



REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEURE ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE ABOU-BEKR BELKAID - TLEMCCEN

THÈSE

Présentée à :

FACULTE DES SCIENCES – DEPARTEMENT DE PHYSIQUE

Pour l'obtention du diplôme de :

DOCTORAT EN SCIENCES

Spécialité: Energies Renouvelables

Par :

Mr SAHOUANE Nordine

Sur le thème

Elaboration, Modélisation et Caractérisation des Cellules Solaires de type IIIème Génération dotées de Couches Antireflets à Indice Graduel

Soutenue publiquement le 16/04/2016 à Tlemcen devant le jury composé de :

Mr CHABANE SARI Nasredine	Professeur	Université de Tlemcen	Président
Mr ZERGA Abdellatif	Professeur	Université de Tlemcen	Directeur de thèse
Mr GHAF FOUR Kheireddine	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
Mr LASRI Bomédiene	Professeur	Université de Saida	Examineur
Mr BOUDGENE STAMBOULI Amine	Professeur	Université d'Oran	Examineur

*Unité de Recherche des Matériaux et Energies Renouvelables(URMER)
BP 119, 13000 Tlemcen - Algérie*

Je dédie ce modeste travail :

*A ma chère et douce femme
A mes chers parents et mes sœurs
A ma belle-mère et beau père
A mes beaux frères
A toute ma famille et mes ami(e)s*

Remerciements

Ce travail s'est déroulé à l'Unité de Recherche en Energie Renouvelables et Matériaux (URMER) de l'Université de Tlemcen, je remercie Benyoucef Boumedian et Halim Ben Mansour de m'y avoir accueilli.

Je remercie vivement Zerga Abdellatif, responsable d'équipe Photovoltaïque 3^{ème} Génération, de m'avoir encadré et accueilli pour cette thèse. Il a su me faire profiter de son abondante expérience, tant théorique que pratique. Ces années passées sous sa direction furent très enrichissantes, à la fois sur le plan scientifique et sur le plan humain.

J'exprime toute ma gratitude à Monsieur CHABANE SARI Nasredine, Professeur à l'Université de Tlemcen, pour l'honneur qu'il m'a fait de présider le jury de ma thèse. Je tiens également à remercier chaleureusement le professeur GHAFFOUR Kheireddine pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Mes remerciements les plus chaleureux sont adressés à Monsieur LASRI Bomédiene professeur à l'université de Saida, d'avoir accepté d'examiner ce travail et d'avoir accepté de faire partie du jury de ma thèse. Que Monsieur BOUDGENE STAMBOULI Amine, Professeur à l'Université d'Oran, trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour l'intérêt qu'il a manifesté à ce travail et d'avoir accepté de faire partie du jury de ma thèse.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à madame Catherine BRU-CHEVALLIER, Directrice du l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (site INSA) de m'avoir accueilli pour un séjour et quelle a mis à ma disposition tous les équipements scientifiques pour la réalisation de ce travail.

Merci à Erwann Fourmond (INL) de m'avoir assisté au cours de mes différentes manipulations et pour ses multiples contributions à ce travail (fourniture d'échantillons, caractérisations, dépôt des couches). A travers sa personne, je remercie tout le personnel administratif et technique qui n'a jamais cessé de m'assister aussi bien dans les démarches administratives que dans les nombreuses expérimentations effectuées. Je veux nommer particulièrement: Felix Gerenton et vergin.

Finalement, je remercie ma douce femme ainsi que toute ma famille, mes ami(e)s, pour leurs soutiens continus durant ces années passées à l'URMER, qui resteront pour moi inoubliables.

Résumé

Le dépôt d'un revêtement antireflet sur les faces avant et arrière des cellules solaires est devenu une étape indispensable de la production industrielle solaire. Ils constituent un moyen efficace et peu coûteux pour assurer une faible réflectivité et une bonne passivation des cellules photovoltaïques en silicium. Ce travail de thèse s'attache à optimiser, réaliser et caractériser plusieurs couches antireflets de nitrure de silicium (SiN) associé aux couches d'oxynitrure de silicium (SiON) et d'oxyde de silicium (SiO₂) par la méthode PECVD, l'utilisation de ces différentes structures sur les faces arrières des cellules solaires de type PERT est une voie envisagée pour améliorer leurs propriétés de réflexion et donc leur rendement de conversion.

Les différents empilements des couches antireflets ont été caractérisés optiquement, les résultats confirment les différents résultats prédit par nos calculs théoriques, ils montrent que l'utilisation des multicouches sur les deux faces permettent d'avoir une meilleure réflectivité. En fin, une étude théorique de couche antireflet avec un indice graduel a été réalisée, le nouveau profil d'indice construit dans ce travail permet d'avoir des couches antireflets moins absorbantes et des réflectivités meilleures par rapport aux autres profils d'indices connus.

Les résultats précédents ont été complétés par une étude de optique réalisés à partir des couches de SiO₂ et de SiN_x: H sur la face arrière des cellules solaires de type PERT.

Elaboration, Modeling and Characterization of IIIrd Generation type Solar Cells with Antireflective Layers Gradual Index

Abstract

Depositing an antireflection coating on the front and back sides of the solar cells has become an indispensable element in solar industrial production, have been considered as an efficient and cheap material to minimize the silicon solar cell reflectivity and to ensure an excellent passivation. This work aims to optimize, produce and characterize more antireflective layers of silicon nitride (SiN) associate with layers of silicon oxynitride (SiON) and silicon oxide (SiO₂) by PECVD method, using these different structures on the rear side of the solar cell type PERT is a proposed way to improve their passivation and reflection properties and thus their conversion efficiency.

The various stacks of antireflective layers were characterized optically; the results confirm the different results predicted by our theoretical calculations, they show that use of multi-layer on both sides make it possible to have a better reflectivity. Finally, a theoretical study antireflection layer with a gradual index was performed, the new index profile constructed in this work allows for antireflective layers less absorbent and best reflectivity compared to other known showings profiles.

The results above have been supplemented by an optical study made from layers of SiO₂ and SiN_x: H on the back PERT type solar cells.

Table des matières

INTRODUCTION GENERALE	9
CHAPITRE I :	11
Cellules Photovoltaïques Classiques :	11
Introduction	11
1. Généralités sur le solaire	11
1.1. Rappels sur le rayonnement solaire.....	12
1.2. Unités utilisées dans le solaire	13
2. Les notions sur les semiconducteur	14
2.1. Les bases	14
2.2. Cas du silicium.....	15
3. La cellule photovoltaïque.....	15
3.1. Principe de fonctionnement de la cellule photovoltaïque.....	17
3.2. Caractéristique électrique et paramètres de la cellule photovoltaïque.....	18
a. Schéma électrique équivalent	21
b. Choix de matériau de base	22
c. Rendement quantique et réponse spectrale	22
3.3. Techniques de fabrication d'une cellule photovoltaïque conventionnelle en mc-Si	23
a. Élaboration des lingots de silicium multicristallin.....	23
b. Découpe	23
c. Traitement de surface et texturisation.....	23
d. Formation de la jonction pn.....	24
e. Ouverture de la jonction	24
f. Couche antireflet et passivation de la face avant	24
g. Métallisation avant	24
h. Métallisation arrière.....	24
i. Co-firing	24
La	24
j. Soudures et test des cellules	25
4. Les pertes au niveau des cellules solaires classiques :	25
4.1. Les pertes physiques	25
4.2. Les pertes technologiques	26
5. Les solutions pour optimiser le rendement : le cas des cellules en silicium	27
6. L'amincissement des cellules photovoltaïques en silicium.....	27
7. Conclusion.....	29
CHAPITRE II :	30
Méthode de dépôt et techniques de caractérisation	30
1. Matériaux de base pour les applications optiques.....	30
1.1. Le silicium	30
1.2. Les Oxydes, les Oxynitrures et les Nitrures	31
1.2.1. Les Oxydes.....	31
1.2.2. Le nitrure de silicium	33
a. Composition du nitrure de silicium amorphe.....	33

b.	Les propriétés optiques de nitrure de silicium	34
c.	Les propriétés de passivation de nitrure de silicium	35
d.	La chimie de dépôt et l'élaboration de SiNx : H par PECVD	36
1.2.3.	L'Oxynitrure de silicium	39
a.	L'oxynitrure de silicium stoechiométrique	40
b.	Chimie du dépôt de SiON	41
c.	Propriétés optiques SiO _x Ny	41
1.2.4.	L'oxyde de silicium	41
2.	Techniques d'élaboration des couches diélectriques	43
2.1.	Dépôts chimiques en phase vapeur	43
2.2.	Dépôts chimiques en phase vapeur assisté par plasma	44
2.3.	Les différentes configurations de réacteurs PECVD	45
a.	Réacteurs de type direct	45
b.	Réacteurs de type remote (ou post-décharge)	46
2.4.	Le réacteur LF-PECVD direct (440 kHz) de L'INL de Lyon	46
2.4.1.	Description du réacteur	46
3.	Principales méthodes de caractérisation	48
3.1.	Ellipsométrie spectroscopique	48
3.2.	Mesure de réflectivité	50
4.	Conclusion	51

CHAPITRE III :52

Couches Minces Optiques : Approche Théorique.....52

Introduction	52
1. Théorie et Modèles des couches diélectriques	53
2. La méthode de transfert matricielle	53
2.1. Les équations de Maxwell et les ondes électromagnétiques planes	54
2.2. Le vecteur de Poynting	59
3. Une simple frontière d'une surface	61
3.1. Incidence normal	63
3.2. Incidence oblique	65
3.3. L'admittance optique pour une incidence oblique	69
3.4. Incidence normale dans des couches absorbante	70
3.5. Incidence oblique dans les couches absorbante	74
4. Simple et doubles couches antireflets	77
5. Les multicouches antireflets	80
6. Effet de la forme de la surface réfractaire sur les propriétés optiques	82
7. Résumé de l'approche	83
8. Conclusion	86

CHAPITRE IV :87

Résultats et Discussions87

Introduction	87
1. Substrat semiconducteur recouvert par un empilement diélectriques	88
1.1. Les simples couches antireflets	88
1.1.1. Cas d'une cellule non encapsulée recouverte par une SCAR pour une incidence normale	89
1.1.2. Cas d'une cellule non encapsulée recouverte par une SCAR pour une incidence oblique	92
1.1.3. Cas d'une cellule encapsulée pour une incidence normale	94

1.1.4.	Cas d'une cellule encapsulée pour une incidence oblique.....	95
2.	Le dépôt d'une simple couche antireflet.....	96
2.1.	Variation de l'indice optique.....	96
2.2.	Variation de l'épaisseur des couches	98
3.	Développement des multicouches antireflets (MCAR)	99
3.1.	Les doubles couches antireflets.....	100
3.1.1.	Cas d'une cellule plane non encapsulée recouverte par une DCAR pour une incidence normal et oblique.....	100
3.1.2.	Cas d'une cellule encapsulée recouverte par une DCAR pour une incidence normale et oblique.....	106
3.2.	Effet de la texturisation et des réflexions multiples sur les propriétés optiques et électriques des cellules solaire	109
4.	Vers les multicouches antireflets	113
4.1.	Résultats expérimentaux et théoriques (Mise en place et caractérisation des multicouches).....	113
5.	Les couches antireflets avec un indice graduel	119
6.	Utilisation des couches de SiO ₂ et SiN _x sur les surfaces arrière des cellules photovoltaïques en silicium de type PERT.....	122
6.1.	Réfectivité de la face arrière	122
6.2.	Optimisation de réflecteur arrière	122
7.	Conclusion	125
CONCLUSION ET PERSPECTIVES		127
BIBLIOGRAPHIES		129

Introduction Générale

Les dispositifs optiques modernes nécessitent de plus en plus l'ajout de couches minces permettant une meilleure transmission des ondes électromagnétiques dans un domaine particulier (revêtements antireflet), ou la transmission de certaines longueurs d'onde et la réflexion pour les autres (filtres), ou encore des couches hautement réfléchissantes.

Le silicium a souvent été qualifié de matériau du siècle. Avec ses multiples formes et ses nombreux composés (oxyde, nitrure, oxynitrure), ses domaines d'application ne cessent de s'élargir. Il est bien connu que les matériaux amorphes à base de silicium et élaborés sous forme de couches minces jouent un rôle important dans plusieurs domaines d'applications, notamment l'optique et la microélectronique. Les composés tels que l'oxyde de silicium (SiO_2) et le nitrure de silicium (Si_3N_4) sont largement utilisés pour la réalisation de dispositifs optiques modernes comme les couches antireflets dans les cellules solaires.

Dans la fabrication des cellules photovoltaïques en silicium, le dépôt d'une couche mince en utilisant l'un de ces composés sur les faces avant et arrière des cellules est une étape très importante. En effet, ces matériaux font office d'une couche antireflet (CAR) sur la face avant, qui permet de réduire considérablement les pertes optiques et d'un réflecteur arrière sur la face arrière pour récupérer les photons de grande longueur d'onde. De plus, leurs compositions chimiques et en particulier sa grande teneur en hydrogène pour le nitrure de silicium hydrogéné, leurs confèrent des propriétés remarquables pour neutraliser (passiver) les défauts situés à la surface et dans le volume du silicium, notamment pour un substrat multicristallin. Toutefois, l'exploitation des différentes propriétés, particulièrement optique n'est pas chose facile, pour cela la modélisation et l'optimisation de ces couches est nécessaire. Ce travail de thèse s'attache à apporter une contribution à la compréhension de ces matériaux et leurs utilisations dans le domaine solaire.

