

Chapitre 2

APPROCHE MODELISATRICE DES COUCHES ANTI-REFLETS

2.1. Introduction

Dans ce chapitre on montrera l'utilité de la couche antireflet (CAR) et les solutions efficace qu'on peut apporter à ce problème. La méthode traditionnelle pour obtenir des fonctions optique particulières consiste à empiler des couches d'indices de réfraction différents avec de épaisseurs adaptées.

Nous rappelons aussi les principes de base qui gouvernent la propagation de les ondes électromagnétique dans les milieux diélectriques. Nous décrivons également les éléments théoriques qui permettent le calcul des propriétés optiques de deux milieux d'indice différents et appliquer ces concepts sur les couches antireflets.

2.2. Réflexion à l'interface de deux milieux homogènes

Considérons l'interface entre deux milieux semi-infinis : le milieu ambient d'indice complexe \tilde{n}_1 et un matériau isotrope d'indice complexe \tilde{n}_2 tel qu'il est représenté par la Figure 2.1. L'indice optique \tilde{n}_2 est défini par sa partie réelle n_2 et sa partie imaginaire k_2 , respectivement appelées indice de réfraction et coefficient d'extinction.

$$\tilde{n}_2 = n_2 - ik_2 \quad (2.1)$$

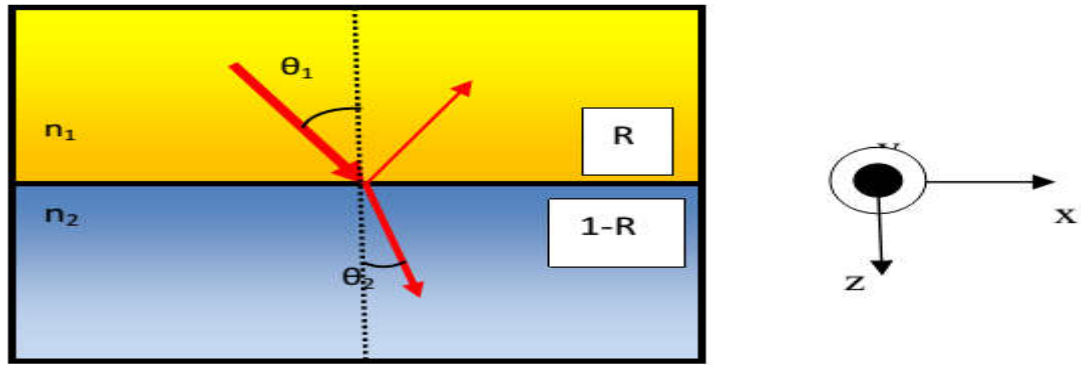


Figure 2.1. Réflexion et transmission de la lumière à l'interface entre deux milieux d'indices de réfraction respectifs \tilde{n}_1 et \tilde{n}_2 .

θ_1 est l'angle d'incidence et θ_2 est l'angle de réfraction. Ces angles sont repérés par rapport à la normale à la surface. La loi de Snell-Descartes relie les angles et les indices entre eux [1]:

$$\tilde{n}_1 \sin \theta_1 = \tilde{n}_2 \sin \theta_2 \quad (2.2)$$

Le plan d'incidence est défini par l'axe de propagation de l'onde incidente et la normale à la surface du matériau. Les composantes du vecteur champ électrique (E) sont définies par rapport à ce plan. Les composantes parallèle et perpendiculaire au plan sont indicées respectivement par TE (Transverse Electrique) lorsque E est le long de y et TM (Transverse Magnétique) lorsque E est dans le plan (xz). L'état de polarisation d'une onde TE ou TM n'est pas modifié après réflexion.

Dans la mesure où notre système est invariant selon les deux directions x et y , les conditions aux limites doivent être satisfaites à tout instant et sur toute l'interface. Ceci impose les mêmes variations spatiale et temporelle du champ électrique en tout point du plan (x,y), donc la conservation des composantes tangentielles des vecteurs d'onde [2]. Aussi, nous pouvons écrire l'amplitude du champ électrique sous la forme:

$$E(r, t) = E(z) \exp [i(k_x x + k_y y - \omega t)] \quad (2.3)$$

Et dans chaque milieu, $E(z)$ peut s'écrire comme la somme de deux ondes se propageant dans le sens positif $+z$ ou négatif $-z$, selon l'équation :

$$E_i(z) = E_i^+(z) \exp(+k_{z,i}^+ z) + E_i^-(z) \exp(-k_{z,i}^- z) = \begin{bmatrix} E_i^+ \\ E_i^- \end{bmatrix} \quad (2.4)$$

Les conditions de continuité des champs électromagnétiques permettent de relier les valeurs des amplitudes de part et d'autre de l'interface.

