$\begin{bmatrix} \mathcal{U}_{11}a_{j+1} + \mathcal{U}_{12}b_{j+1} \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{11}^j a_0 + \mathcal{S}_{12}^j (\mathcal{U}_{21}a_{j+1} + \mathcal{U}_{22}b_{j+1}) \\ \mathcal{S}_{21}^j a_0 + \mathcal{S}_{22}^j (\mathcal{U}_{21}a_{j+1} + \mathcal{U}_{22}b_{j+1}) \end{bmatrix}. \quad (2.86)$$

En séparant les contributions aux champs entrants de celles des champs sortants, nous avons

$$\begin{bmatrix} a_{j+1} \\ b_0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathcal{S}_{11}^{j+1} & \mathcal{S}_{12}^{j+1} \\ \mathcal{S}_{21}^{j+1} & \mathcal{S}_{22}^{j+1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_0 \\ b_{j+1} \end{bmatrix}, \quad (2.87)$$

où

$$\mathcal{S}_{11}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{11}^j}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}, \quad (2.88)$$

$$\mathcal{S}_{12}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{22} - \mathcal{U}_{12}}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}, \quad (2.89)$$

$$\mathcal{S}_{21}^{j+1} = \mathcal{S}_{21}^j + \frac{\mathcal{S}_{22}^j \mathcal{U}_{21} \mathcal{S}_{11}^j}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}, \quad (2.90)$$

$$\mathcal{S}_{22}^{j+1} = \mathcal{S}_{22}^j \mathcal{U}_{22} + \mathcal{S}_{22}^j \mathcal{U}_{21} \frac{\mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{22} - \mathcal{U}_{12}}{\mathcal{U}_{11} - \mathcal{S}_{12}^j \mathcal{U}_{21}}. \quad (2.91)$$

Cette relation de récurrence permet d'écrire chaque coefficient de la matrice de diffusion \mathcal{S}^{j+1} en fonction des coefficients de la matrice \mathcal{S}^j . Pour compléter le calcul, il convient d'introduire la matrice de diffusion \mathcal{S}^0 qui relie les champs entrants et sortants dans le milieu externe. Trivialement, nous avons $\mathcal{S}^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$. En remplaçant les coefficients de la matrice \mathcal{U} par leurs expressions en fonction des coefficients de Fresnel, il vient

$$\mathcal{S}_{11}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{11}^j t_s^{j,j+1} e^{ik_{z,j}e_j}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}, \quad (2.92)$$

$$\mathcal{S}_{12}^{j+1} = \frac{\mathcal{S}_{12}^j e^{2ik_{z,j}e_j} - r_s^{j,j+1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}, \quad (2.93)$$

$$\mathcal{S}_{21}^{j+1} = \mathcal{S}_{21}^j + \frac{\mathcal{S}_{22}^j \mathcal{S}_{11}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}, \quad (2.94)$$

$$\mathcal{S}_{22}^{j+1} = \mathcal{S}_{22}^j \frac{e^{ik_{z,j}e_j}}{t_s^{j,j+1}} + \mathcal{S}_{22}^j \frac{r_s^{j,j+1}}{t_s^{j,j+1}} e^{ik_{z,j}e_j} \frac{\mathcal{S}_{12}^j e^{2ik_{z,j}e_j} - r_s^{j,j+1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^j r_s^{j,j+1} e^{2ik_{z,j}e_j}}. \quad (2.95)$$

Dans le cas particulier d'une couche d'indice n_1 , d'épaisseur d , située entre deux milieux semi-infinis d'indice n_0 et n_2 , nous avons

$$\begin{bmatrix} a_2 \\ b_0 \end{bmatrix} = \mathcal{S}^2 \begin{bmatrix} a_0 \\ b_2 \end{bmatrix} \quad (2.96)$$

Comme

$$\mathcal{S}_{11}^1 = \frac{\mathcal{S}_{11}^0 t_s^{0,1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^0 r_s^{0,1}} = t_s^{0,1}, \quad (2.97)$$

$$\mathcal{S}_{12}^1 = \frac{\mathcal{S}_{12}^0 - r_s^{0,1}}{1 - \mathcal{S}_{12}^0 r_s^{0,1}} = -r_s^{0,1}, \quad (2.98)$$

$$\mathcal{S}_{21}^1 = \frac{\mathcal{S}_{11}^0 \mathcal{S}_{22}^0 r_s^{0,1}}{1 - r_s^{0,1} \mathcal{S}_{12}^0} + \mathcal{S}_{21}^0 = r_s^{0,1}, \quad (2.99)$$

$$\mathcal{S}_{22}^1 = \frac{\mathcal{S}_{22}^j}{t_s^{0,1}} + \mathcal{S}_{22}^j \frac{r_s^{0,1}}{t_s^{0,1}} \frac{\mathcal{S}_{12}^j - r_s^{0,1}}{1 - r_s^{0,1} \mathcal{S}_{12}^j} = \frac{-\left(r_s^{0,1}\right)^2 + 1}{t_s^{0,1}}. \quad (2.100)$$

Les relations (2.92) à (2.95), conduisent à

$$\mathcal{S}_{11}^2 = \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.101)$$

$$\mathcal{S}_{12}^2 = \frac{-r_s^{0,1} e^{ik_{z,1}d} - r_s^{1,2}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.102)$$

$$\mathcal{S}_{21}^2 = r_s^{0,1} + \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,0} r_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.103)$$

$$\mathcal{S}_{22}^2 = \frac{t_s^{1,0} r_s^{1,2} - r_s^{0,1} e^{2ik_{z,1}d} - r_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{t_s^{1,2} (1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d})} + \frac{t_s^{1,0}}{t_s^{1,2}} e^{ik_{z,1}d}. \quad (2.104)$$