Une grande partie de ce travail a été consacré à la modélisation et à la simulation de couches antireflet et des réflecteurs arrière. Une autre partie expérimentale a été réalisée, dans laquelle nous avons réalisé plusieurs dépôts de ces couches par le réacteur de dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) pour confirmer nos différents résultats théoriques.

Le plan de cette thèse se décompose de la manière suivante :

Au cours de premier chapitre, nous abordons le fonctionnement de la cellule photovoltaïque en silicium. Nous y rappelons le principe de la conversion photovoltaïque, ainsi que les différents facteurs influençant le rendement de conversion. Nous exposons également les technologies

utilisées pour réduire les pertes, avec une attention particulière sur la contribution des couches antireflets.

Dans le chapitre II, nous présentons dans un premier temps les différents matériaux utilisés comme couche antireflet, une attention particulière a été donnée pour le nitrure de silicium, l'oxynitrure de silicium et l'oxyde de silicium. Ensuite, La technique de dépôt PECVD et les principales techniques de caractérisation optiques utilisées sont décrites (ellipsométrie spectroscopique et mesure de réflectivité).

Le chapitre III expose la partie théorique de la thèse, un aperçu général sur les modèles et les approches utilisés dans le domaine optique sont exposées. Nous présentons en détail l'approche utilisée au cours de ce travail qui est la Méthode de Transfert Matriciel (TMM). Nous abordons ensuite en détail les équations optiques et leurs applications sur les différentes surfaces et structures antireflets. Nous finirons ce chapitre par un résumé des principales équations optiques (Réflectivité, Transmission et Absorption).

Enfin, nous verrons dans le chapitre IV, les différents résultats et les applications possibles des combinaisons des couches antireflets pour la cellule photovoltaïque. La première partie a été consacré à l'étude et l'optimisation des différents empilements antireflets avec, notamment, leurs propriétés optiques sur la face avant des cellules. Au cours de la deuxième partie, nous validons nos différents résultats théoriques par des résultats expérimentaux qu'on a réalisés au niveau de l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL). Une étude théorique sur les couches antireflets à indice graduel a été réalisée par la suite. Enfin, nous terminerons ce chapitre par une étude des propriétés optiques des empilements de diélectrique sur les faces arrières des cellules solaire de type PERT.

Chapitre I :

Cellules Photovoltaïques Classiques : Principe, enjeux et perspectives

Introduction

Ce chapitre présente les bases indispensables à la compréhension du sujet. Nous aborderons d'abord quelques notions sur la source d'énergie exploitée dans le domaine photovoltaïque : le rayonnement solaire. Nous présenterons l'étape standard de fabrication des cellules photovoltaïques en silicium multicristallin. Nous décrirons ensuite le fonctionnement des cellules photovoltaïques en silicium, leurs caractéristiques principales, ainsi les pertes physiques et technologiques limitant leurs rendement. Enfin, nous étudierons en détail les technologies mises en œuvre pour améliorer les performances des cellules solaires, en se focalisant sur l'apport des couches antireflets à réduire la réflectivité sur la face avant de la cellule et à augmenter la réflexion sur la face arrière.

1. Généralités sur le solaire

L'épuisement des ressources fossiles, à plus ou moins long terme, et la flambée des cours du brut, la lutte contre les émissions de gaz à effet de serre, rendent urgents la maîtrise des consommations et la diversification des sources d'énergie : l'utilisation et le développement des énergies renouvelables.

On considère qu'une énergie est renouvelable, toute source d'énergie qui se renouvelle assez rapidement pour être considérée comme inépuisable (solaire par exemple). Les énergies renouvelables sont issues de phénomènes naturels réguliers ou constants provoqués principalement par le Soleil (l'Energie solaire) mais aussi par l'eau (Hydraulique), par le vent (Eolienne), par différents déchets naturelles (Biomasse) et par la chaleur intérieur de la terre (Géothermie).

La figure I. 1 montre les différentes quantités d'énergie qu'on peut produire par les énergies renouvelables en une année comparé à la consommation énergétique mondiale.

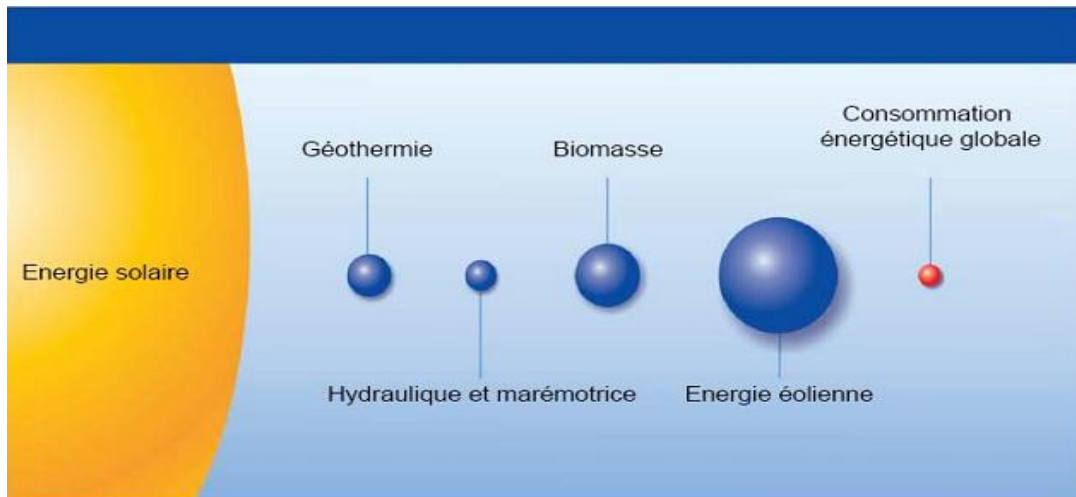


Figure I. 1 : Potentiel de différentes sources d'énergie renouvelables [phtov]

1.1. Rappels sur le rayonnement solaire

Le soleil produit de l'énergie en abondance, beaucoup plus que nous pouvons consommer. Même avec notre grand besoin d'énergie, le soleil fournit 10 000 fois la consommation de l'humanité entière.

Avec une espérance de vie de plusieurs milliards d'années, il est aussi la source d'énergie la plus durable. Pour couvrir la totalité des besoins mondiaux en électricité avec le solaire photovoltaïque, une surface de 145 000 km² serait suffisante dans les conditions européennes d'ensoleillement. Cette surface correspond seulement à 1,5% de la superficie de l'Europe.

Parmi les avantages que représente l'énergie solaire :

- ✓ La densité de puissance maximale de rayonnement total à la surface de la terre est bien plus élevée que les autres énergies comparables (1 000 W/m²).
 - ✓ Le rayonnement solaire est accessible à tous.
 - ✓ Les zones ensoleillées sur la planète correspondent en majeure partie aux régions du peuplement humain.
 - ✓ L'évolution du rayonnement solaire au cours du temps est facile à prévoir.
 - ✓ L'exploitation de l'énergie solaire n'entraîne strictement aucun risque pour l'environnement (marée noire, incident de réacteurs...).
 - ✓ L'utilisation de l'énergie solaire peut permettre de soulager les tensions internationales. Elle contribue ainsi à l'échelle mondiale à éviter les conflits militaires autour des énergies fossiles.
- La Figure I. 2 montre la quantité de rayonnement solaire dans le monde en KWh/m².an. On remarque que la zone où se trouve l'Algérie est la zone la plus ensoleillée, avec un ensoleillement qui dépasse le 2100 KWh/m².an (au Sahara d'Algérie).

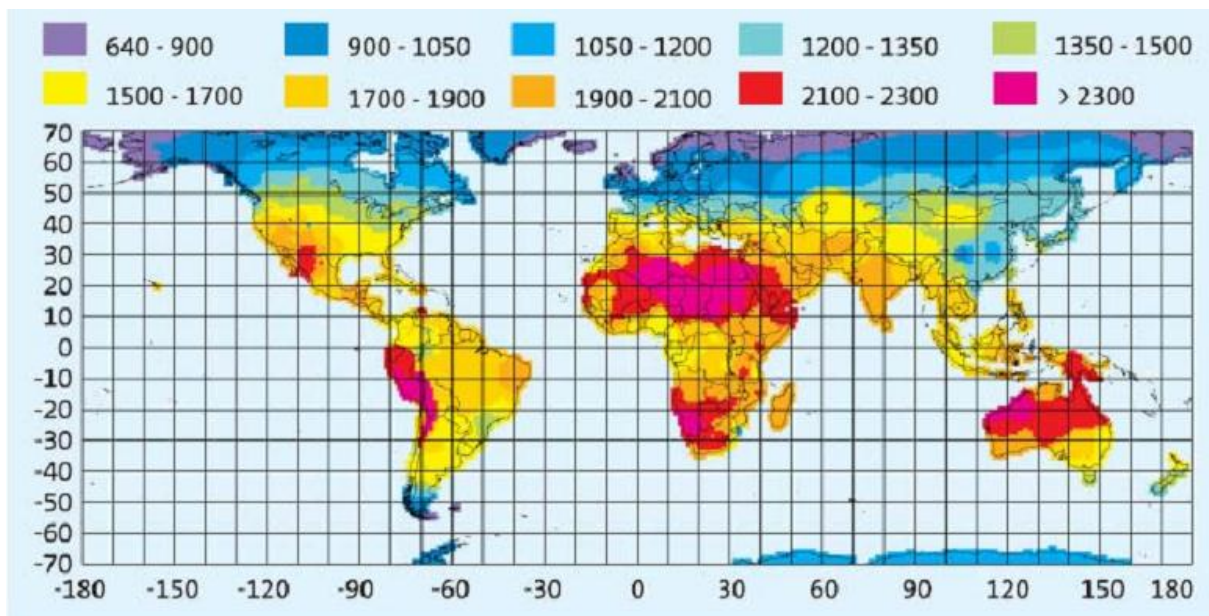


Figure I. 2 : Rayonnement solaire à travers le monde [phtov]

1.2. Unités utilisées dans le solaire

L'éclairement ou irradiance est défini comme une puissance reçue par une surface. Il s'exprime en W/m^2 (watt par mètre carré). Le S.I. (Système International d'unités) recommande d'utiliser le symbole E. L'irradiation ou rayonnement est l'énergie reçue par une surface, elle s'exprime en J.m^{-2} (joule par mètre carré). L'ISES (International SolarEnergy Society) recommande le symbole H. D'autres unités plus courantes sont le Wh/m^2 (wattheure par mètre carré) bien que ce dernier ne doit pas être utilisé puisque n'appartenant pas au système international d'unités(SI).

Le soleil décharge continuellement une énorme quantité d'énergie radiante dans le système solaire, la terre intercepte une toute petite partie de l'énergie solaire rayonnée dans l'espace. Une moyenne de 1367 watts atteint chaque mètre carré du bord externe de l'atmosphère terrestre (pour une distance moyenne Terre-soleil de 150 Millions de km), c'est ce que l'on appelle la constante solaire égale à 1367 W/m^2 . La part d'énergie reçue sur la surface de la terre dépend de l'épaisseur de l'atmosphère à traverser, celle-ci est caractérisée par le nombre de masse d'air AM.

Le rayonnement qui atteint le niveau de la mer à midi dans un ciel clair est de 1000 W/m^2 et est décrit en tant que rayonnement de la masse d'air "1" (ou AM1). Lorsque le soleil se déplace plus bas dans le ciel, la lumière traverse une plus grande épaisseur d'air, perdant plus d'énergie. Puisque le soleil n'est au zénith que durant peu de temps, la masse d'air est donc plus grande en permanence et l'énergie disponible est donc inférieure à 1000 W/m^2 .

Les scientifiques ont donné un nom au spectre standard de la lumière du soleil sur la surface de la terre : AM1.5G ou AM1.5D.

Le nombre "1.5" indique que le parcours de la lumière dans l'atmosphère est 1.5 fois supérieur au parcours le plus court du soleil, c'est-à-dire lorsqu'il est au zénith (correspondant à une inclinaison du soleil de 45° par rapport au zénith). Le « G » représente le rayonnement "global" incluant rayonnement direct et rayonnement diffus et la lettre « D » tient compte seulement du rayonnement direct.

Signalons que, outre l'incidence de l'atmosphère, l'irradiation solaire dépend :

- ✓ de l'orientation et l'inclinaison de la surface,
- ✓ de la latitude du lieu et son degré de pollution,
- ✓ de la période de l'année,
- ✓ de l'instant considéré dans la journée,
- ✓ de la nature des couches nuageuses.

2. Les notions sur les semiconducteur

La conversion du rayonnement solaire en courant électrique, appelée conversion photovoltaïque, est basée sur la notion de la jonction. Une maîtrise de celle-ci nécessite une connaissance adéquate de la physique des semiconducteurs.

2.1. Les bases

Dans une première approche (électrique), le semiconducteur est considéré comme un matériau solide avec une conductivité $10^4 > \sigma > 10^{-8} (\Omega.cm)^{-1}$. Dans un semiconducteur, la conductivité électrique est menée grâce à deux types de porteurs : les électrons « libres » et les trous.

La conductivité d'un matériau dépend de l'état de la dernière bande d'énergie occupée par les électrons. Ainsi, pour une température de 0 K, un matériau conducteur a sa dernière bande partiellement remplie alors que dans le cas d'un semi-conducteur ou d'un isolant, la dernière bande occupée est complètement remplie (bande de valence) et la bande suivante est vide (bande de conduction). Entre les deux, il y a une bande interdite d'une largeur qui est fonction du matériau appelé communément "gap". La valeur du gap différencie les matériaux semi-conducteurs des matériaux isolants.

2.2. Cas du silicium

L'industrie photovoltaïque utilise aujourd'hui à près de 90% le silicium comme matériau de base pour les cellules photovoltaïques. Celui-ci présente l'avantage d'être abondant sur Terre et de s'extraire facilement de la silice (généralement sous forme de quartz).