- En polarisation TE

$$(E_1^+ + E_1^-) = (E_2^+ + E_2^-) \quad (2.5)$$

$$k_{z,1}(E_1^+ - E_1^-) = (E_2^+ - E_2^-)k_{z,2} \quad (2.6)$$

- En polarisation TM

$$\frac{(E_1^+ + E_1^-)k_{z,1}}{k_1} = \frac{(E_2^+ + E_2^-)k_{z,2}}{k_2} \quad (2.7)$$

$$k_1(E_1^+ - E_1^-) = (E_2^+ - E_2^-)k_2 \quad (2.8)$$

Le coefficient de réflexion en amplitude est égal au rapport du champ réfléchi sur le champ incident :

$$r = \frac{E_1^-}{E_1^+} \quad (2.9)$$

A partir des équations (2.6) et (2.8) ce coefficient de réflexion est égal pour la polarisation TE et TM respectivement à :

$$r_{12TE} = \frac{\tilde{n}_2 \sin \theta_1 - \tilde{n}_1 \sin \theta_2}{\tilde{n}_2 \sin \theta_1 + \tilde{n}_1 \sin \theta_2} \quad (2.10)$$

$$r_{12TM} = \frac{\tilde{n}_1 \sin \theta_1 - \tilde{n}_2 \sin \theta_2}{\tilde{n}_1 \sin \theta_1 + \tilde{n}_2 \sin \theta_2} \quad (2.11)$$

Les facteurs de réflexion s'écrivent alors pour les deux types de polarisation :

$$R_{TE} = r_{12TE} \cdot r_{12TE} \quad \text{et} \quad R_{TM} = r_{12TM} \cdot r_{12TM} \quad (2.12)$$

D'où

$$R_{TE} = \frac{\sin^2(\theta_1 - \theta_2)}{\sin^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad ; \quad R_{TM} = \frac{\tan^2(\theta_1 - \theta_2)}{\tan^2(\theta_1 + \theta_2)} \quad (2.13)$$

Si la lumière dans le cas du flux solaire n'est pas polarisée, la réflectivité totale est définie comme la valeur moyenne des deux composantes :

$$R(\lambda) = \frac{R_{TE}(\lambda) + R_{TM}(\lambda)}{2} \quad (2.14)$$

Dans le cas où l'angle d'incidence est normal, les expressions précédentes se simplifient et l'on obtient :

$$R = R_{TE} = R_{TM} = \left[\frac{\tilde{n}_1 - \tilde{n}_2}{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_2} \right]^2 \quad (2.15)$$

Dans le cas particulier d'un dioptre air-silicium, $\tilde{n}_1=1$ et $\tilde{n}_2=n_{si}+ik_{si}$, le coefficient de réflexion devient :

$$R = \frac{(1-n_{si})^2 + k_{si}^2}{(1+n_{si})^2 + k_{si}^2} \quad (2.16)$$

2.3. Expression de la moyenne pondérée du facteur de réflexion

L'expression du coefficient de réflexion présentée ci-dessus a été introduite pour une longueur d'onde fixée. Pour déterminer l'expression de la moyenne pondérée du facteur de réflexion, il est nécessaire d'intégrer le coefficient de réflectivité de chaque longueur d'onde de la gamme pondérée par l'irradiante J_0 du spectre considéré. On obtient ainsi la réflectivité effective [3] :

$$R_{eff} = \frac{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} R j_0 d\lambda}{\int_{\lambda_1}^{\lambda_2} j_0 d\lambda} \quad (2.17)$$

2.4. Systèmes multicouches

Le principe de fonctionnement des systèmes multicouches est basé sur les interférences multiples qu'une onde subit quand elle est réfléchiée par différentes interfaces

[4]. Ceci permet à ces systèmes de présenter des propriétés optiques très différentes selon le type d'empilement [5].