Il en résulte les coefficients de réflexion et de transmission de la couche

$$r_{slab} \equiv \frac{b_0}{a_0} = r_s^{0,1} + \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,0} r_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}, \quad (2.105)$$

$$t_{slab} \equiv \frac{a_3}{a_0} = \frac{t_s^{0,1} t_s^{1,2} e^{ik_{z,1}d}}{1 + r_s^{0,1} r_s^{1,2} e^{2ik_{z,1}d}}. \quad (2.106)$$

D'après les relations de réciprocité qui relient les coefficients de Fresnel $t_s^{0,1} t_s^{1,2} = 1 - r_s^{0,1} r_s^{1,2}$, nous retrouvons les expressions obtenues dans la section 2.4.1.2.

b. Cas de la polarisation p

Regardons maintenant le même développement des matrices de diffusion dans le cas de la polarisation p . Le raisonnement est analogue à celui effectué en polarisation s . Cependant, nous considérons le champ magnétique dans chaque couche à la place du champ électrique [Drevillon, 2007]. Dans ce cas, la matrice \mathcal{U} est remplacée par une matrice \mathcal{V}

$$\mathcal{V} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} e^{ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} & e^{ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} \\ e^{-ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} & e^{-ik_{z,j}e_j} \begin{bmatrix} 1 - \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \\ 1 + \frac{n_j^2}{n_{j+1}^2} \frac{k_{z,j+1}}{k_{z,j}} \end{bmatrix} \end{bmatrix}. \quad (2.107)$$

La même démarche que celle utilisée en polarisation s conduit à la relation de récurrence

$$S_{11}^{j+1} = \frac{S_{11}^j}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}, \quad (2.108)$$

$$S_{12}^{j+1} = \frac{S_{12}^j \mathcal{V}_{22} - \mathcal{V}_{12}}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}, \quad (2.109)$$

$$S_{21}^{j+1} = S_{21}^j + \frac{S_{22}^j \mathcal{V}_{21} S_{11}^j}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}, \quad (2.110)$$

$$S_{22}^{j+1} = S_{22}^j \mathcal{V}_{22} + S_{22}^j \mathcal{V}_{21} \frac{S_{12}^j \mathcal{V}_{22} - \mathcal{V}_{12}}{\mathcal{V}_{11} - S_{12}^j \mathcal{V}_{21}}. \quad (2.111)$$

Cette récurrence n'est possible qu'en définissant la matrice S^0 qui relie les champs entrants et sortants dans le milieu externe. Comme en polarisation s , nous avons $S^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$.

2.5 Optimisation des propriétés optiques par algorithme génétique

Les technologies solaires concentrés, telles que les centrales à tour, permettent d'atteindre, grâce aux systèmes optiques de concentration du rayonnement incident, des facteurs de concentration importants, menant à des températures très élevées dans le récepteur. Comme nous l'avons vu dans la partie traitant de l'équilibre thermique, l'augmentation de la température du récepteur conduit à augmenter les pertes par rayonnement dans l'infrarouge, diminuant ainsi la température d'équilibre du récepteur. Pour travailler à haute température, il est donc nécessaire de façonner un absorbeur dont les propriétés optiques sont aussi proches que possibles de celles d'un absorbeur parfait, tel que nous l'avons défini précédemment.

A cette fin, nous utiliserons dans ce qui suit un algorithme d'optimisation global, l'algorithme génétique. Cet algorithme a déjà très largement fait ses preuves. Il permet de résoudre des problèmes complexes en optique [Kern et Werner, 2003, Drevillon et Ben-Abdallah, 2007, Schubert *et al.*, 2008, Ben-Abdallah *et al.*, 2009]. En associant cette méthode d'optimisation avec la méthode des matrices de diffusion, nous concevons des absorbeurs basés sur des empilements multicouches aperiodiques optimisés pour fonctionner à haute température.

2.5.1 L'algorithme génétique

2.5.1.1 Historique

Les algorithmes génétiques ont été développés au cours des années 60 par John Holland [Holland, 1992], puis popularisés par un de ses étudiants, David Goldberg [Goldberg, 1989]. Ils font partie intégrante de la famille des algorithmes dits *évolutionnaires*. Ces algorithmes reposent sur les principes de base de la théorie de l'évolution de Charles Darwin [Darwin, 2013]. Ils utilisent les mécanismes de base de la sélection naturelle et de la génétique. Ces mécanismes conduisent à la convergence de l'algorithme vers un optimum global du problème.

Les différents mécanismes utilisés par l'algorithme génétique sont décrits par un vocabulaire emprunté à la génétique moderne. Ainsi, le terme "*chromosome*" sera utilisé pour désigner un individu représentant un état possible dans l'espace des configurations. Les termes "*gène*" et "*allèle*" seront quant à eux utilisés pour désigner respectivement les différentes variables modifiables de chaque chromosome et les différentes valeurs que peuvent prendre ces variables.