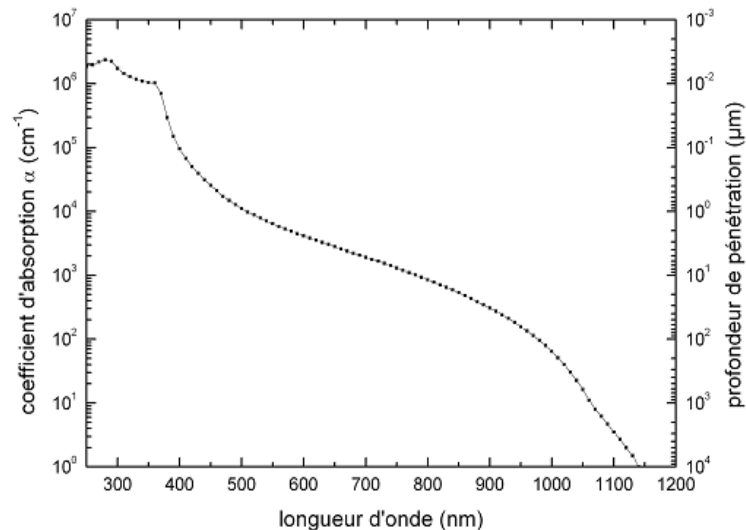


Figure I. 3 : Evolution du coefficient d'absorption du silicium et de la profondeur de pénétration des photons en fonction de la longueur d'onde [Honsberg].

Le silicium est un semi-conducteur ayant une structure de bandes à gap indirect d'une valeur de 1,12 eV à température ambiante ce qui signifie qu'un photon d'une longueur d'onde inférieure à 1107 nm pourra générer une paire électron-trou. On parle de photogénération.

Le silicium possède également un gap direct à 3,4 eV qui donnera lieu à des transitions radiatives pour des longueurs d'ondes inférieures à 365 nm. Concrètement, ces deux gaps vont permettre l'absorption des photons incidents (création de paires électrons-trous) par le silicium dont l'efficacité dépendra de la longueur d'onde des photons incidents (Figure I. 3).

3. La cellule photovoltaïque

La cellule solaire est un composant semiconducteur qui convertit l'éclairement incident en puissance électrique. Le phénomène mis en jeu, l'effet photovoltaïque consiste en l'apparition d'une différence de potentiel quand on génère des porteurs de charge par excitation lumineuse, au voisinage d'une jonction.

La structure photovoltaïque la plus classique est une mono-jonction. Le contacte de la face éclairée à la forme d'une grille qui n'occulte qu'une faible portion de la surface (5 à 10%). La face

arrière est entièrement métallisée. Afin de réduire les pertes par réflexion du rayonnement incident, une couche antireflet recouvre uniformément toute la face avant (Figure I.4).

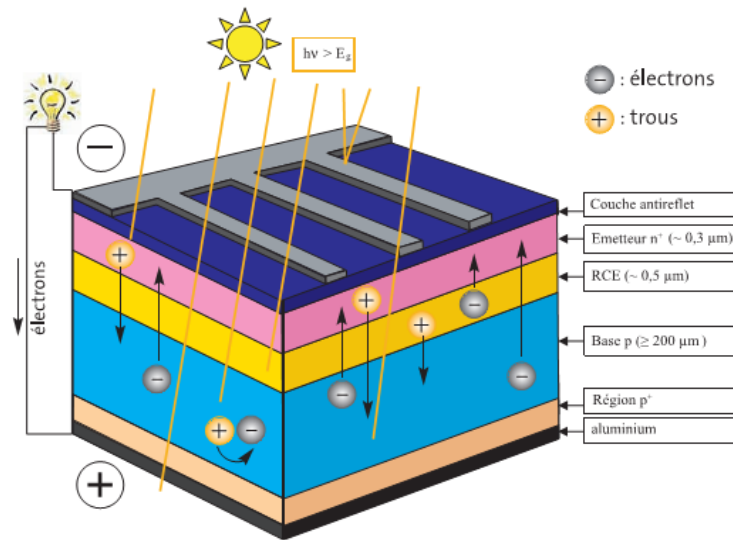


Figure I. 4 : Exemple d'une cellule solaire classique [Bernard]

Les meilleurs résultats confirmés des cellules et modules solaires sont représentés dans les Tableaux I et II [Green]. Le Tableau I résume les meilleures mesures pour les cellules tandis que le Tableau II montre les meilleurs résultats pour les modules.

Tableau I les meilleurs résultats des cellules pour différentes technologies mesurées sous le spectre de AM1.5 mondiale (1000 W / m²) à 25 ° C [Green].

Classification		Rendement (%)	Surface (cm ²)	V _{co} (V)	J _{cc} (mA/cm ²)	FF (%)	Description
Silicium	Si (Cristallin)	25.0 ± 0.5	4.00	0.706	42.7	82.8	UNSW PERL [Zhao]
	Si (Multicristalline)	20.4 ± 0.5	1.002	0.664	38.0	80.9	FhG-ISE [Schultz]
	Si (Thin Film Transfer)	19.1 ± 0.4	3.983	0.650	37.8	77.6	ISFH (43 µm thick) [Petermann]
III-V cells	GaAs (Thin Film)	28.3 ± 0.8	0.9944	1.107	29.47	86.7	Atladevices
	GaAs (Multicristalline)	18.4 ± 0.5	4.011	0.994	23.2	79.7	RTI. Ge Substrate [Venkatasubramanian]
	InP (Cristalline)	22.1 ± 0.7	4.02	0.878	29.5	85.4	Spire. Epitaxial [Keavney]
Amorphous/nano crystalline Si	Si (Amorphous)	10.1 ± 0.3	1.036	0.886	16.75	67.0	Oerlikon Solar Lab Neuchatel [Benagli]
	Si (nanocrystalline)	10.1 ± 0.2	1.199	0.539	24.4	76.6	Kaneka (2 mm on glass [Yamamoto])
Organic	Organic thin film	10.0 ± 0.3	1.021	0.899	16.75	66.1	Mitsubishi Chemical [Service]
Multijunction devices	GaInP/GaInAs/Ge	34.1 ± 1.2	30.17	2.691	14.7	86.0	AZUR (monolithic) [Bett]
	a-Si/nc-Si/nc-Si (thin film)	12.4 ± 0.7	1.050	1.936	8.96	71.5	United Solar [Banerjee]
	a-Si/nc-Si (thin film cell)	12.3 ± 0.3	0.962	1.365	12.93	69.4	Kaneka [Green 1]

Tableau II les meilleurs résultats des module solaire pour différentes technologie mesurées sous le spectre de AM1.5 mondiale (1000 W / m2) à 25 ° C [Green].

Classification	Rendement (%)	Surface (cm ²)	V _{co} (V)	J _{cc} (mA/cm ²)	FF (%)	Description
Si (crystalline)	22.9 ± 0.6	778	5.60	3.97	80.3	UNSW/Gochermann[Zhao 1]
Si (multicrystalline)	18.2 ± 0.4	14 709	38.29	9.11	76.7	Schott Solar (60 serial cells) [Bett]
Si (thin-film polycrystalline)	8.2 ± 0.2	661	25.0	0.320	68.0	Pacific Solar (1–2 mm on glass) [Basore]
GaAs (thin film)	23.5 ± 0.7	856.8	10.77	2.222	84.0	Alta Devices [Green 1]
CIGS	15.7 ± 0.5	9703	28.24	7.254	72.5	Miasole[Zhao 1]
CdTe	12.8 ± 0.4	6687	94.1	1.27	71.4	PrimeStar [Green 1]

3.1. Principe de fonctionnement de la cellule photovoltaïque

Le principe d'une cellule photovoltaïque est de transformer des photons absorbés par un semiconducteur en porteurs de charges électriques (électrons et trous). Cette création de charges va entraîner la création d'une différence de potentiel aux bornes d'électrodes et d'un courant électrique dans un circuit connecté aux électrodes. La Figure I.5 présente le principe de fonctionnement d'un générateur photovoltaïque d'électricité.

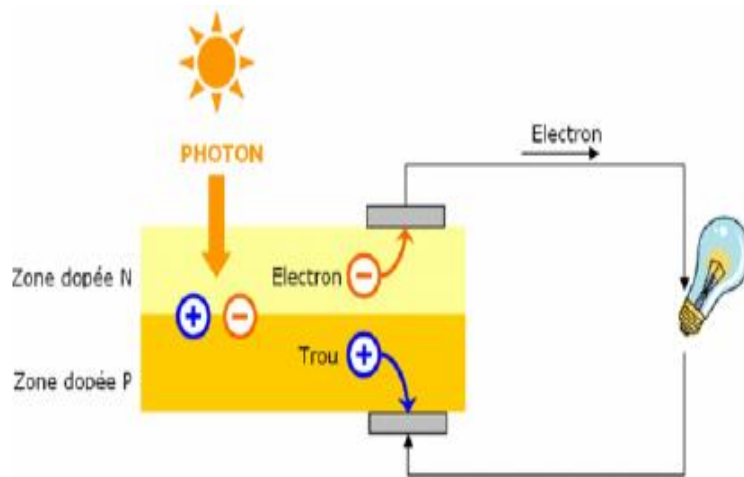


Figure I.5 : Principe de fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

Une cellule photovoltaïque comporte deux parties, l'une présentant un excès d'électrons et l'autre un déficit en électron, dites respectivement dopée n et dopée p. Lorsque la première est mise en contact avec la seconde, les électrons en excès dans le matériau n diffusent dans le matériau p. La zone initialement dopée n devient chargée positivement et la zone initialement dopée p chargée négativement, il se crée donc entre elles un champ électrique qui tend à repousser les électrons dans la zone n et les trous dans la zone p. Une jonction dite p-n a été formée.

En ajoutant des contacts métalliques sur les zones n et p, une diode est obtenue. Lorsque la jonction est éclairée, les photons d'énergie supérieurs ou égale à la largeur de la bande interdite E_g (1,12 eV pour le silicium) communique leurs énergies aux atomes où chacun fait passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction et laisse aussi un trou capable de se mouvoir. Ce dernier, engendre ainsi une paire électron/trou [Abdo].

Si une charge est placée aux bornes de la cellule, les électrons de la zone n rejoignent les trous de la zone p via la connexion extérieure donnant naissance à une différence de potentiel : le courant électrique circule (Figure I.6).

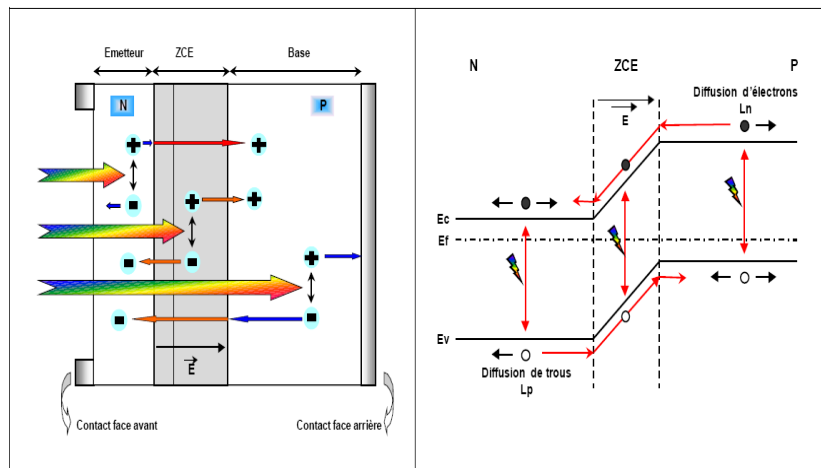


Figure I. 6: Structure d'une cellule (à gauche) et son diagramme de bande (à droite) [ABDO].

3.2. Caractéristique électrique et paramètres de la cellule photovoltaïque

La partie principale d'une cellule photovoltaïque est une jonction PN. C'est l'éclairement de cette jonction qui va générer des porteurs de charges et permettre de récupérer une puissance électrique. On distingue deux régimes de fonctionnement qui dépendent de la polarisation de la diode : la polarisation directe qui correspond au régime passant (si le potentiel appliqué est supérieur à celui de la barrière de potentiel V_0) et la polarisation inverse qui correspond au régime bloqué (Figure I. 7 : courbe sous obscurité). En régime passant, la barrière de potentiel est levée, les porteurs majoritaires peuvent traverser la jonction sans être bloqués, un courant apparaît. En régime bloqué, seuls les porteurs minoritaires peuvent créer un courant dans la diode car ils n'ont pas de barrière de potentiel qui les retiennent. Ce courant est le courant I_0 ou courant de saturation.

Sous éclaircissement :

Les photons incidents vont générer des paires électron/trou dont le comportement va différer selon la zone d'absorption :

- Dans la zone de charge d'espace (ZCE) engendrée par la jonction p-n, les paires électron/trou créées sont dissociées par le champ électrique. Les électrons sont accélérés

puis injectés dans la zone n (émetteur) et les trous dans la zone p (base). Un courant photocourant de génération est créé ;

- Dans les zones de base et d'émetteur, les porteurs minoritaires générés (trous dans l'émetteur et électron dans la base) vont diffuser vers la ZCE. S'ils atteignent cette dernière avant de se recombiner, ils sont injectés dans la zone n pour les électrons et dans la zone p pour les trous et deviennent majoritaires. Un photocourant de diffusion est créé.

Ces deux contributions s'ajoutant pour donner le photocourant de porteurs minoritaires résultant I_{ph} . Qui est proportionnel à l'intensité lumineuse.