Dans ce qui suit, nous allons décrire le formalisme permettant de calculer les propriétés optiques d'une structure donnée. Plus particulièrement, nous nous intéressons à la détermination du facteur de réflexion dans la gamme de longueur d'onde utile d'une cellule solaire, sous incidence normale et oblique.

Ces calculs sont fondés sur la résolution des équations de Maxwell dans le cadre d'un formalisme matriciel. Ils peuvent être effectués par l'une des deux méthodes dont la différence se situe dans la description des champs [6]:

- **La méthode ellipsométrique** : elle exprime l'amplitude du champ réfléchi en fonction du champ incident, en distinguant la propagation à travers les interfaces et la propagation dans les couches (matrice interface et matrice propagation).

- **La méthode des matrices caractéristiques** : elle considère l'évolution des champs électromagnétiques E et H en fonction de leur position dans la structure. La propagation est appréhendée globalement dans la couche : elle est représentée par une seule matrice appelée matrice caractéristique. Le champ réfléchi est ensuite calculé à partir du champ global.

Dans nos calculs, nous avons utilisé cette dernière méthode en raison de la simplicité des formules qu'elle propose. En outre, cette méthode est classique et fréquemment utilisée dans la littérature [7,8].

2.4.1. Description du modèle proposé :

Pour la détermination du comportement optique d'un système multicouche, la théorie optique des milieux stratifiés est utilisée, et considère que la structure étudiée est composée d'un empilement de couches homogènes, isotropes à face planes et parallèles (Fig.2.2) chaque couche homogène est paramétrée par un indice de réfraction et une épaisseur [9]. Dans cette description, on indiquera par (j), la $j^{\text{ème}}$ couche à partir de la surface. Le substrat est considéré comme un milieu semi-infini dont l'indice est connu et noté n_s . Dans ces conditions, deux paramètres sont suffisants pour définir les propriétés optiques d'une

couche : son indice complexe de réfraction \tilde{n}_j et son épaisseur d_j . Quand les matériaux sont dispersifs et absorbants, \tilde{n}_j dépend de la longueur d'onde λ . Cette dépendance devra être prise en compte dans le calcul des propriétés optiques de la structure multicouche.

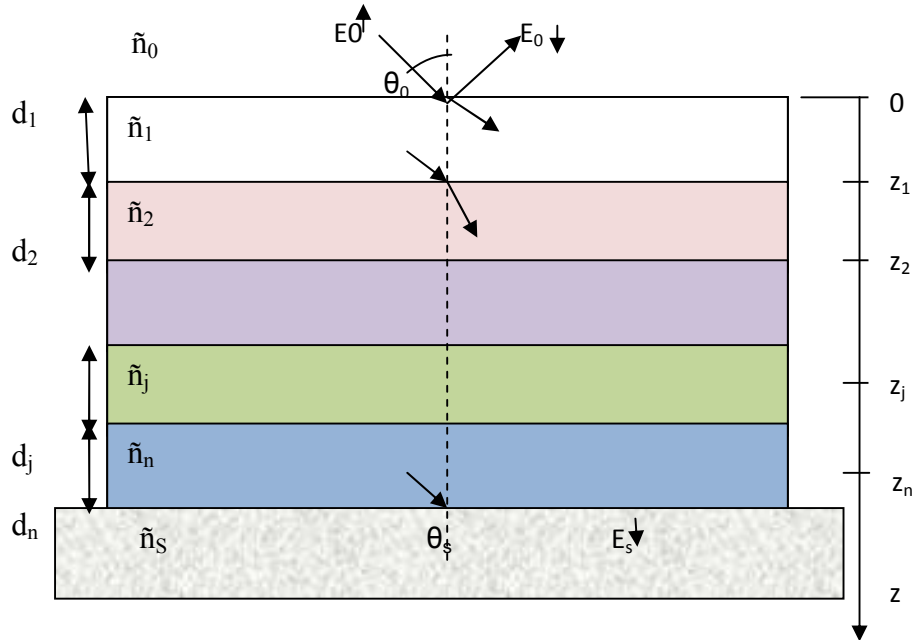


Figure.2.2. Empilement de N couches utilisées comme revêtement anti réfléchissant