2.5.1.2 Principes de base de l'algorithme génétique

La convergence de l'algorithme vers la solution optimale s'obtient en utilisant successivement plusieurs étapes [Haupt *et al.*, 2004]. Commençons tout d'abord par décrire le critère à optimiser.

a. Fonction *fitness*

Comme pour tout problème d'optimisation, l'algorithme génétique a besoin que l'on définisse une fonction permettant d'évaluer les performances des individus par rapport au problème. Cette fonction est appelée fonction *fitness*, et nous la notons f . La valeur de cette fonction pour un individu (i.e. un chromosome) dépend des différentes variables, gènes et allèles, associées à cet individu. Dans le cas particulier d'un absorbeur que l'on souhaite optimiser, nous pouvons définir la fonction *fitness* comme étant

$$f := \frac{\Phi_{emi}}{\Phi_{abs}}, \quad (2.112)$$

où Φ_{emi} représente le flux émis par la structure dans son environnement et Φ_{abs} le flux solaire reçu après concentration.

b. Génération aléatoire d'une population

La population désigne l'ensemble N_i des individus, ou chromosomes, présents dans l'algorithme à chaque génération. Dans le cas où les individus sont des structures multicouches à N_c couches, on associe à chacun d'eux un $2N_c$ -vecteur $\mathbf{S} = ((e_1, m_1), \dots, (e_{N_c}, m_{N_c}))$ où les gènes (e_i, m_i) représentent l'épaisseur de la couche i et le matériau qui compose cette couche respectivement (Fig. 2.19). L'objectif de l'algorithme génétique consiste alors en la résolution du problème d'optimisation suivant : trouver un vecteur optimal \mathbf{S}_{opti} tel que

$$f(\mathbf{S}_{opti}) \rightarrow \max_{\mathbf{S}} f(\mathbf{S}), \quad (2.113)$$

lorsque \mathbf{S} appartient à un certain espace de solutions admissibles. Une première étape consiste en la création d'une population initiale. Dans le cas le plus simple, chaque individu est généré totalement aléatoirement en suivant une loi de probabilité prédéfinie. Lorsque la population est suffisamment importante, les individus se répartissent dans tout l'espace des solutions et permettent une exploration complète de ce dernier. Des contraintes peuvent ici être imposées afin de limiter l'espace des solutions admissibles. Par exemple, une épaisseur minimale pour les couches peut être imposée pour tenir compte des contraintes technologiques de fabrication.

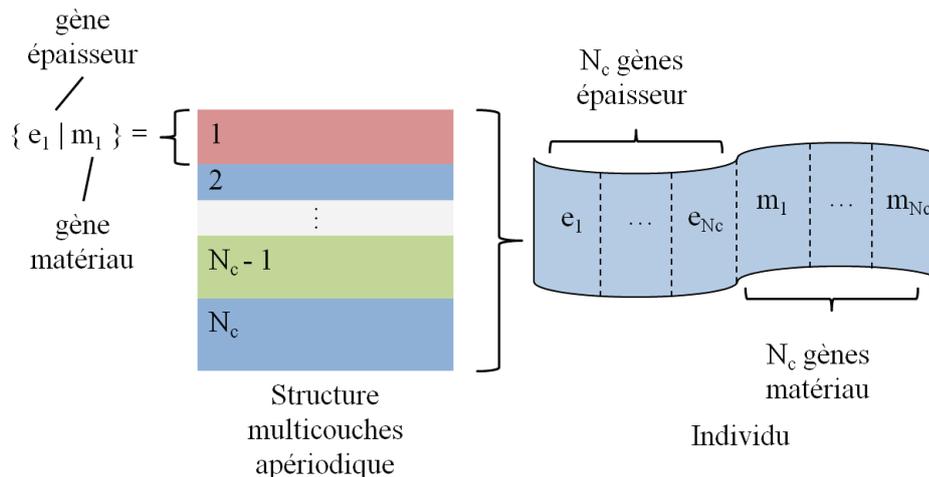


FIGURE 2.19 – Description d'un individu représentant une structure multicouche arbitraire. Chaque couche i possède deux gènes e_i et m_i représentant respectivement l'épaisseur de la couche et le matériau la constituant. L'individu est alors composé de N_c gènes épaisseur et de N_c gènes matériau.

c. Évaluation

Le concept de "*survie du plus fort*" sur lequel est en partie basé l'algorithme génétique nécessite l'évaluation des performances de chaque individu dans la population avant l'étape de sélection. Ces performances consistent à calculer la fonction *fitness* $f(\mathbf{S}_i)$ ($i = 1, \dots, N_i$) pour chaque individu.

d. Sélection

L'étape de sélection consiste à choisir les individus qui vont participer au processus de croisement et dont le patrimoine génétique sera transmis à la génération suivante. Pour cela, les individus sont classés par ordre de performance en fonction de la valeur de leur *fitness*. Une fois cette phase de tri terminée, la phase de sélection commence. Il existe plusieurs possibilités pour effectuer la sélection à proprement parlé. La plus simple consiste à ne conserver dans la population initiale qu'un nombre d'individus donné (les plus performants) et à compléter le reste de la population par de nouveaux individus générés aléatoirement. Une autre possibilité pour cette sélection consiste à attribuer à chaque individu une probabilité d'être conservé, cette probabilité augmentant avec la *fitness*. Le principal avantage de cette sélection continue réside dans le fait qu'un individu peu performant, mais possédant un gène de qualité, peut être conservé d'une génération à l'autre et peut partager ce gène. Enfin, un critère d'élitisme peut être ajouté pour conserver les meilleurs individus sans étape de croisement ultérieure.

e. Croisement

L'étape de croisement, aussi appelée reproduction, est l'étape pendant laquelle les individus sélectionnés vont partager leurs gènes. C'est aussi au cours de cette étape que la nouvelle génération d'individus est engendrée. Ces nouveaux individus, appelés enfants, sont issus du partage des gènes des individus sélectionnés, appelés parents. Le croisement consiste à mettre en

couple deux parents afin qu'ils échangent une partie de leur patrimoine génétique. Ce processus de partage peut être fait simplement en définissant une position (ou *locus*) dans le chromosome, découpant celui-ci en deux parties, comme illustré dans la Fig. 2.20. Les enfants reçoivent alors chacun une partie des gènes de chaque parents. De nombreuses méthodes sont possibles