Sous obscurité :

Le courant dans une telle structure de type jonction p-n est appelé courant d'obscurité et il a la forme suivante :

$$I_{obs} = I_0 \left(e^{\frac{qV}{nKT}} - 1 \right) \quad (I. 1)$$

Avec

q est la charge élémentaire ($q = 1.6.10^{-19}$ C),

V est la tension aux bornes de la jonction,

K est la constante de Boltzmann ($k = 1.38.10^{-23}$ J.K⁻¹) et

T est la température (K)

n facteur d'idéalité de la diode

Ce courant d'obscurité correspond au courant de diode (I_d), le courant délivré sur une charge par une cellule photovoltaïque éclairée s'écrit alors :

$$I(V) = I_{ph} - I_{obs}(V) \quad (I. 2)$$

Soit

$$I(V) = I_{ph} - I_s \left(e^{\frac{qV}{nKT}} - 1 \right) \quad (I. 3)$$

Ainsi, dans une cellule solaire, deux courants s'opposent : le courant d'éclairement et le courant d'obscurité. La caractéristique d'une cellule sous obscurité est identique à celle d'une diode tandis que sous éclairement la caractéristique à l'allure présentée sur la Figure I. 7.

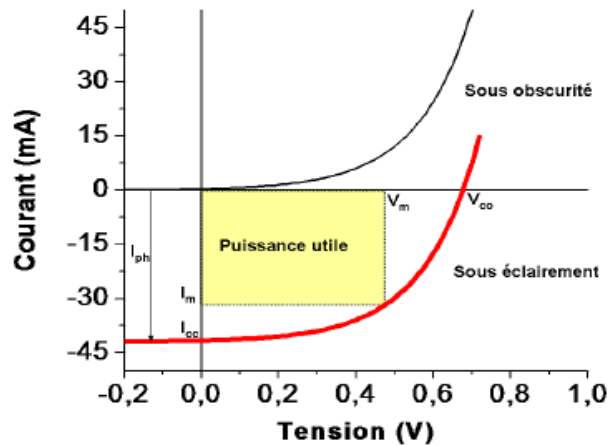


Figure I. 7: Caractéristiques courant-tension de la cellule photovoltaïque sous éclaircissement et sous obscurité.

L'intersection de la caractéristique courant-tension du dipôle associé à la cellule solaire avec la droite de charge définit le point de fonctionnement de ce circuit. Les deux régimes extrêmes sont la tension de circuit (V_{co}) ouvert mesurée aux bornes de la cellule sous éclaircissement et sans circuit de charge et le courant de court-circuit (I_{cc}) mesuré sous éclaircissement et en annulant la tension aux bornes de la cellule. Quand on se place au plus près du point de la caractéristique courant-tension pour lequel la puissance électrique (P_m) délivrée à la charge est maximum.

$$P_m = V_m I_m \quad (I. 4)$$

Avec I_m et V_m : courant et tension qui correspondent à la puissance maximale

Cette puissance s'accroît d'autant plus que le rapport de facteur de forme (FF) augmente.

$$FF = \frac{V_m I_m}{V_{oc} I_{cc}} \quad (I. 5)$$

Une autre caractéristique électrique importante est le rendement de conversion (η) qui est le rapport entre la puissance électrique maximale fournie par la cellule solaire et la puissance incidente (P_i) qu'elle reçoit :

$$\eta_{\%} = \frac{V_m I_m}{P_{iS}} 100 \quad (I. 6)$$

S : la surface totale de la cellule solaire

Le rendement de conversion dépend du spectre solaire. En fonction des caractéristiques d'absorption du matériau semi-conducteur, une partie plus ou moins importante de ce spectre sera utilisable pour la conversion photovoltaïque. En effet, les photons dont l'énergie est inférieure à la largeur de la bande interdite ne sont pas absorbés par le semi-conducteur. L'énergie en excès des photons absorbés se transforme en énergie cinétique, puis se perd thermiquement par collision avec les atomes de réseau cristallin. D'autres facteurs tels que les pertes par réflexion sur la surface éclairée malgré la texturisation et le dépôt d'une couche antireflet constitue une source

importante de perte, les caractéristiques électriques propre à la jonction comme le facteur de diode et la résistance série diminuent encore le rendement de conversion des cellules solaires.

a. Schéma électrique équivalent

L'équation (I.1) ci-dessous correspond à un cas idéal du fonctionnement de la cellule photovoltaïque. Pour tenir compte des limitations de la cellule et calculer le courant réellement délivré sur la charge du circuit extérieur, on introduit un modèle comportant une résistance série et une résistance parallèle. Ce modèle est représenté par le schéma électrique suivant (Figure I. 8)

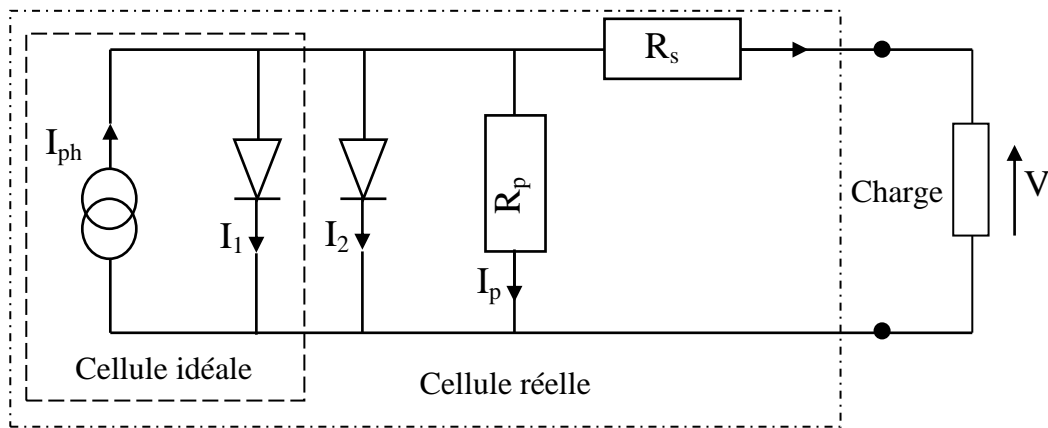


Figure I. 8 : Schéma électrique équivalent d'une cellule photovoltaïque réelle.

L'équation du courant devient :

$$I = I_1 + I_2 + I_p - I_{ph}$$

$$I = I_{01} \left(\exp \left(\frac{q(V-IR_s)}{n_1 kT} \right) - 1 \right) + I_{02} \left(\exp \left(\frac{q(V-IR_s)}{n_2 kT} \right) - 1 \right) + \frac{V-IR_s}{R_p} - I_{ph} \quad (I. 7)$$

Le schéma électrique équivalent d'une cellule solaire est ainsi composé d'une source de courant et de deux diodes en parallèle. La source de courant modélise le courant photogénéré I_{ph} . La première diode (facteur d'idéalité $n_1 \approx 1$) correspond au courant de diffusion dans la base et l'émetteur. I_{01} est le courant de saturation dû à ce phénomène. I_2 est le courant de génération/recombinaison ou d'effet tunnel dans la zone de charge d'espace, avec I_{02} est le courant de saturation et n_2 le facteur d'idéalité de la seconde diode ($n_2 \approx 2$).

b. Choix de matériau de base

Parmi les paramètres qui limitent le rendement de conversion d'une cellule solaire, la largeur de bande interdite E_g apparaît comme l'un des plus importants. C'est en effet l'énergie nécessaire à la création d'une paire électron-trou. En outre, elle fixe la valeur maximale de la tension de circuit ouvert. On emploie d'ailleurs le terme de facteur de tension F pour exprimer le rapport entre ces deux paramètres :

$$F = q \frac{V_{co}}{E_g} \quad (\text{I. 8})$$

La photo-tension théorique maximale est la tension de diffusion qui dépend de la concentration en impuretés. Celle-ci ne peut atteindre une valeur proche de la tension correspondant à la largeur de la bande interdite, que pour des matériaux très dopés où le niveau de Fermi est voisin de bord de bande. Cela engendre une diminution de la longueur de diffusion des porteurs excédentaires et les porteurs de charge se recombinent avant d'atteindre la jonction. Le courant de court-circuit décroît.

On peut atteindre des rendements théoriques compris entre 10 et 30% avec certains semi-conducteurs tels que le silicium (Si), le germanium (Ge), le phosphore d'indium, le sulfure de cadmium, l'arséniure de gallium (GaAs).

c. Rendement quantique et réponse spectrale

La réponse spectrale d'une cellule photovoltaïque est le rapport entre le courant généré par la cellule et la puissance lumineuse incidente, en fonction des différentes longueurs d'onde formant le rayonnement incident. La réponse spectrale RS est donnée par la relation :

$$RS = \frac{q\lambda}{hc} EQE$$

Le terme EQE (External Quantum Efficiency) représente le rendement quantique externe de la cellule, c'est-à-dire le rapport du nombre de porteurs générés sur le nombre de photons incidents. Pour une longueur d'onde donnée, le rendement quantique externe est égal à 1 si chaque photon génère une paire électron-trou. Si l'on prend en compte la réflectivité de la surface de la cellule photovoltaïque, on détermine son rendement quantique interne IQE.

On peut alors accéder au comportement et à l'efficacité de chaque région constitutive de la cellule. Ainsi, en raison de la variation du coefficient d'absorption du silicium en fonction de la longueur d'onde (Figure I. 9), l'émetteur (en surface de la cellule) collecte les photons de faible longueur d'onde alors que la base ne prend en compte que les photons de grande longueur d'onde.

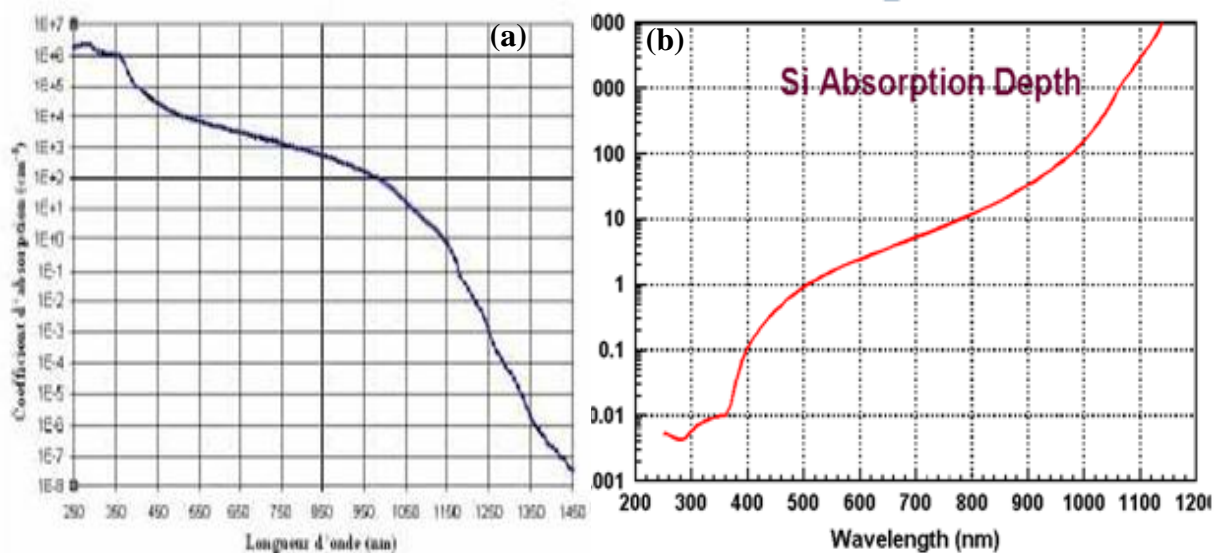


Figure I. 9 : (a) Coefficient d'absorption du silicium en fonction de la longueur d'onde. (b) la profondeur d'absorption de silicium.

3.3. Techniques de fabrication d'une cellule photovoltaïque conventionnelle en mc-Si

Nous allons présenter le procédé conventionnel de fabrication des cellules photovoltaïques en silicium multicristallin, qui est un compromis entre le coût de production et le rendement. Afin d'appréhender au mieux les contraintes liées au matériau, nous commençons par la méthode de fabrication du silicium multicristallin.

a. *Élaboration des lingots de silicium multicristallin*

Il existe plusieurs procédés de production du silicium multicristallin, le procédé le plus utilisé est le POLIX développé par PHOTOWATT où le lingot est obtenu par cristallisation orientée dans un creuset fixe en graphite soumis à un écoulement de chaleur unidirectionnel.

b. *Découpe*

Le silicium se présente sous la forme de gros grains, allongés transversalement à la cellule. Cela accorde aux porteurs minoritaires une longueur de diffusion élevée. Ces lingots sont ensuite découpés en briques grâce à une scie à ruban, qui sont elles-mêmes sciées en plaques minces à l'aide d'une scie à fil.

c. *Traitement de surface et texturisation*

L'étape de sciage entraîne des dommages en profondeur à la surface des wafers, de l'ordre du rayon du fil de la scie. Un fort décapage à la soude retire la zone perturbée. Puis l'étape de texturisation est entreprise sur les faces avant et arrière à l'aide d'une solution acide ou basique,

pour la formation des pyramides qui constituent des pièges pour le rayonnement incident, augmentant ainsi l'absorption.

d. Formation de la jonction pn

Dans l'étape suivante, le substrat est placé dans un four de diffusion à environ 850°C pendant 20 minutes dans un mélange gazeux de N₂, O₂ et de POCl₃. Un verre de phosphore (P₂O₅) se forme sur tout le pourtour de la plaque, à partir duquel le phosphore va diffuser sur une profondeur moyenne de 0.5 µm. On obtient donc une structure n⁺/p/n⁺. On procède ensuite à la désoxydation, c'est-à-dire l'élimination du verre conducteur, par acide fluorhydrique (HF à 10%). Les substrats sont ensuite rincés à l'eau désionisée.

e. Ouverture de la jonction

Les plaquettes sont superposées les unes sur les autres (~ 400 à la fois) et gravées latéralement par plasma ou laser. L'émetteur n'est ainsi plus en contact avec la face arrière de la cellule.

f. Couche antireflet et passivation de la face avant

Le nitrure de silicium hydrogéné (SiN_x:H) est ensuite déposé par PECVD afin de faire office de couche antireflet et de passivation. On peut noter également que la couche de nitrure de silicium SiN joue le rôle de barrière de diffusion contre les impuretés, réduisant le risque d'introduction, pendant les étapes ultérieures, d'impuretés métalliques pouvant court-circuiter la jonction. De plus, les contacts métalliques lors de leur recuit pénètrent moins profondément dans l'émetteur. La technique PECVD permet d'obtenir des vitesses de dépôt relativement élevées à basse température (< 400°C).

g. Métallisation avant

Les contacts avant sont déposés par sérigraphie avec une pâte à l'argent au travers d'une grille. Puis, ils sont séchés dans une étuve à air à 150°C pendant un quart d'heure.

h. Métallisation arrière

Une pâte en aluminium est ensuite déposée sur la quasi-totalité de la face arrière. De même, le métal est séché dans une étuve à air à 150°C pendant un quart d'heure.

i. Co-firing

La formation des contacts, passivation du volume et de la face arrière, la cuisson simultanée des contacts « co-firing » permet de combiner la formation des contacts avant (à travers le SiN) et

arrière (BSF), ainsi que les effets getter (Al) et passivation par hydrogénation ($\text{SiN}_x\text{:H}$). Elle se fait par cuisson rapide sous air à environ 800°C pendant quelques secondes.

j. Soudures et test des cellules

Les cellules sont testées et classées selon leurs performances. Finalement, les rubans de connexion sont soudés à température ambiante sur les faces avant et arrière.