De tels systèmes sont caractérisés par leur facteur de réflexion $R(\lambda)$, leur facteur de transmission $T(\lambda)$ et leur facteur d'absorption $A(\lambda)$. Ces facteurs font intervenir des rapports d'énergie et vont dépendre de la longueur d'onde de la lumière incidente sur la structure. La lumière incidente est représentée par une onde plane électromagnétique caractérisée par le champ électrique de l'équation où le champ physique est constitué par sa partie réelle soit [9] :

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - \vec{k}r) \quad \text{avec} \quad \vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_0 \vec{e}_z \quad (2.18)$$

- ω est la pulsation de l'onde ;
- λ est la longueur d'onde dans le vide ;
- \vec{k} est le vecteur d'onde dans le milieu ambiant ;
- \vec{e}_z est le vecteur unitaire dans la direction de propagation ;
- \vec{E}_0 est un vecteur perpendiculaire à la direction de propagation ;
- \tilde{n}_0 est l'indice du milieu ambiant.

L'axe de propagation est défini par l'axe z . L'origine des coordonnées, $z = 0$, est à la surface de la structure. Chaque interface entre la couche j et $j+1$ est repérée par l'abscisse z_j [9].

2.4.2. Calcul des propriétés optiques des milieux stratifiés

A la surface d'une structure stratifiée, la lumière réfléchie est le résultat de l'interférence entre toutes les ondes réfléchies à chaque interface de la structure. La méthode de calcul est fondée sur la théorie de la propagation dans les milieux stratifiés [10]. Elle exprime le champ électrique E et le champ magnétique H à la surface de la structure ($z = 0$) en fonction des champs E et H à l'interface structure/substrat ($z = z_N$).

Dans le cas d'une onde se propageant dans un milieu diélectrique d'indice \tilde{n}_1 . La résolution des équations de Maxwell montre que les relations entre les champs à la cote $z = 0$ et les champs à la cote z_1 peut être représentée par l'écriture matricielle :

$$\begin{bmatrix} E(0) \\ ZH(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & p^{-1} \sin \delta \\ p \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(Z) \\ Z_0 H(Z) \end{bmatrix} \quad (2.19)$$

Où Z_0 est l'impédance du vide :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \quad (2.20)$$

δ est le déphasage de l'onde dû à la traversée de la couche.

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_1 Z_1 \cos \theta \quad (2.21)$$

p est l'admittance optique, si le champ électrique est dans le plan d'incidence (polarisation TE).

$$p = \tilde{n} \cos \theta \quad (2.22)$$

Lorsqu' il est perpendiculaire au plan d'incidence (polarisation TM), cette polarisation est égale à :

$$p = \frac{\tilde{n}}{\cos \delta} \quad (2.23)$$

La matrice (2x2) de l'équation 2.19 est appelée matrice caractéristique du milieu $M(z)$:

$$[M(Z)] = \begin{bmatrix} \cos \delta & p^{-1} \sin \delta \\ p \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

Dans le cas de deux milieux diélectriques adjacents s'étendant respectivement de $z = 0$ à $z = z_1$, et de $z = z_1$ à $z = z_2$, d'indice \tilde{n}_1 et \tilde{n}_2 , les relations entre les champs sont données par :

$$\begin{bmatrix} E(0) \\ Z_0 H(0) \end{bmatrix} = [M(Z_1)] \begin{bmatrix} E(Z_1) \\ Z_0 H(Z_1) \end{bmatrix} \text{ et } \begin{bmatrix} E(Z_1) \\ Z_0 H(Z_1) \end{bmatrix} = [M(Z_2 \ Z_1)] \begin{bmatrix} E(Z_2) \\ Z_0 H(Z_2) \end{bmatrix} \quad (2.25)$$

Les champs E et H sont tangents aux interfaces, et donc continus lors de la traversée des interfaces. Il est alors possible d'écrire la relation entre les champs sous la forme :

$$\begin{bmatrix} E(Z_1) \\ Z_0 H(Z_1) \end{bmatrix} = M(Z_1) M(Z_2 \ Z_1) \begin{bmatrix} E(Z_2) \\ Z_0 H(Z_2) \end{bmatrix} \quad (2.26)$$