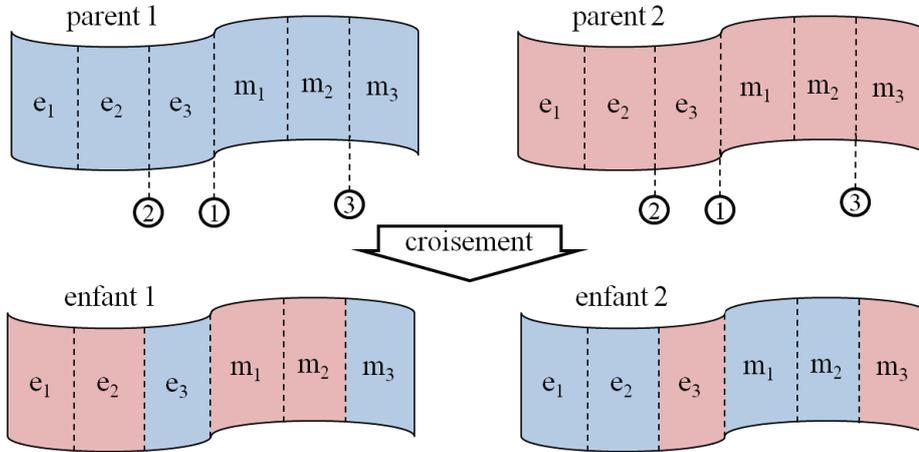


FIGURE 2.20 – Illustration du croisement de deux individus parents (structure à $N_c = 3$ couches). Les trois premiers gènes représentent respectivement les épaisseurs e_1, e_2 et e_3 des couches 1, 2 et 3. Les trois derniers gènes représentent les matériaux m_1, m_2 et m_3 qui composent ces couches. Les deux enfants sont le résultat d'une combinaison de gènes des deux parents.

pour effectuer ce croisement. Dans le cas de l'optimisation d'absorbeurs solaires, nous avons adopté le processus suivant. Les individus sont représentés par $2N_c$ gènes, la première moitié de ces gènes représentent l'épaisseur des couches, tandis que l'autre moitié représente le matériau qui compose chaque couche. Trois locus sont utilisés :

- Le premier locus est situé à l'emplacement où les gènes changent de nature. Ce locus permet de conserver le lien entre l'épaisseur e_i et le matériau m_i de la couche i au cours de l'étape de croisement. Il est identifié par ① sur la Fig. 2.20.
- Le deuxième locus est choisi aléatoirement entre deux gènes de même nature.
- Le troisième locus est défini en fonction du deuxième locus de façon à découper les structures en deux parties en conservant l'épaisseur e_i et le matériau m_i des structures parents. Ces deux locus sont représentés par ② et ③ sur la Fig. 2.20.

f. Mutations

L'étape de mutation est la dernière étape de l'algorithme génétique. Cruciale, cette étape permet d'introduire de nouveaux gènes au cours du processus de reproduction, permettant ainsi de balayer tout l'espace des solutions en évitant de converger vers un extremum local. Pour effectuer une mutation, on définit un taux de mutation qui représente le pourcentage de gène dont la valeur change. Pour ne pas perturber toute la population et empêcher la convergence de l'algorithme en effaçant tout le gain génétique acquis lors de l'étape de croisement, ce taux doit être faible et ne toucher qu'un petit nombre d'individu.

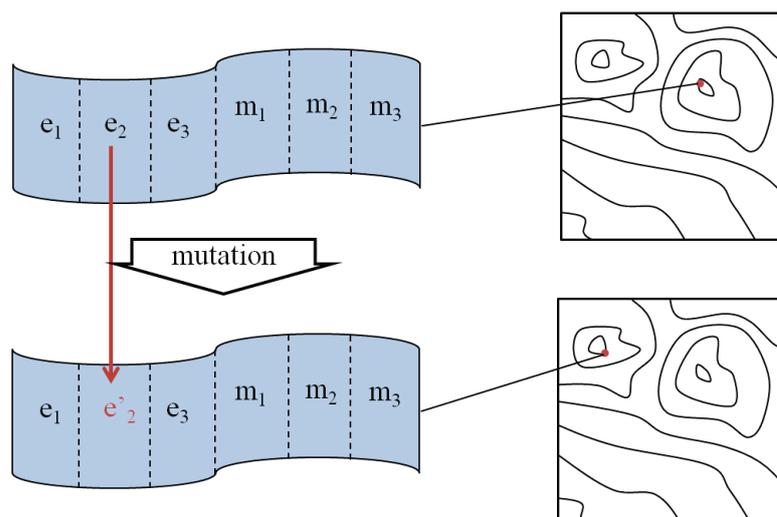


FIGURE 2.21 – Mutation d’un gène d’un individu possédant six gènes. A droite, on représente symboliquement le changement de valeur de la *fitness* induite par la mutation. Les lignes continues représentent les lignes de niveau de la *fitness* sur l’espace des configurations. Dans le cas présent, la mutation entraîne un déplacement important dans l’espace des configurations d’un extremum local vers un autre.

Toutes ces étapes (évaluation, sélection, croisement, mutation) sont de nouveau répétées jusqu’à la convergence de l’algorithme.