4. Les pertes au niveau des cellules solaires classiques :

On peut classer les pertes au niveau des cellules solaires classique (particulièrement à base de silicium) en deux grandes parties : des pertes physiques et des pertes technologiques. Les pertes physiques sont généralement liées aux propriétés des matériaux utilisés, pour les limitations technologiques, elles sont induites par le processus de fabrication. Des choix technologiques appropriés peuvent cependant avoir des conséquences sur les limitations intrinsèques du matériau.

4.1. Les pertes physiques

Une cellule solaire est soumise à trois principaux types de pertes physiques:

- ✓ Les premières pertes se produisent quand les photons pénètrent dans la cellule, certains n'arrivent pas à communiquer leur énergie aux électrons.
- ✓ Deuxième type de pertes : certains électrons n'ont pas assez d'énergie pour parvenir au circuit extérieur, ils dissipent alors cette énergie sous forme de chaleur, par un phénomène dit de « recombinaison ».
- ✓ Troisième type de pertes, les pertes résistives : le courant électrique qui circule dans le semi-conducteur se transforme inévitablement, pour partie, en énergie thermique, à cause de la résistance électrique du matériau (ce phénomène est aussi connu sous le nom de pertes par effet Joule). Plus l'intensité lumineuse envoyée vers la cellule est élevée, plus ces pertes résistives augmentent. À des intensités lumineuses trop fortes, elles deviennent même tellement importantes qu'elles entraînent la diminution du rendement de la cellule.

Le Figure I. 10 montre les principales pertes intrinsèques pour une cellule photovoltaïque en silicium.

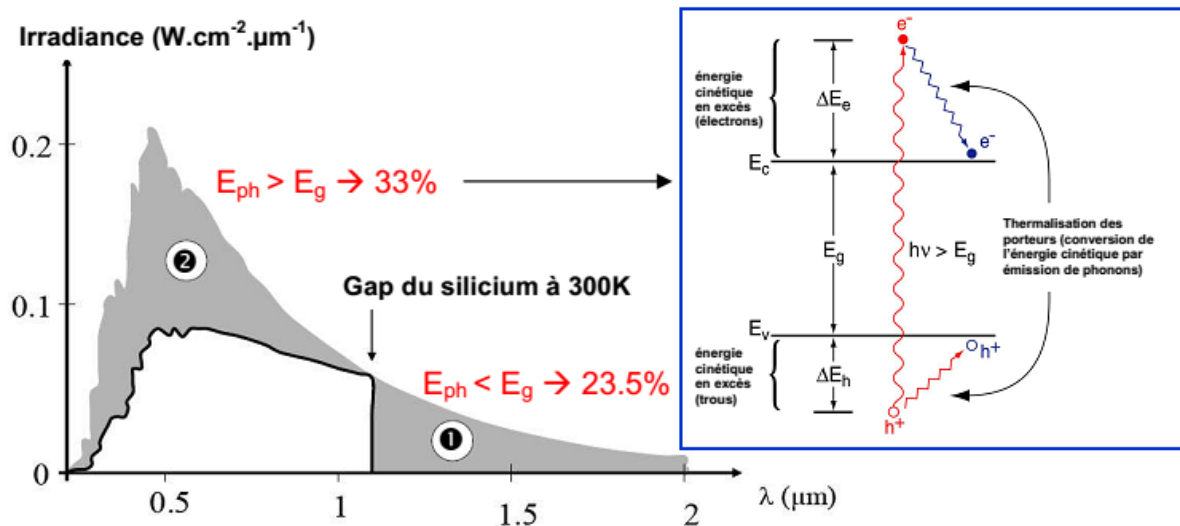


Figure I. 10 : Principales pertes intrinsèques pour une cellule photovoltaïque en silicium. (1) Pertes des photons de grandes longueurs d'onde. (2) Pertes dues à l'énergie excédentaire des photons [Ricaud]. L'insert illustre le phénomène de thermalisation [Nozik].

4.2. Les pertes technologiques

Parmi les pertes technologiques les plus importantes, on trouve :

✓ Les pertes par réflectivité, avant l'entrée de la lumière dans la cellule, une quantité de photons sont réfléchis par la surface avant de la cellule. Le coefficient de réflexion est voisin de 40% pour le silicium monocristallin poli optique. Une texturisation et une couche antireflet permettent de réduire ce coefficient en dessous de 5 % [Papet].

✓ Les pertes par ombrage, le dépôt des contacts métalliques nécessaires pour collecter les charges photogénérés entraîne une zone d'ombrage sur la surface exposée de la cellule en face avant.

✓ Les pertes des IR, à cause de la limite de l'épaisseur de la cellule, un certain nombre de photons (photons infrarouges) travers la cellule sans être absorbé.

✓ Durée de vie et rendement de collecte, Le rendement de collecte correspond au rapport entre le nombre de porteurs de charge effectivement collectés et le nombre total de charges photogénérés. Ce terme prend en compte les recombinaisons électrons-trous en volume et en surface de la cellule. Il dépend directement de la durée de vie des porteurs minoritaires (temps moyen entre la génération et la recombinaison d'un porteur et donc de leur longueur de diffusion L.

Les facteurs de pertes sont donc liés d'une part à des limitations propres au matériau et d'autre part à la technologie d'élaboration de la cellule. Si sur ces derniers que se portent la majorité des optimisations des cellules photovoltaïques.

5. Les solutions pour optimiser le rendement : le cas des cellules en silicium

Différentes solutions ont été proposées pour réduire les différentes pertes.

✓ Le fort dopage de l'émetteur, permet de limiter la résistance du contact métal/semi-conducteur (créé par la connexion entre les contacts métalliques et l'émetteur) et de créer un champ électrique suffisant au niveau de la ZCE.

✓ La passivation en surface et en volume, qui consiste à améliorer la qualité électronique en surface et en volume en neutralisant les sites actifs, sources de recombinaisons. Les deux mécanismes de passivation de la surface qui permettent de réduire les recombinaisons sont les suivants : la passivation par neutralisation des défauts d'interface et la passivation par effet de champ.

✓ La texturisation de la surface, qui est utilisée pour diminuer la réflectivité de la surface de la cellule. Cette opération vise à développer en surface un relief micrométrique, généralement de forme pyramidale. Le relief créé permet d'augmenter la surface et induit des réflexions multiples sur les facettes des pyramides. La texturisation assure ainsi le piégeage d'un maximum de lumière réduisant les pertes liées à la réflectivité. Différents procédés sont utilisés pour réaliser la texturisation : attaques chimiques de la surface (KOH, NaOH, acides), texturisation mécanique, plasma ou laser. Ces méthodes peuvent faire passer la réflectivité effective de 40 % à moins de 10 % (ce sujet est traité dans le chapitre IV).

✓ La couche antireflet et un réflecteur arrière bien optimisé combiné à une bonne texturisation sur les surfaces avant et arrière de la cellule respectivement, permettent de réduire les pertes par réflexion. L'objectif étant de minimiser le coefficient de réflexion sur la face avant de la cellule en créant des interférences destructives et augmenter le coefficient de réflexion sur la face arrière de la cellule en créant des interférences constructives. Le chapitre IV traite ce problème plus en détail.

6. L'amincissement des cellules photovoltaïques en silicium

Pour maintenir la compétitivité de la filière photovoltaïque en silicium cristallin devant les nouvelles technologies de cellules en couches minces, il est nécessaire de réduire la quantité de silicium utilisée dans la réalisation des cellules. Pour diminuer cette quantité, un des moyens les plus efficaces consiste à réduire l'épaisseur des cellules. Bien que la découpe de plaque en

silicium d'une épaisseur inférieure à 150 μm soit techniquement faisable, les cellules élaborées sur ces substrats présentent des performances trop réduites et un taux de casse trop important pour assurer un coût de réalisation plus faible que les cellules actuelles. Cela est dû principalement au fait qu'une grande partie de flux solaire travers la cellule sans être absorbé, ainsi l'alliage créé par le silicium et l'aluminium au moment du recuit pour former le champ de surface arrière (BSF). Cet alliage entraîne de fortes contraintes entre ces deux matériaux et une passivation par effet de champ insuffisante pour garantir un faible taux de recombinaison en face arrière sur des substrats minces.

Afin de limiter les contraintes et d'assurer une passivation convenable, de nouvelles structures pour la face arrière des cellules en silicium sont à l'étude. Trois architectures sont particulièrement étudiées : La cellule bifaciale, la cellule PERT (Passivated Emitter and Rear Totally Diffused) et la cellule LFC (Laser Fired Contact).

Parmi ces trois principales structures à base d'aluminium, nous avons choisi de nous concentrer sur les structures PERT (Figure I. 11) pour divers raison. Cette structure nécessite un recouvrement des contacts moins importants sur la face arrière (1 à 2 % de toute la surface) et cela en utilisant des contacts localisés. Ainsi elle limite les pertes résistives et donc assure un bon facteur de forme.

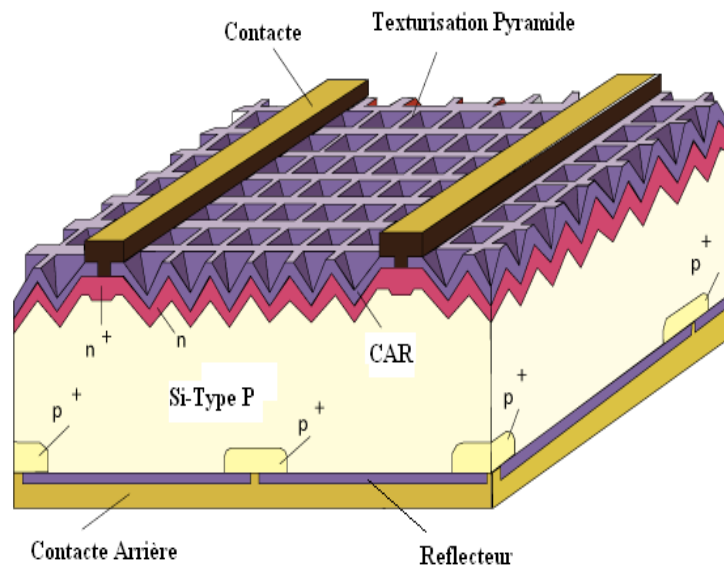


Figure I. 11 : Cellules solaire de type PERT

Une partie de cette thèse a été consacré à l'optimisation des réflecteurs arrière dans le cas des cellules de type PERT. Un des objectifs recherchés a été d'élaborer un programme de simulation permettant d'optimiser l'épaisseur et l'indice optiques de ces réflecteurs pour augmenter la quantité

de photons réfléchi par cette surface. Dans cette optique, nous avons choisi d'étudier les couches de diélectrique connues, facile à déposer et qui présentent des propriétés de passivation intéressante, ces diélectriques sont le nitrure de silicium (SiN) et l'oxyde de silicium (SiO₂).

Le but des empilements diélectriques étant d'améliorer en priorité la réflectivité de la surface arrière des cellules, nous avons aussi réalisé une petite simulation permettant de voir leurs impacts sur la passivation de la surface arrière. Les différents résultats sur ces cellules ont été présentés dans le chapitre IV. 5.1.

7. Conclusion

Après avoir donné un aperçu général sur les cellules photovoltaïques et leurs principe de fonctionnement, nous avons vu qu'il existe différents type de pertes au niveau des cellules et l'optimisation d'une cellule n'est pas facile car chaque étape devait faire un objet particulier.

Nous avons vu que parmi les différentes pertes, les pertes optiques en surface avant et arrière influence dramatiquement les performances des cellules solaires. Pour cela, l'optimisation et le dépôt des couches diélectriques sur les deux surfaces jouent un rôle primordial: les propriétés de ces diélectriques permettent d'obtenir une couche antireflet ou réflectrice de qualité.