En ce qui concerne, la structure définie par la Fig.2.2. Chaque couche peut être représentée par une matrice $M_j(d_j)$ et la relation entre les champs à la surface de la structure ($z = 0$) et à l'interface structure/substrat est la suivante [10]:

$$\begin{bmatrix} E(0) \\ Z_0 H(0) \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_j & p_j^{-1} \sin \delta_j \\ p_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(Z_H) \\ Z_0 H(Z_H) \end{bmatrix} \quad (2.27)$$

Avec

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_j d_j \cos \theta_j$$

Tel que φ_j et φ_0 sont liés par la loi de Snell-Descartes : $\tilde{n}_0 \sin \theta_0 = \tilde{n}_j \sin \theta_j$

$$p_j = \begin{cases} \tilde{n}_j \cos \theta_j & \text{en polarisation TE} \\ \frac{\tilde{n}_j}{\cos \theta_j} & \text{en polarisation TM} \end{cases}$$

L'équation (2.27) permet de calculer le facteur de réflexion de l'empilement. Le calcul fait intervenir le rapport des amplitudes du champ incident sur le champ réfléchi. Chaque champ $E(z_j)$ et $H(z_j)$ peut être interprété comme la superposition dans le $j^{\text{ième}}$ milieu d'un champ incident noté E_j^+ et d'un champ réfléchi noté E_j^- . En rappelant que, d'après les équations de Maxwell [10] :

$$\vec{H} = \frac{p}{z_0} e_z \vec{E} \quad (2.28)$$

Et en appliquant les conditions de continuités des champs tangents aux interfaces, on obtient :

$$\begin{cases} E_j^+ + E_j^- = E(Z_j) \\ E_j^+ - E_j^- = \frac{z_0}{p} H(Z_j) \end{cases} \quad (2.29)$$

L'équation 2.29 peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} E_j^- \\ E_j^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{p_0} \\ 1 & \frac{1}{p_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(Z_j) \\ Z_0 H(Z_j) \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

A la surface ($z = 0$) le champ incident et le champ réfléchi vérifient la relation (2.30)

$$\begin{bmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{p_0} \\ 1 & \frac{1}{p_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(Z_0) \\ Z_0 H(Z_0) \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

Le coefficient de réflexion en amplitude est égal au rapport du champ réfléchi sur le champ incident (voir équation 2.7, 2.8). Ce champ peut être calculé en combinant les équations 2.27 et 2.31 [11].

$$\begin{bmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{p_0} \\ 1 & \frac{1}{p_0} \end{bmatrix} \prod_{j=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_j & p_j^{-1} \sin \delta_j \\ p_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(Z_N) \\ Z_0 H(Z_N) \end{bmatrix} \quad (2.32)$$

Or, d'après l'équation 2.28, H est relié à E dans le substrat ($z = z_N$) par :

$$Z_0 H(Z_N) = p_s E(Z_N) \quad (2.33)$$

L'équation 2.32 devient alors :

$$\begin{bmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \frac{1}{p_0} \\ 1 & \frac{1}{p_0} \end{bmatrix} \prod_{j=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_j & p_j^{-1} \sin \delta_j \\ p_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(Z_N) \\ p_s E(Z_N) \end{bmatrix} \quad (2.34)$$

Le rapport des champs E_0^- et E_0^+ de l'équation 2.34 permet de calculer aisément r le coefficient de réflexion en amplitude. Le facteur de réflexion polarisée se calcule directement par la relation [11] :

$$R = r \cdot r \quad (2.35)$$

R : est différent pour la polarisation TE et TM, respectivement, sous incidence oblique.

Dans le cas d'une lumière non polarisée, le facteur de réflexion total R est donc à moitié dû à la polarisation TE et à moitié dû à la polarisation TM [11].

2.5. La réflectivité

2.5.1. Définition de la Réflectivité

Dans une cellule solaire, on cherche à capter le maximum de photons utiles du spectre solaire qui seront absorbés et transformés en charges électriques libres [12]. Lorsqu'un rayonnement lumineux (I) est incident sur un matériau, une fraction (A) de ce rayonnement est absorbée, une fraction (R) est perdue par réflexion en surface et le reste (T) de cette énergie est perdue par transmission. On écrit alors [12] :

$$I = A + R + T \quad (2.36)$$

Les matériaux photovoltaïques usuels présentent en effet des indices de réfraction élevés. L'indice de réfraction dépend non seulement du matériau, mais aussi de la longueur d'onde [13].