2.5.2 Design d’absorbeurs solaires multicouches par algorithme génétique

2.5.2.1 Conditions d’optimisation pour des absorbeurs multicouches aperiodiques fonctionnant à haute température

Les centrales solaires à tour permettent de concentrer très fortement le rayonnement incident grâce à leur système optique de concentration de la lumière. Cette concentration peut atteindre des valeurs très élevées, augmentant ainsi la température du récepteur. Dans le cadre de cette thèse, nous avons choisi d’étudier des systèmes opérant à haute température. C’est pourquoi nous avons considéré le cas des systèmes à forte concentration, pouvant aller jusqu’à 1000 soleils ($C = 1000$) et atteindre des températures voisines de 1300 K.

Comme nous l’avons vu dans la section 2.3, nous pouvons, pour chaque facteur de concentration et chaque température d’équilibre, définir l’absorbeur parfait correspondant. D’après ce que nous avons vu dans la Fig. 2.12, la longueur d’onde de coupure de l’absorbeur parfait à 1300 K et sous une concentration de 1000 soleils est $\lambda_c = 1784$ nm. Par définition, cet absorbeur permet d’atteindre le rendement maximal dans ces conditions de travail. Il représente donc la cible naturelle pour l’absorptivité des absorbeurs multicouches à optimiser.

Parallèlement à cela, le choix des matériaux utilisés pour le design de l’absorbeur optimal joue un rôle crucial. En effet, à haute température, les contraintes mécaniques engendrées par les cycles de chauffage-refroidissement et les réactions physico-chimiques peuvent dégrader les performances de l’absorbeurs. Dans ce travail, nous avons adopté le choix des matériaux suivants :

- Le tungstène (W). Régulièrement utilisé dans des absorbeurs solaires pour ses propriétés optiques intéressantes dans le visible et le proche infra-rouge [Rephaeli et Fan, 2008, Sergeant *et al.*, 2009, Chester *et al.*, 2011], le tungstène est aussi connu pour sa grande stabilité quand il est soumis à des hautes températures, son point de fusion étant situé aux alentours de 3700 K.
- Le dioxyde de titane (TiO_2). Comme pour le tungstène, la stabilité du TiO_2 à haute température est bien connue [Perego *et al.*, 2010]. Son point de fusion est supérieur à 2000 K. En outre, le TiO_2 est couramment utilisé comme anti-reflet [Jayasinghe *et al.*, 2012, Su *et al.*, 2014].
- Le nitrure de silicium (Si_3N_4). Céramique très dure, le Si_3N_4 est particulièrement stable à haute température et son point de fusion est supérieur à 2100 K. le Si_3N_4 est régulièrement utilisé pour des applications hautes températures qui requièrent une forte résistance mécanique (réacteurs, roulements, ...).

Quant au substrat, il joue également un rôle important puisqu'il doit être propice au dépôt de couches minces et résister également à de hautes températures. Pour cela, nous utilisons du carbure de silicium (SiC). Ce matériau est une céramique possédant une stabilité thermique très importante et ses propriétés mécaniques (faible coefficient de dilatation, extrême dureté) lui confèrent une forte résistance aux contraintes induites par le flux solaire à haute concentration [Colleoni, 2013]. De plus, il possède une conductivité thermique importante pour une céramique, ce qui en fait un matériau intéressant pour transférer l'énergie thermique au fluide caloporteur situé en aval via un échangeur de chaleur [Kennedy, 2002].

2.5.2.2 Résultats de l'optimisation

Dans cette partie, nous présentons les résultats de l'optimisation d'absorbeurs multicouches aperiodiques. Nous étudions ici un absorbeur $\text{TiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{W}$ à cinq couches. Dans cet absorbeur, le matériau et l'épaisseur de chaque couche sont optimisés par algorithme génétique (les propriétés optiques sont celles tirées du Palik [Palik, 1985, Palik, 1991, Palik, 1997]).

Les résultats de l'optimisation de l'absorbeur sont présentés Fig. 2.22. La partie (a) de cette Figure représente l'absorptivité spectrale de la structure 5 couches optimisée à partir des propriétés optiques tirées du Palik, celle calculée à l'aide des propriétés diélectriques que nous avons mesurées et enfin le spectre d'absorptivité mesuré par spectrométrie sur les échantillons fabriqués. La structure optimale obtenue est quant à elle décrite Fig. 2.22b. Elle est composée d'une couche épaisse (150 nm) de tungstène déposée sur un substrat de SiC, surmontée d'une couche de Si_3N_4 (39 nm), d'une couche de tungstène (10 nm) et enfin de deux couches de Si_3N_4 (30 nm) et de TiO_2 (12 nm) faisant office d'anti-reflet. Si le spectre d'absorption de la structure optimisée correspond bien à celui de l'absorbeur idéal dans le visible, il s'en éloigne significativement dans le proche infrarouge. Cependant, comme nous le verrons plus loin, les performances globales de l'absorbeur ne s'en trouvent que peu affectées. Les mesures par spectrométrie du spectre d'absorption de la structure optimisée (Fig. 2.22a) correspondent bien aux prédictions théoriques dans le domaine visible et dans le proche infrarouge. En revanche, les résultats expérimentaux semblent s'écarter des prédictions théoriques dans l'infrarouge moyen.