De plus, avec l'évolution des cellules photovoltaïques en silicium massif et notamment leur amincissement programmé, il devient tentant de profiter des propriétés des différents diélectriques pour réduire les pertes optiques et mieux passiver la face arrière. Nous avons exposé les cellules de type PERT sur laquelle une application en face arrière de ces diélectriques pouvait engendrer une bonne passivation en surface et en volume et meilleur réflectivité.

L'optimisation, la réalisation et la caractérisation des différentes couches de diélectriques utilisées comme couche antireflets ou couches réflectrice nécessitent une connaissance des méthodes de dépôt adapter ainsi qu'un ensemble d'outils de caractérisation que nous allons introduire dans le chapitre II.

Chapitre II :

Méthode de dépôt et techniques de caractérisation

Introduction

Après le chapitre précédent dans lequel nous avons souligné les différentes pertes au niveau des cellules solaires et les solutions proposées particulièrement pour les pertes optiques (utilisation des couches diélectriques sur la face avant et arrière combinés à une texturisation sur des cellules solaires), le procédé d'élaboration de ces couches n'a pas été évoqué. Dans ce chapitre, nous exposerons plus en détail les diélectriques utilisés (SiO_2 , SiON et SiN) ainsi la méthode de dépôt par plasma (PECVD) qui reste la technique privilégiée pour déposer ces couches dans la filière de fabrication des cellules en silicium cristallin et qui est celle utilisée dans cette thèse. Dans la deuxième partie de ce chapitre. Nous introduirons les principales techniques utilisées dans cette thèse pour analyser les propriétés optiques des couches de diélectriques réalisées. Ces différentes techniques nous permettront d'acquérir des connaissances de bases pour bien comprendre les résultats présentés dans les chapitres qui vont suivre.

1. Matériaux de base pour les applications optiques

Il est important de connaître profondément la structure et la composition chimique des différents diélectriques de manière à comprendre et exploiter au mieux leurs propriétés optiques et passivantes. Dans ce sens, nous nous attacherons à étudier principalement les oxydes de silicium (SiO_2), les oxynitrides de silicium (SiON) et le nitrure de silicium (SiN).

1.1. Le silicium

Le silicium cristallin possède une structure de type diamant avec une distance Si-Si de $2,35\text{\AA}$ et un angle variant entre 99° et 108° [REBIB01].

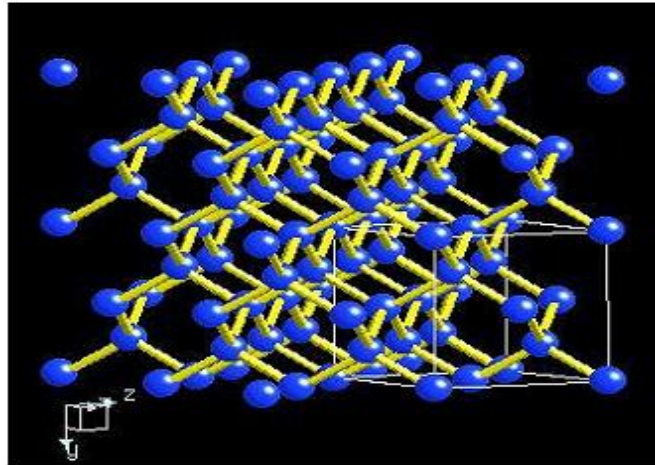


Figure II.1 Structure cristalline du silicium [REBIB01].

Les principales caractéristiques du silicium et de ces composés cristallins, présentés dans les paragraphes précédents, sont résumées dans le tableau II- 1.

Tableau II- 1:Caractéristiques du silicium et de quelques-uns de ses composés cristallins
(Masse volumique théorique) [REBIB01].

	Masse volumique (g.cm ⁻³)	Indice	Constante diélectrique	Dureté (G Pa)	Module de Young (G Pa)
Si	2,32-2,33 [Friz,Kim]	3,87 [Friz]	11,7-13 [Friz,Kim]	13 [Friz]	95-115 [Friz]
SiO ₂	2,2-2,65 [Kim]	1,42-1,5 [Friz]	3,9-4,65 [Friz,Kim]	12 [REBIB01]	72 [REBIB01]
Si ₃ N ₄	3,1-3,19 [Friz,Kim]	2,05 [Kim]	7,5 [Friz,Kim]	26-33 [REBIB01]	290-317 [Friz,Kim]

1.2.Les Oxydes, les Oxynitrides et les Nitrures

1.2.1. Les Oxydes

Les Oxydes constituent une classe importante de matériaux de revêtement, car ils sont généralement dur, résistant, chimiquement stables et avec une bonne variété de l'indice de réfraction. On trouve différents type d'oxyde, nous allons citer quelques-uns :

SiO₂ (oxyde de silicium) : Les dépôts de ces oxydes sur des substrats de silicium ont des intérêts importants comme une stabilité chimique élevée, des indices de réfraction convenables pour une utilisation comme couche antireflet, et un bon candidat pour une utilisation comme isolant.

Ces couches peuvent être déposées par différents méthodes, pulvérisation cathodique réactive [Rebib], sol-gel [Andrew], faisceau d'ions, par synthèse réactive et par PECVD qui nous permet un dépôt sans détériorer les propriétés optiques et structurales du substrat et qui limite le budget thermique [Kim, Caquineau].

Al₂O₃ (oxyde d'aluminium) : Pour les applications optiques, il est surtout déposé par évaporation par faisceau d'électrons, bien que toutes les méthodes mentionnées avec SiO₂ puissent être appliquées.

Ta₂O₅ (Oxyde de Tantale) : présente une large gamme spectrale de haute transparence aux UV, faible pertes et une grande stabilité. Outre TiO₂, il est probablement l'oxyde le plus utilisé à indice élevé. Il est produit par évaporation réactive assistée d'ions à faisceau d'électrons, pulvérisation par faisceau d'ions et réactif à courant continu magnétron ou par pulvérisation cathodique RF. Un résumé des propriétés est donné par Bange.

Nb₂O₅ (Oxyde de Niobium) présent un indice de réfraction légèrement plus élevé que Ta₂O₅. Mais la transparence aux UV n'est pas aussi bonne qu'avec Ta₂O₅. Les films peuvent être produits par pulvérisation cathodique ou par réactif à courant continu magnétron. Le Tableau II.2 résume les propriétés importantes de quelques oxydes, d'oxynitrides et des nitrides

Tableau II- 2 Propriétés des oxydes, oxynitrides, nitride

matériaux de base	indice de réfraction ($\lambda_0= 610$ nm)	densité (g.cm ⁻³)	Spectre transmis (μ m)	méthode de dépôt	Références
SiO ₂	1.45-1.5	2.2-2.65	0.2- 0.9	PECVD, PCR, SG	[Friz], [Sze], [Kim]
TiO ₂	1.73–2.63	-	0.4-1	APCVD	[Richards], [Friz]
Al ₂ O ₃	1.63 (T=300)	4	-	PECVD, ALD, RFS	[Kühnhold], [Friz]
ZnS	2.26	3.98	0.4-1.5	CVD	[Friz]
ZrO ₂	1.95-2.05	5.68	0.34-1.2	EF	[Friz]
SiO _x N _y	1.5-2	2,2-3,2	0.4-0.9	PECVD, RFS	[Brett 00], [Friz]
Si ₃ N ₄	1.89	3.1-3.19	0.25-0.9	PECVD, EF, RFS	[Friz]

PCR : pulvérisation cathodique réactive, SG : sol-gel, RFS : RF sputtering, EF : Evaporation par faisceau d'électrons, ALD : Dépôt des couches atomique, T : Température du substrat, PECVD : Dépôts chimiques en phase vapeur assiste par plasma, APCVD : Dépôts chimiques en phase vapeur à pression atmosphérique

1.2.2. Le nitrure de silicium

Le nitrure de silicium est un matériau de grande importance technologique en raison de ses propriétés électroniques et mécaniques, ce qui le rend intéressant pour plusieurs applications. En effet, compte tenu de ses propriétés mécaniques à des températures élevées il est considéré comme un matériau prototype pour l'utilisation dans les composantes des moteurs et les outils de sciage ; par ailleurs, il a trouvé beaucoup d'applications dans l'industrie microélectronique à cause de ses propriétés électroniques : fonction diélectrique élevée, large bande interdite, barrière de diffusion des impuretés, résistance contre les radiations. Ceci a mené à l'utiliser dans les transistors à couches minces (TFT), les mémoires non-volatiles et les cellules solaires. Dans l'industrie photovoltaïque en particulier, le nitrure de silicium SiN, sous sa variante amorphe hydrogénée $\text{SiN}_x\text{:H}$, s'est imposé rapidement puisqu'il peut servir à la fois comme couche antireflet peu coûteuses et plus efficace que l'oxyde de silicium, et également d'assurer une passivation des défauts électriquement actifs (liaisons pendants en surface). De plus, la couche $\text{SiN}_x\text{:H}$ contient de l'hydrogène à des concentrations dépendantes de la technique et les paramètres de dépôt, mais qui sert à la passivation des défauts (cristallographiques et impuretés) en volume des substrats silicium. Ceci est d'autant plus efficace que le matériau Si est de mauvaise qualité électronique (silicium multi cristalline ou ruban). Les films de nitrure de silicium pourraient être déposés par différents méthodes de dépôt dites physiques ou chimiques. En particulier, ils sont déposés à basses températures ($T < 500^\circ\text{C}$) par voie gazeuse assisté par plasma (PECVD) pour des applications photovoltaïques.

a. Composition du nitrure de silicium amorphe

La structure atomique du nitrure de silicium amorphe stœchiométrique (Si_3N_4) est un réseau d'atomes de silicium quadruplement liés par des liaisons covalentes à des atomes d'azote, eux même triplement liés à des atomes de silicium (Figure II. 2). La distance moyenne entre deux atomes liés est comprise entre 1.71 Å et 1.78 Å, tandis que la distance entre deux premiers voisins non liés est comprise entre 2.67 Å et 2.98 Å [Rebib 01].

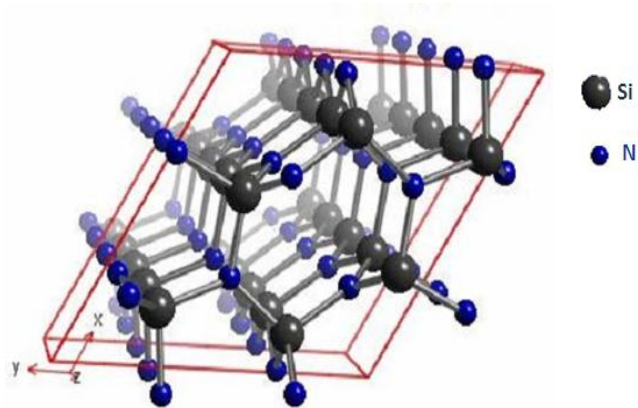


Figure II. 2 : Coordination des tétraèdres dans le nitrure de silicium [Rebib 01].

b. Les propriétés optiques de nitrure de silicium

Le développement du matériau est généralement effectué à partir d'une recette standard du nitrure de silicium, ces dépôts sont réalisés dans des réacteurs PECVD direct ou remote (voir § II.2.3) à 400°C et ils sont effectués généralement à partir d'un mélange de silane (SiH_4) et de l'ammoniac (NH_3) éventuellement dilués dans un gaz neutre (Ar, He, N_2). Le ratio entre ces gaz va conditionner la stœchiométrie du dépôt et permet de faire varier l'indice de réfraction du nitrure de silicium. La figure II.3 illustre la variation des indices de réfraction et d'extinction pour différents rapport de gaz processeurs $R = \text{NH}_3/\text{SiH}_4$ qu'on a réalisé au niveau de l'INL de Lyon.

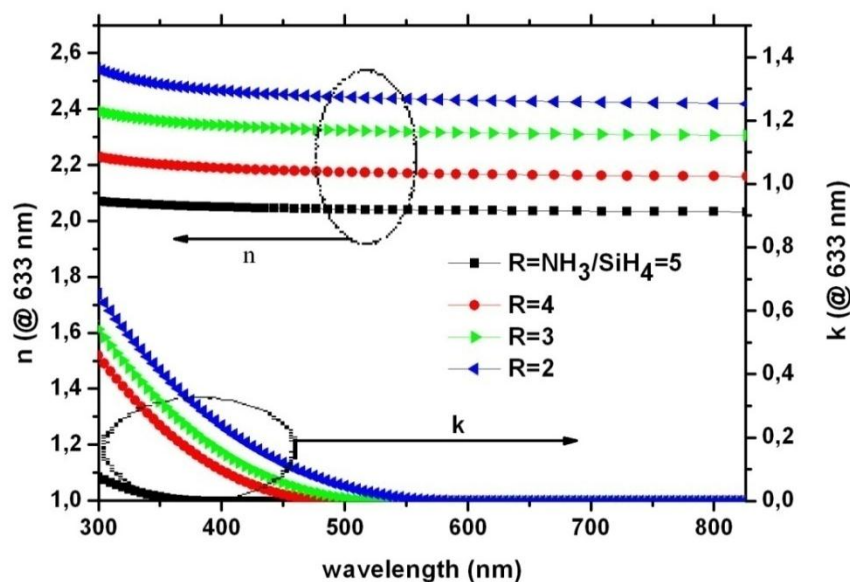


Figure II. 3 : Evolution de (a) l'indice de réfraction $n(\lambda)$ et (b) du coefficient d'extinction $k(\lambda)$ en fonction du rapport des gaz précurseurs $R = \text{NH}_3/\text{SiH}_4$.