2.5.2. Application à la couche antireflet

Le rôle de la couche antireflet (CAR) est d'adapter les indices optiques entre l'air (ou le verre) et le semiconducteur (SC) dont est faite la cellule afin de minimiser la réflexion. Pour annuler le coefficient de réflexion à une longueur d'onde donnée, il faut que le déphasage entre l'onde incidente réfléchiée à l'interface Air-CAR et l'onde incidente réfléchiée à l'interface CAR-SC soit en opposition de phase (interférences destructives). Il faut également que l'épaisseur de la CAR soit faible (ce qui est le cas) pour que les deux ondes puissent interférer et que la résultante soit nulle. Dans ce cas, l'onde incidente est intégralement transmise ou absorbée Fig.2.3 [11].

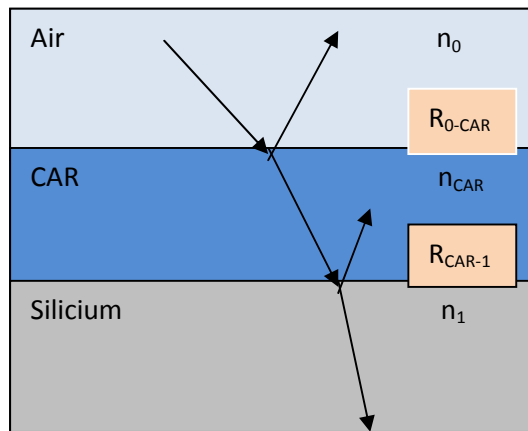


Figure.2.3. Réflexions dans le système Air/ couche antireflet CAR/Silicium

Repartons de l'équation (2.16) et considérons les réflexions aux deux interfaces. En première approximation, nous considérerons le cas où $k_{Si}=0$ c'est-à-dire pour des longueurs d'onde supérieures à 400 nm ($k_{Si} < 0.3$) [11] :

$$R_{0-CAR} = \frac{(n_0 - n_{CAR})^2}{(n_0 + n_{CAR})^2} = |r_{0-CAR}|^2 \quad (2.37)$$

$$R_{CAR-1} = \frac{(n_{CAR} - n_1)^2}{(n_{CAR} + n_1)^2} = |r_{CAR-1}|^2 \quad (2.38)$$

Avec r amplitude du coefficient de réflexion R . Si on raisonne sur les amplitudes des coefficients de réflexions des deux interfaces :

$$r_{0-CAR} = \frac{n_0 - n_{CAR}}{n_0 + n_{CAR}} \quad (2.39)$$

$$r_{CAR-1} = \frac{n_{CAR} - n_1}{n_{CAR} + n_1} \quad (2.40)$$

On en déduit l'amplitude du coefficient complexe de réflexion totale :

$$r_{0-1} = \frac{r_{0-CAR} + r_{CAR-1} e^{-i\varphi}}{1 + r_{0-CAR} r_{CAR-1} e^{-i\varphi}} \quad (2.41)$$

Où φ est le déphasage de l'onde entre les deux milieux :

$$\varphi = 4\pi \frac{n_{CAR} d_{CAR}}{\lambda} \quad (2.42)$$

L'objectif est d'annuler le coefficient de réflexion, il faut donc satisfaire les conditions :

$$r_{0-CAR} = r_{CAR-1} e^{-i\varphi} \quad (2.43)$$

$$r_{0-CAR} = r_{CAR-1} \quad (2.44)$$

La première condition est remplie si : $\varphi = (2l + 1)\pi$. Donc finalement si :

$$d = \frac{(2l+1)\lambda}{4n_{CAR}} \quad (2.45)$$

$$n_{CAR} = \sqrt{n_{C0} n_1} \quad (2.46)$$

Avec l , entier réel. C'est-à-dire que la couche antireflet doit être une lame quart d'onde pour l'onde incidente [14].