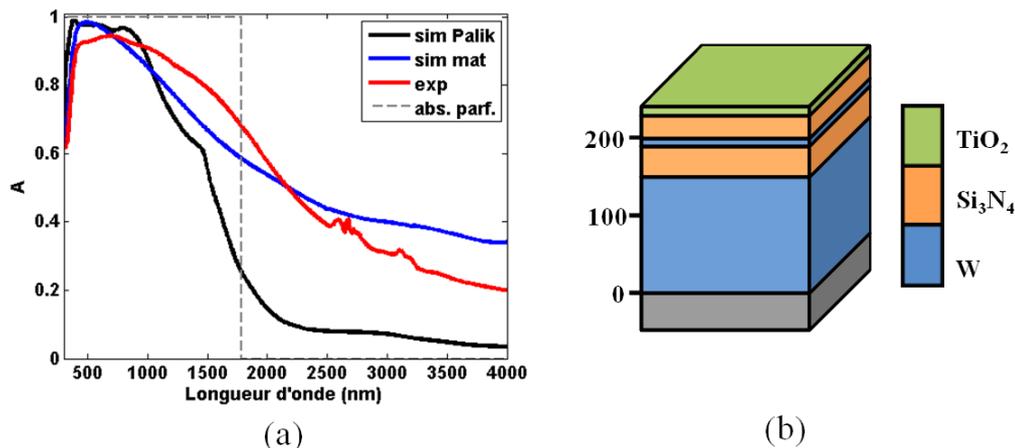


FIGURE 2.22 – (a) Spectre d’absorption en incidence normale d’un absorbeur $\text{TiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{W}$ à 5 couches optimisé par algorithme génétique. La courbe noire représente le spectre optimal obtenu à partir des données du Palik. La courbe bleue représente le spectre obtenu en utilisant les indices de réfractifs mesurés. La mesure de l’absorptivité de l’absorbeur 5 couches obtenue par spectrométrie est tracée en rouge. Le spectre d’absorption d’un absorbeur parfait ($\lambda_c = 1784$ nm) est tracé en gris pointillé. (b) Représentation de la structure interne de l’absorbeur optimisé par algorithme génétique. Les épaisseurs des couches, de haut en bas, sont respectivement de 12 nm, 30 nm, 10 nm, 39 nm et 150 nm.

Cependant, l’analyse des propriétés optiques des couches minces de la structure fabriquée a révélé (cf. Annexe B et C) de fortes différences avec les propriétés présentes dans le Palik. Après avoir utilisé ces propriétés optiques pour calculer à nouveau le spectre d’absorption de la structure, un bon accord entre nos mesures et nos prédictions théoriques est apparu.

Afin de comprendre les mécanismes de chauffage de l’absorbeur et anticiper les problèmes liés aux contraintes thermiques, il est intéressant de regarder les pertes locales à l’intérieur de la structure. Pour cela, nous calculons les pertes $P(\mathbf{r}, \lambda) = \omega \text{Im}[\varepsilon(\mathbf{r}, \lambda)] |\mathbf{E}(\mathbf{r}, \lambda)|^2$ induites par un champ incident monochromatique unitaire. Le résultat de ce calcul, représenté sur la Fig. 2.23a, montre que les pertes sont particulièrement importantes dans la première couche de tungstène dans le visible et le proche infrarouge. La Fig. 2.23b montre ces pertes dans l’absorbeur à 800 nm. On constate que la dissipation de puissance dans l’absorbeur suit une décroissance exponentielle. Sur la Fig. 2.23c, le calcul de la part de l’énergie incidente absorbée par chaque couche montre que 80 % de cette énergie est absorbée par la première couche de tungstène et environ 20 % par la seconde. Alors que pour décrire le processus d’absorption dans le visible, il est suffisant, compte tenu de l’angle solide sous lequel le collecteur est éclairé, de ne considérer que les propriétés spectrales sous incidence normale, pour le processus de refroidissement radiatif dans l’infrarouge, le spectre d’absorption en incidence oblique est primordial. Pour limiter ce refroidissement, il convient de réduire le plus possible l’absorption (donc l’émission) de la structure dans les 2π stéradians situés au dessus de la surface du collecteur. Les résultats présentés sur la Fig. 2.24a montrent que l’absorbeur optimal se comporte bien de cette manière. Lorsque les propriétés optiques tirées de nos mesures sont utilisées, les pertes radiatives (Fig. 2.24b) augmentent légèrement dans le proche et le moyen infrarouge.