Les résultats qu'on a eu (Figure II. 3), montrent que l'indice de réfraction de SiN dépend principalement des rapports de gaz précurseurs $R = \text{NH}_3/\text{SiH}_4$. Ainsi, pour R allant de 30 à 2, nous

pouvons obtenir une large gamme d'indice de réfraction, et donc de stœchiométries : $1.91 < n(633 \text{ nm}) < 2.98$.

On remarque que L'indice de réfraction n et le coefficient d'extinction k , augmentent avec le taux de silicium au sein du SiN. Ainsi, la position du pic $n(\lambda)$ converge vers la valeur du silicium amorphe (environ 450 nm). Parallèlement, l'absorption qui est représenté par le coefficient d'extinction $k(\lambda)$ augmente en amplitude et s'élargit vers les basses énergies, cela est dû principalement au remplacement progressif des liaisons Si-N par des liaisons Si-Si qui sont fortement absorbantes

L'incorporation d'hydrogène dans la couche de SiN permet d'avoir de faibles indices de réfraction malgré une forte présence de silicium [Yin]. En particulier, les couches de SiN riches en silicium présentent une forte absorption dans la gamme du spectre solaire correspondant aux ultraviolets.

Au niveau structural, ce matériau est amorphe et donc très désordonné. Il n'y a pas de structure à grande échelle, mais l'étude des configurations des premiers voisins montre que l'ordre varie en fonction de la quantité d'azote présente dans les films. Pour des quantités d'azote relativement faibles, les atomes N incorporés sont liés à trois atomes de silicium (Si). Pour de plus fortes proportions, il est souvent rapporté que les atomes de nitrure se lient à deux atomes de Si et un atome d'hydrogène (H) comme premiers voisins. La bande interdite du nitrure de silicium est importante, lui octroyant une large gamme de transparence. Ainsi, des valeurs de bande interdite proches de 5eV sont souvent observées pour des nitrures proches de la composition stœchiométrique et contenant peu d'hydrogène. L'augmentation de la proportion d'hydrogène [Jeannot], ou de silicium tend à diminuer la bande interdite jusqu'à des valeurs proches de 1.8 eV.

c. Les propriétés de passivation de nitrure de silicium

L'utilisation de nitrure de silicium hydrogéné comme couche antireflet fut dicté en grande partie par ces propriétés de passivation. Sa composition chimique (voir § II. 1.1.3.a) et sa grande teneur en hydrogène, lui permet d'être un bon candidat pour neutraliser les défauts situés à la surface et dans le volume du silicium multicristallin. Une étude approfondie sur les mécanismes de passivation de surface et de volume prodigués par le SiN déposé dans des réacteurs PECVD a été réalisées par plusieurs auteurs [ABERLE, Remache, Lipinski0]. Dans cette partie, nous exposons de façon générale l'influence de la stœchiométrie du SiN sur ses propriétés de passivation en surface et en volume du substrat de silicium (en fonction de l'indice de SiN déposer).

Plusieurs auteurs [MÄCKEL, Lelievre] ont prouvé que la contribution des charges fixes Q_f est importante lorsque le taux d'azote au sein du SiN augmente. Pour des couches de SiN ($1.98 < n < 2.9$), la passivation de surface par effet de champ est plus efficace pour les échantillons riches en azote.

Pour l'influence de l'épaisseur de la couche de SiN sur la passivation en surface, l'effet des charges fixes est prépondérant dans les 20 premiers nanomètres de la couche de SiN [ABERLE].

d. La chimie de dépôt et l'élaboration de SiNx : H par PECVD

Il existe une multitude de réactions possibles et la part de chaque réaction va dépendre des paramètres de dépôt et de la structure du réacteur considéré (géométrie de l'enceinte, pression, température, gaz précurseurs). Ainsi, nous allons citer les réactions les plus importantes et nous renvoyons le lecteur aux références [Dollet] et [Caquineau] pour plus de précisions sur les différentes réactions de dépôt de la couche de SiN.

Le dépôt chimique en phase vapeur d'un film mince de nitrure de silicium est effectué dans un réacteur "PECVD" selon les étapes suivantes [Zerga]:

1. transport de masse des gaz de l'entrée du réacteur jusqu'à la chambre du plasma.
2. génération des espèces réactives (ions, électrons secondaires et radicaux) à la suite des collisions électrons/molécules dans le plasma.
3. diffusion des espèces réactives vers la surface du substrat.
4. adsorption à la surface.
5. réactions chimiques en surface.
6. désorption des sous-produits des réactions.
7. échappement des sous-produits des réactions.

Dans un dépôt PECVD, chaque étape doit être rigoureusement contrôlée afin d'obtenir une couche "reproductible" d'épaisseur uniforme, de composition homogène et de qualités optique et physico-chimique désirées. Parmi ces étapes, seules les étapes 2, 4 et 5 sont principalement responsables sur la qualité du film déposé et nécessitent une connaissance détaillée des mécanismes physico-chimiques associés. Le premier mécanisme se situe dans la phase gazeuse et consiste en une décomposition de l'ammoniac (NH_3) et du silane (SiH_4) par collisions inélastiques électrons/molécules. En revanche, le deuxième mécanisme se produit à la surface du substrat et conduit à la formation du film mince de nitrure de silicium [Zerga].

Le processus de dépôt de SiN peut être décomposé, en deux étapes :

- Production dans le plasma et son voisinage d'espèces réactives nécessaire au dépôt.
- Mécanisme de surface entraînant le dépôt.

Les deux gaz précurseurs utilisés sont le silane (SiH₄) et l'ammoniac (NH₃) dilués dans un gaz neutre (Ar, He, N, ...). On peut aussi utiliser l'azote (N₂) à la place de l'ammoniac qui est plus difficile à dissocier à cause de son énergie de liaison N-N qui vaut 9,8 eV alors que N-H est à 4,7 eV [11]. Pour cette raison qu'on utilise généralement le silane et l'ammoniac comme gaz précurseurs. Le Tableau II-3 représente les différentes réactions chimiques qui peuvent être lieu d'après [Dollet].

Tableau II-3 : Différentes réactions chimiques dans le réacteur PECVD pour avoir de SiN

N°	la dissociation par impacte des électrons	Energie de dissociation (eV)	Références
01	SiH ₄ + e ⁻ → SiH ₃ + H + e ⁻	8	[Ohmori]
02	→ SiH ₂ + 2H + e ⁻		
03	NH ₃ + e ⁻ → NH ₂ + H + e ⁻	5.6	[Hayashi]
04	→ NH + H ₂ + e ⁻	8.6	
05	Si ₂ H ₆ + e ⁻ → SiH ₃ + SiH ₂ + H + e ⁻		
	Les réactions entre les réactifs et les radicaux issus de la dissociation par impact électronique		Références
06	SiH ₄ + SiH ₂ → Si ₂ H ₆		[Perkins]
07	SiH ₄ + H → SiH ₃ + H ₂		[Beach]
08	SiH ₄ + NH ₂ → SiH ₃ + NH ₃		
09	SiH ₄ + NH → HSiNH ₂ + H ₂		
	Les réactions entre espèces de radicaux		Références
10	SiH ₃ + SiH ₃ → SiH ₄ + SiH ₂		[Layeillon]
11	NH ₂ + H → NH ₃		[Beach]
12	NH ₂ + NH ₂ → N ₂ H ₄		[Fuyuki]
13	NH ₂ + NH ₂ → NH ₃ + NH		[Wesunorland]
14	SiH ₃ + NH ₂ → HSiNH ₂ + H ₂		
15	SiH ₃ + NH ₂ → SiH ₂ + NH ₃		
16	HSiNH ₂ + H → H ₂ SiNH ₂		
17	HSiNH ₂ + NH ₂ → HSi(NH ₂) ₂		
18	H ₂ SiNH ₂ + H → HSiNH ₂ + H ₂		
19	H ₂ SiNH ₂ + H → SiH ₂ + NH ₃		
20	H ₂ SiNH ₂ + H → H ₃ SiNH ₂		

21	$H_2SiNH_2 + NH_2 \rightarrow Si(NH_2)_2 + H_2$		
22	$Si(NH_2)_2 + H \rightarrow HSi(NH_2)_2$		
23	$Si(NH_2)_2 + NH_2 \rightarrow Si(NH_2)_3$		
24	$HSi(NH_2)_2 + H \rightarrow Si(NH_2)_2 + H_2$		
25	$HSi(NH_2)_2 + H \rightarrow H_2Si(NH_2)_2$		
26	$HSi(NH_2)_2 + NH_2 \rightarrow Si(NH_2)_2 + NH_3$		
27	$HSi(NH_2)_2 + NH_2 \rightarrow HSi(NH_2)_3$		
28	$Si(NH_2)_3 + H \rightarrow HSi(NH_2)_3$		
29	$Si(NH_2)_3 + NH_2 \rightarrow Si(NH_2)_4$		

Les réactions (1, 2, 3 et 4) sont engendrées par les collisions entre les électrons et les espèces gazeuses, il existe d'autres réactions d'ionisation produisant des ions (SiH_4^+ , NH_3^+ ...) qui peuvent réagir avec SiH_4 et NH_3 mais elles sont très lentes donc négligeables (pour plus de détails consultez la référence [Dollet]). Ainsi, les réactions qui sont considérées comme source principale de dissociation de l'ammoniac sont (2) et (3). Par contre, le silane est réputé très réactif (6), (7), (8) et (9), donc il n'a pas forcément besoin d'être ionisé par le plasma pour participer à la formation de la couche de nitrure de silicium. Pour cela, on peut l'introduire directement dans la chambre de dépôt dans le cas des réacteurs post-décharges.

Les radicaux formés créent une multitude de réactions dans le plasma, donnant des composés nécessaire pour la formation de la couche de $SiN_x : H$.

La Figure II. 4 donne les différents processus réactionnels du dépôt PECVD de $SiN_x : H$. Plusieurs réactions contribuent à la formation de la couche de nitrure de silicium. Parmi elles, certaines peuvent avoir lieu à partir de l'hydrogène H_2 , des disilane Si_2H_6 ou d'aminosilane stable ($x+y = 4$), mais les réactions qui constituent un des fondements du dépôt sont les groupes aminosilane $H_xSi(NH_2)_y$ avec ($x+y < 4$). On trouve aussi, les réactifs NH_2 , SiH_2 et SiH_3 qui contribuent également à l'élaboration du film. Dans l'approche classique, une partie des réactifs adhèrent à la surface, une autre partie réagit avec des atomes d'hydrogène absorbés pour former des molécules volatiles, alors que la partie restante est simplement réfléchi, comme il est illustré sur la figure suivante.

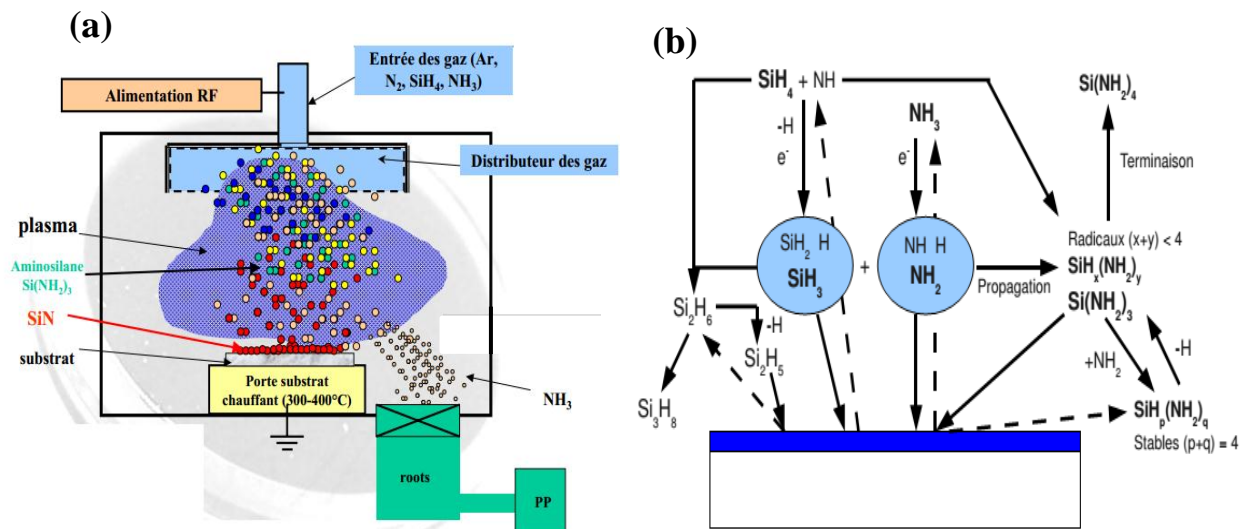


Figure II. 4 : Schéma des réactions possibles dans un plasma $\text{SiH}_4 + \text{NH}_3$ qui mènent à la formation des couches de $\text{SiN}_x\text{:H}$ (a) échelle macroscopique, (b) échelle microscopique [Dollet].

1.2.3. L'Oxynitride de silicium

Au début, les oxynitrides de silicium ont été préparés en remplacement du nitrure dans le but d'obtenir des matériaux avec de plus faibles contraintes, une meilleure stabilité thermique et une meilleure résistance à la fissuration tout en conservant un haut pouvoir de diffusion aux impuretés.

Aujourd'hui, grâce à leur grande variation de composition entre le nitrure et l'oxyde de silicium, ces matériaux sont utilisés dans plusieurs domaines. Avec leur variation importante d'indice selon la composition, ils sont de bons candidats pour la réalisation des couches antireflet [Lipinski, Chovelon, Dupuis 00, Dupuis 01]. En microélectronique, ils sont utilisés comme isolants intermétalliques et isolants de passivation [El-Oyoun].