2.5.3. Les caractéristiques mathématiques d'une couche antireflet

2.5.3.1. Cas d'une incidence arbitraire

L'onde incidente est définie par l'amplitude maximale du champ électromagnétique E_0 (Fig.1.8), le déphasage est égal à [15] :

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} \quad (2.47)$$

Ou δ est la différence de marche ($\delta=2n_2.d.\cos\theta_2$), on considère que les angles d'incidences (et donc de réfraction) sont faibles, le déphasage devient:

$$\varphi = \frac{4\pi}{\lambda} n_2 \cdot d \quad (2.48)$$

Soient r_{ij} et t_{ij} les coefficients de réflexion et de transmission du milieu i vers le milieu j . Dans le cas ou le champ électrique E_0 à une incidence perpendiculaire au plan d'incidence, alors les coefficients de réflexion et de transmission entre les différents milieux s'exprimeront selon l'équation suivante [16] :

$$r_{12} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.49)$$

$$r_{21} = \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = -r_{12} \quad (2.50)$$

$$r_{23} = \frac{n_2 \cos \theta_2 - n_3 \cos \theta_3}{n_2 \cos \theta_2 + n_3 \cos \theta_3} \quad (2.51)$$

$$t_{12} = \frac{2n_1 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.52)$$

$$t_{21} = \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} \quad (2.53)$$

$$t_{12} = \frac{2n_2 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_2 + n_3 \cos \theta_3} \quad (2.54)$$

- **Le champ réfléchi**

On à :

$$E_r = r_{12} [r_{12} + t_{12}t_{23}t_{21}e^{j\varphi} (1 + r_{21}r_{23}e^{j\varphi} + (r_{21}r_{23})^2e^{j2\varphi} + (r_{21}r_{23})^3e^{j3\varphi} + \dots)] \quad (2.55)$$

Le champ électrique réfléchi s'exprime en fonction d' E_0 , r_{12} , r_{21} , r_{23} , t_{12} , t_{21} et le déphasage entre les rayons réfléchis φ :

$$E_r = \left[\frac{r_{12} + (t_{12}t_{23}t_{21})e^{j\varphi}}{1 - r_{21}r_{23}e^{j\varphi}} \right] \quad (2.56)$$

- **Le champ transmis t**

Le champ électrique transmis jusqu'au milieu d'indice de réfraction n_3 est illustré par la formule :

$$E_t = \frac{E_0 t_{12} t_{23}}{(1 - r_{21} r_{23} e^{j\varphi})} \quad (2.57)$$

- **Intensités I_r et I_t**

L'intensité réfléchies et transmises entre les trois milieux défiante sont données par :

$$I_r = E_r E_r = I_0 \left[\frac{r_{12}^2 + ((t_{12}r_{23}t_{21})^2 + 2r_{12}r_{23}t_{12}t_{21}(\cos \delta - r_{12}r_{23}))}{((1 - r_{21}r_{23})^2 + 4r_{21}r_{23} \sin^2(\frac{\delta}{2}))} \right] \quad (2.58)$$

$$I_t = E_t E_t = I_0 \left[\frac{(t_{12}t_{23})^2}{((1 - r_{21}r_{23})^2 + 4r_{21}r_{23} \sin^2(\frac{\delta}{2}))} \right] \quad (2.59)$$

2.5.3.2. Cas d'une incidence normale

En incidence normale, les coefficients de réflexion et de transmission s'expriment par l'équation suivant :

$$r_{12} = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.60)$$

$$r_{21} = \frac{n_2 - n_1}{n_1 + n_2} = -r_{12} \quad (2.61)$$

$$r_{23} = \frac{n_2 - n_3}{n_2 + n_3} \quad (2.62)$$

$$t_{12} = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (2.63)$$

$$t_{21} = \frac{2n_2}{n_1+n_2} \quad (2.64)$$

$$t_{23} = \frac{2n_2}{n_2+n_3} \quad (2.65)$$

Pour annuler les réflexions, la condition d'interférences destructives c'est-à-dire, $r_{ij} = -r_{ji}$ doit être assurée, c'est le principe des couches antireflets [16].