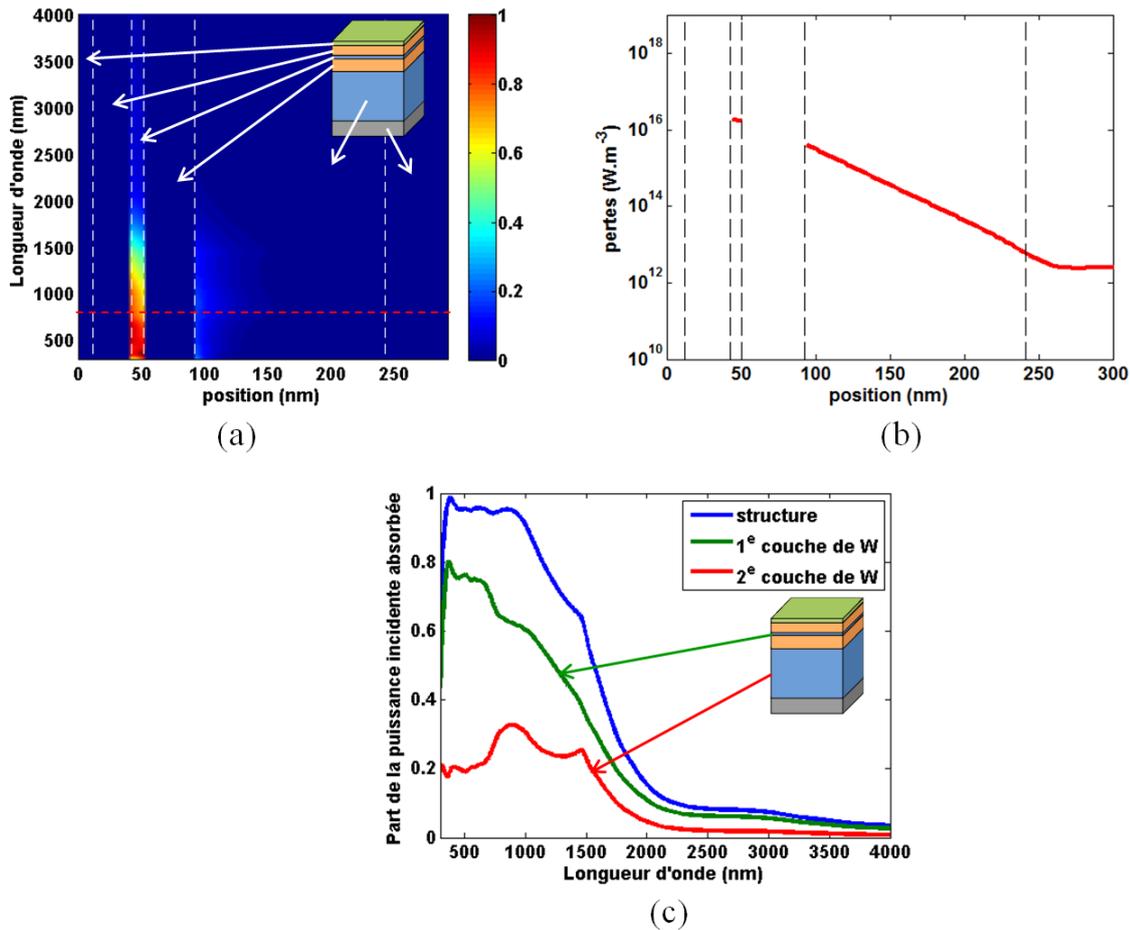


FIGURE 2.23 – (a) Dissipation locale de puissance dans l’absorbeur à 5 couches optimisé à partir des propriétés optiques tirées du Palik. Ces pertes sont normalisées par les pertes maximales. Le trait rouge pointillé correspond à la longueur d’onde de 800 nm. (b) Dissipation locale de puissance dans l’absorbeur à $\lambda = 800$ nm. (c) Répartition spatiale de la puissance absorbée au sein de la structure. Les pertes totales sont représentées en bleu. Les deux couches de tungstène font respectivement 10 nm (couche supérieure) et 150 nm (couche inférieure) d’épaisseur.

A partir des spectres d’absorption monochromatique et directionnelle depuis le visible jusqu’à l’infrarouge moyen, nous pouvons calculer la performance globale (i.e. le rendement) de notre absorbeur. Le Tableau 2.1 regroupe les rendements de l’absorbeur optimisé, pour différents facteurs de concentration. Pour calculer ces rendements, la température d’équilibre est fixée à $T_{eq} = 1300$ K, le flux émis est donc constant quelque-soit le facteur de concentration. Nous voyons, pour les faibles concentrations, que les rendements ne sont pas calculables. Ils indiquent que le flux absorbé est inférieur au flux émis dans les conditions particulières dans lesquelles nous travaillons, ce qui est impossible si nous ne fournissons pas d’énergie. Les rendements augmentent avec le facteur de concentration, jusqu’à atteindre un palier correspondant à un flux absorbé très supérieur au flux émis.

Pour comprendre ces rendements, nous regardons le flux incident sur l’absorbeur et le flux émis par un corps noir à 1300 K, illustrés sur la Fig. 2.25. Nous constatons qu’il existe un facteur de concentration limite situé au croisement des courbes des flux pour lequel la gestion de

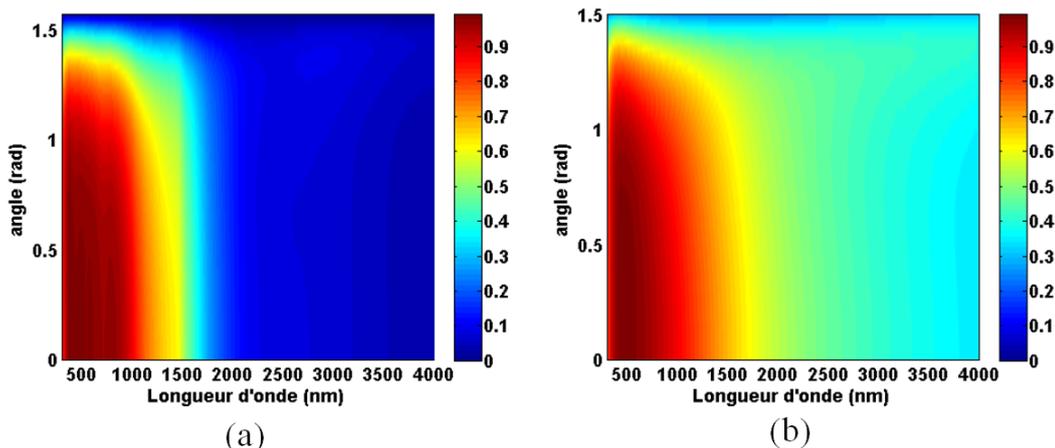


FIGURE 2.24 – Absorptivité de l’absorbeur $W/TiO_2/Si_3N_4$ à 5 couches en fonction de la longueur d’onde et de l’angle d’incidence, moyennée sur les deux états de polarisation s et p , obtenue avec (a) les indices provenant du Palik et (b) les indices mesurés.