Dans le cas où le déphase $\varphi = \pm\pi$, l'expression de l'épaisseur de la couche sera :

$$d = \frac{\lambda}{4n_2} \quad (2.66)$$

Le champ réfléchi dans ce cas nul ($E_r=0$), cela induit à écrire [17-19] :

$$n_2 = \sqrt{n_1 \cdot n_3} \quad (2.67)$$

2.6. Conclusion

Dans ce chapitre a été introduite le modèle mathématique de calcul de la réflectivité basée essentiellement sur la méthode des matrices caractéristiques qui jouit d'une simplicité remarquable tant sur son plan théorique que lors de sa mise en application pour la détermination de la réflectivité des CARs considérés dans le présent travail à savoir une simple couche de SiO₂, une simple couche de HfO₂ et un CAR double (DCAR SiO₂/HfO₂). Les résultats obtenus seront présentés et discutés dans le chapitre suivant.

REFERENCES

- [1] E. Fourmond., Développement de techniques de dépôt plasma et photo assistées pour la réalisation de couches antireflets passivantes en SiN_x:H sur silicium multicristallin pour applications photovoltaïques, Thèse EDML. Lyon : LPM - INSA de Lyon, 127 p.
- [2] Waves IN Media, <http://web.umr.edu/~hale/courses/423/> Chapter2.pdf
- [3] V. Maroutiounian, K. Maroutyan, A. Zatikyan, K. Touryan, Calculations of the reflectance of porous silicon and other antireflection coating to silicon solar cells, Thin solid Films, vol. 403, 2002, pp. 517-521.
- [4] S. Setzu, Réalisation et étude de structures à modulation d'indice optique en silicium poreux, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier : Grenoble1- France, 1999.
- [5] E. Pelletier, La réalisation des systèmes optiques de surface, Systèmes optiques, Ecole d'été : Institut d'études scientifiques de Cargèse – France, Vol. I, 1991.
- [6] A. Callard, Elaboration et caractérisation de couches diélectriques pour l'optique, Thèse : Ecole Centrale de Lyon, 1996, pp 13-14.
- [7] M. Orgeret, les piles solaires le composant et ses applications, Paris Masson, 1985, pp. 87-143.
- [8] J. Zhao, M. Green, Optimized antireflection coatings for high-efficiency solar cells, IEEE Trans. Elect. Dev., vol.38, N°8,1991, pp.1925-1934.
- [9] P. Nubile, Analytical design of antireflection coatings for silicon photovoltaic devices, Thin solid films, N° 342, 1999, pp. 257-261.
- [10] A. Callard, A. Gagnaire, J. Joseph, Fabrication and characterisation of graded refractive index silicon oxynitride thin films, J.Vac.Sci.Technol. vol. A15, 1997, pp. 2088-2094.
- [11] M. Orgeret, les piles solaires : le composant et ses applications, édition masson, 1985.
- [12] E. Palik, hand book of optical constants of solids, academic press handbook series, orlando, 1985.
- [13] L. Zighed, étude de l'influence de nouveaux films antiréfléchissants sur la conversion photovoltaïque. thèse doctorat, université de constantine, 2007.
- [14] E. Fourmond, Développement de techniques de dépôt plasma et photo assistées pour la réalisation de couches antireflets passivantes en SiN_x:H sur silicium multicristallin

- pour applications photovoltaïques, Thèse EDML. Lyon : LPM - INSA de Lyon, 127 p.
- [15] D. Julien. Thèse Doctorat. Elaboration et caractérisation de couches de $\text{SiO}_x\text{N}_y:\text{H}$ et $\text{SiN}_x:\text{H}$ réalisées par méthode PECVD : application à la face arrière des cellules photovoltaïques en silicium.
- [16] j. lelivre, « élaboration de $\text{SiN}_x:\text{H}$ par PECVD : optimisation des propriétés optiques, passivates et structurales pour photovoltaïques » mémoire de doctorat, Institut National des sciences Appliquées de lyon, (2007)
- [17] A. Mouhoub, « procédés technologique alternatif de réalisation des photopiles solaire au silicium cristallin » .Rev. Energ. Ren. Vol. 4, (2001), 11-22.
- [18] O. Boussoum, « Etude de l'effet d'une couche mince de TiO_2 sur les paramètres d'une cellule solaire au silicium ». mémoire de Magister, Université Mouloud Mammeri de Tizi-Ouzou, (2011).
- [19] A. Bally, « Electronic propieties of nano crystalline titanium dioxide thin films ». Thèse Doctorat, école polytechnique fédérale de LAUANNE, (1999).