Facteur de concentration	1	10	100	1000
Propriétés optiques du Palik			0.69	0.85
Propriétés optiques mesurées			0.34	0.83

TABLE 2.1 – Rendements des absorbeurs optimisés à 5 couches en fonction des indices de réfraction des matériaux utilisés (indices de réfraction du Palik ou provenant de mesures) pour différents facteurs de concentration, pour une température d’équilibre $T_{eq} = 1300$ K.

l’absorption des structures est modifiée. En effet, avant cette limite, le flux incident est toujours plus faible que le flux émis, et c’est donc principalement la gestion des pertes par rayonnement dans l’infrarouge qui va jouer un rôle dans le rendement. En revanche, après cette limite, il sera important de maximiser le flux absorbé, qui sera alors plus important que le flux émis.

L’étude présentée ici s’est limitée à des absorbeurs possédant 5 couches et a permis d’obtenir des rendements déjà très satisfaisants. Pour évaluer les performances d’absorbeurs à plus grand nombre de couche, nous avons complété notre étude en concevant par algorithme génétique de tels absorbeurs. Les rendements associés à ces structures optimales sont représentés sur la Fig. 2.26. Elle montre clairement l’existence d’un comportement asymptotique du rendement lorsque le nombre de couche croît. Cependant, le gain obtenu sur le rendement en augmentant le nombre de couche est modéré au delà de 5 couches.

2.6 Conclusion

Dans cette partie, nous avons présenté le design d’absorbeurs aperiodiques plans pour le solaire à concentration. La méthode d’optimisation globale utilisée a permis de concevoir des structures capables de convertir plus de 80 % du flux solaire incident sous un facteur de concentration de 1000 soleils.

Les mesures des spectres d’absorption de ces structures ont confirmé nos prédictions théoriques. Cependant, elles ont également mis en évidence que la connaissance des propriétés op-

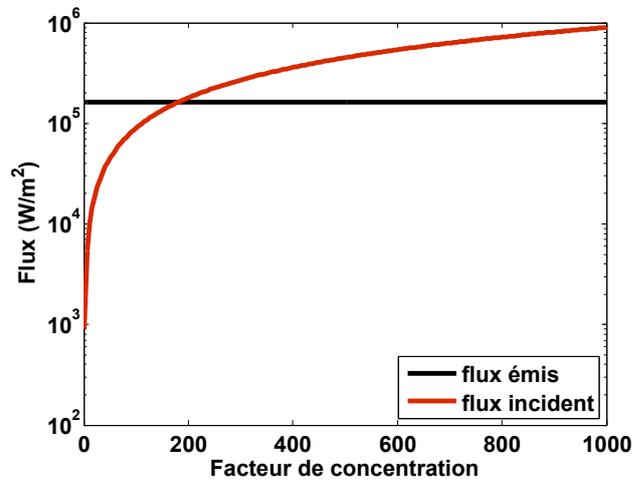


FIGURE 2.25 – Flux solaire incident et flux émis par un corps noir à 1300 K en fonction du facteur de concentration.

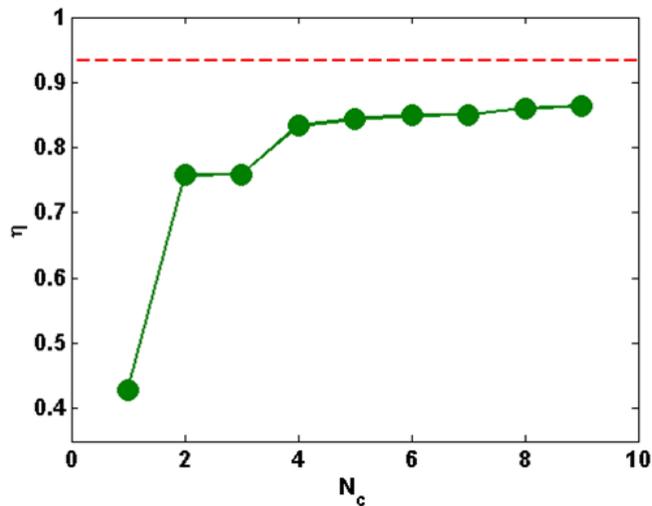


FIGURE 2.26 – Rendements d'absorbeurs ($\text{TiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4/\text{W}$) à N_c couches, à la température de 1300 K et pour un facteur de concentration de 1000. Le rendement d'un absorbeur parfait pour ces conditions est tracé en rouge pointillée.

tiques des couches minces qui composent les structures reste un problème majeur. Différents mécanismes (effets de taille, oxydation partielle des couches, rugosité, etc) peuvent modifier très fortement les propriétés optiques de ces couches, et, de facto, le spectre d'absorption de ces absorbeurs. Néanmoins, ces effets sont concentrés dans le proche et le moyen infrarouge, et impactent donc essentiellement le processus de refroidissement radiatif. Or, à forte concentration, nous avons montré qu'une faible augmentation de l'émission thermique dans l'infrarouge avait une influence modérée sur la dégradation du rendement de la structure.

Dans cette étude, nous n'avons pas tenu compte du comportement à haute température des matériaux présents dans la structure multicouche aperiodique. En effet, la stabilité des interfaces et les réactions physico-chimiques peuvent entraîner une dégradation importante de la structure quand celle-ci est portée à haute température. De plus, les propriétés optiques des matériaux sont encore très mal connues. Des travaux supplémentaires sur tous ces problèmes sont à l'évidence nécessaires pour améliorer les performances et la tenue des absorbeurs actuels.