Dans les applications photovoltaïques, nous avons vu précédemment que le nitrure de silicium hydrogéné (SiN) de point de vue de ces propriétés optiques et de passivation, il est un matériau très avantageux comme couche antireflet et de passivation sur la surface de la cellule solaire. Nous avons également évoqué l'existence de matériaux alternatifs comme le montrent plusieurs études sur l'oxynitride de silicium (SiON) [Brett, Nils, Dupuis 02].

Ce matériau présente des propriétés optiques compatibles avec celles du SiN pour réaliser une multicouche antireflet sur une cellule photovoltaïque à base de silicium. Sa gamme d'indice de réfraction permet de compléter l'intervalle entre l'oxyde de silicium (SiO_2 à 1,45) et le Si_3N_4 (1,9 pour un dépôt par PECVD riche en azote) [Poon]. Des indices de réfraction plus élevés sont également possibles en augmentant le taux de silane dans les dépôts [Reynes]. Enfin, les couches

de SiON possèdent un très faible coefficient d'extinction ce qui les rend adéquates pour une couche antireflet sur la face avant des cellules.

L'ajustement de l'indice optique de SiON se fait de la même façon que pour le SiN dans le réacteur PECVD en contrôlant le débit des gaz précurseurs. Le SiON nécessite l'ajout de protoxyde d'azote (N₂O) pour apporter l'élément oxygène.

a. L'oxynitride de silicium stoechiométrique

Généralement dans la littérature, l'oxynitride de silicium fait référence aux céramiques Si₂N₂O. La structure de base est un tétraèdre de type SiON₃. La maille hexagonale plissée comporte autant d'atomes de silicium que d'atomes d'azote et les plans (SiN)_x sont reliés ensemble par des atomes d'oxygène. Les distances Si-N et Si-O sont respectivement de 1,72Å et 1,62 Å.

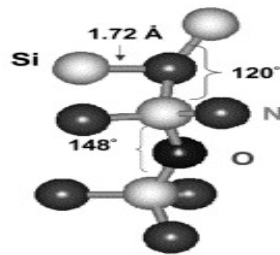


Figure II. 5: Structure atomique de l'oxynitride de silicium Si₂N₂O [Wong]

Le cristal de Si₂N₂O peut être par contre considéré comme une phase intermédiaire entre Si₃N₄ et SiO₂ (Figure II. 6)

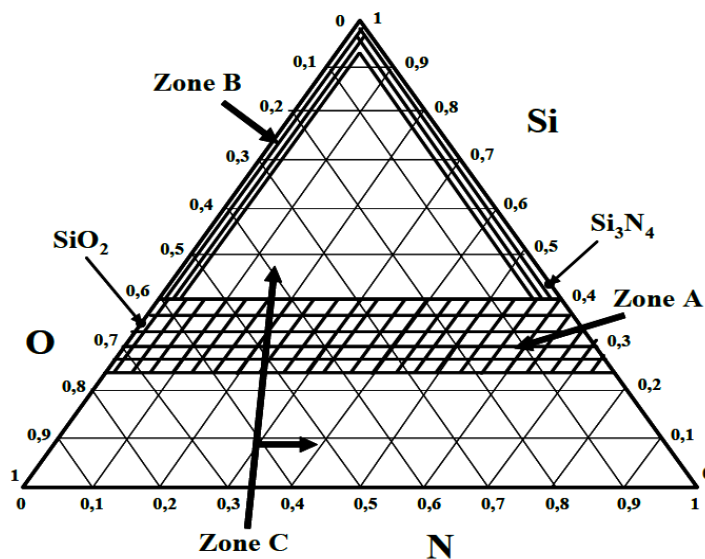


Figure II. 6: Diagramme ternaire des oxynitrides de silicium

Sur ce diagramme, on peut définir trois zones [Pinard] :

- **La zone A** correspond à des oxynitrides, les concentrations en oxygène sont inversement proportionnelles celles azote et dont la teneur en silicium reste constante, les oxynitrides de cette zone sont connus pour avoir des propriétés très intéressantes.
- **La zone B** correspond à des oxydes SiO_x faiblement oxydés ($x \ll 2$) ou à des nitrides SiN_y faiblement nitrurés ($y \ll 1,33$). Ces matériaux possèdent des indices élevés mais présentent une absorption non négligeable, ce qui restreint leur utilisation.
- **La zone C**, la plus importante en superficie où le pourcentage atomique de silicium dans le composé est toujours voisin de 30 %. A notre connaissance, cette zone n'a jamais été atteinte, quelle que soit la méthode d'élaboration utilisée.

b. Chimie du dépôt de SiON

Généralement pour les applications photovoltaïques, le dépôt de couches de SiON par PECVD utilise le silane SiH_4 et le protoxyde d'azote N_2O comme gaz précurseurs. On peut utiliser aussi une combinaison de 3 gaz : SiH_4 , N_2O et l'ammoniac NH_3 [Depuis_01]. L'utilisation de NH_3 permet de garder des conditions de dépôts pratiquement analogues à celles du SiN.

c. Propriétés optiques SiO_xN_y

Toutes les études effectuées sur les propriétés optiques et de passivation d'oxynitride de silicium (SiO_xN_y) sont destinés pour une utilisation comme couche antireflet sur la face avant et comme couche de passivation sur la face arrière des cellules photovoltaïques.

Le choix d'utiliser l'oxynitride de silicium comme couche antireflet est dicté par sa gamme d'indice de réfraction qui permet de compléter l'intervalle entre l'oxyde de silicium SiO_2 ($n_{\text{SiO}_2}=1.45$) et de nitride de silicium SiN ($n_{\text{Si}_3\text{N}_4}=1.9$ pour des dépôts riche en azote) [Prado]. Le dépôt de SiO_xN_y et l'ajustement de son indice optique ce fait de la même façon que celle de SiN dans le réacteur PECVD en contrôlant le débit des gaz précurseurs, de ce fait, nous pouvons avoir des indices de réfraction plus élevés en augmentant le taux de silane dans les dépôts [Wang]. L'absorption au niveau de ces matériaux est presque inexistante (très faible coefficient d'extinction), ce qui les rend adéquate pour une utilisation comme multicouches antireflet en combinaison avec le nitride de silicium.

Vous trouverez plus de détail sur la cinétique de dépôt de SiON dans le [Chapitre IV. 1. 2.](#)

1.2.4. L'oxyde de silicium

Les couches d'oxyde de silicium sont indispensables en tant que couches diélectriques pour des applications électroniques et optiques. Son faible indice optique lui permet d'être utilisé comme couche antireflets sur les faces avant et arrière des cellules solaires.

Le dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD) est une technique qui est largement utilisée pour le dépôt des couches de SiO_2 de bonne qualité, en raison de son taux de croissance rapide et des basses températures ($<400\text{ }^\circ\text{C}$).

Cependant, bien que les mélanges de gaz les plus souvent utilisés pour former la couche de SiO_2 est SiH_4/O_2 ou de $\text{SiH}_4/\text{N}_2\text{O}$ [Caquineau 00], la manipulation de silane besoin de soins spéciaux car il est toxique et explosif, même à température ambiante. Pour cela, d'autres gaz peuvent d'être utilisé comme le tétraéthoxysilane (TEOS) qui est sûr et facile à gérer car il est non toxique et chimiquement stable et de plus, il offre une bonne uniformité [Kim].

La plupart des études concernent uniquement les couches de SiO_2 à base des deux gaz précurseurs SiH_4 et N_2O [Wong, Lipinski, Nakanishi] et dans le cas de dépôt des multicouches antireflets ces gaz peuvent être directement utilisés pour le dépôt d'autres couches comme le nitrure de silicium (SiN) ou l'oxynitrure de silicium (SiON).

L'étude des réactions présentes dans ce plasma sont délicate à trouver. Un exemple est donné sur la Figure II.7 pour la formation de SiO_2 [Smith]. D'après cette étude, les deux radicaux directement produits par dissociation de SiH_4 et N_2O avec un électron sont $\cdot\text{SiH}_n$ et $\cdot\text{O}$ (a). La détection par spectroscopie de masse de nombreux silanols de forme $\text{SiH}_n(\text{OH})_p$ met en évidence un des moyens de consommation de ces radicaux (b) qui donne directement la couche de SiO_2 .

Cette production est à rapprocher de la génération de groupes aminosilanes $\text{SiH}_n(\text{NH}_2)_p$ dans le cas d'un plasma de $\text{NH}_3 + \text{SiH}_4$ (formation de radicaux $\cdot\text{NH}_n$ au lieu de $\cdot\text{O}$) [Wong].

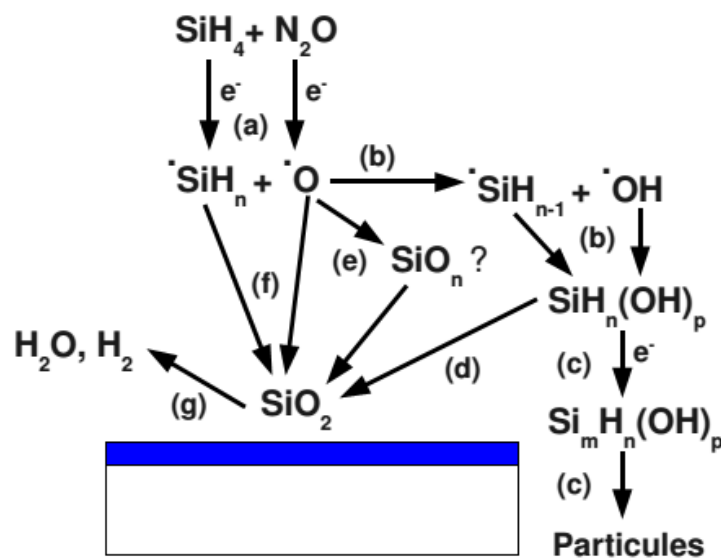


Figure II. 7 : Schéma des réactions possibles dans un plasma $\text{SiH}_4 + \text{N}_2\text{O}$ qui mènent à la formation des couches de SiO_2 (d'après [Smith])

2. Techniques d'élaboration des couches diélectriques

De nombreuses techniques de dépôt sont employées pour développer les couches minces. Les plus utilisées sont celles en phase vapeur qu'on peut classer dans deux grandes familles : les méthodes physiques dites PVD (Physical Vapor Deposition) à savoir la vaporisation thermique et la pulvérisation et les méthodes chimiques dites CVD (Chemical Vapor Deposition) [Friz]. On cite que pour chaque matériau de revêtement une technique de dépôt est appropriée.

L'application d'un matériau est directement liée à ses propriétés, elles-mêmes fortement dépendantes de la méthode d'élaboration, notamment dans le cas des couches minces.

2.1. Dépôts chimiques en phase vapeur

Le principe du dépôt chimique en phase vapeur consiste à déposer un matériau solide sous la forme d'une couche mince de quelques dizaines de nanomètres à plusieurs micromètres d'épaisseur sur un substrat, à partir de réactions chimiques mettant en jeu des précurseurs gazeux composés des éléments du dépôt. En CVD thermique le substrat est chauffé pour fournir l'énergie d'activation nécessaire au déclenchement de la réaction chimique (qui peut être une simple réaction de décomposition) et pour permettre une mobilité suffisante des atomes pour former la structure désirée. Ces températures, de l'ordre de 800 à 1000°C, peuvent excéder les tolérances du substrat.

La réduction de l'énergie thermique nécessaire peut être obtenue en fournissant de l'énergie supplémentaire aux précurseurs pour qu'ils puissent amorcer leurs réactions en amont du substrat. C'est le cas où les réactions chimiques sont assistées par plasma (PECVD). Les plasmas froids, sources d'espèces très réactives, sont un bon moyen de fournir ce supplément d'énergie, pouvant augmenter les vitesses de dépôt tout en conservant les propriétés des films obtenues par CVD classique.

Le principe de la PECVD consiste à dissocier les précurseurs par impacts électroniques. Les atomes et radicaux ainsi créés s'adsorbent et réagissent ensuite à la surface du substrat suivant les schémas réactionnels conventionnels. L'énergie thermique apportée malgré tout au substrat ne sert plus qu'à assurer une mobilité de surface suffisante aux espèces actives pour assurer la croissance du film. L'assistance de la CVD par un plasma offre la possibilité de :

- déposer à une température nettement plus faible qu'en CVD thermique.
- faire varier la composition dans un domaine plus large et de modifier sélectivement les propriétés des films en changeant les conditions de dépôt.
- synthétiser de nouveaux matériaux ou des phases métastables comme le diamant (impossible en CVD thermique).

2.2. Dépôts chimiques en phase vapeur assisté par plasma

Dans ce travail, tous les matériaux utilisés sont déposés par la technique PECVD: l'oxyde de silicium (SiO_2), l'oxynitride de silicium (SiON) et le nitrure de silicium hydrogéné ($\text{SiN}_x\text{:H}$). Nous détaillons ici le mécanisme du dépôt par plasma, et plus particulièrement par plasma froid (faiblement ionisé).

Lorsqu'un matériau (substrat) est en contact avec un plasma froid contenant une ou plusieurs espèces condensables, un film se forme à sa surface. Par l'intermédiaire de réactions entre les espèces présentes dans le plasma et à la surface, les molécules de la phase gazeuse forment un film qui recouvre le substrat.

Plusieurs phénomènes interviennent dans la formation des dépôts comme : L'adsorption à la surface par physisorption, la création de sites radicalaires en surface, la mobilité des espèces en surface, la passivation des radicaux par des atomes H et la Réticulation par liaisons entre deux radicaux.

Le dépôt est donc le siège d'une compétition entre différents phénomènes (création de radicaux et passivation) qui peut mener à des régimes de croissances distincts, variables selon les paramètres du plasma. La Figure II.8 représente schématiquement les différents processus possibles.

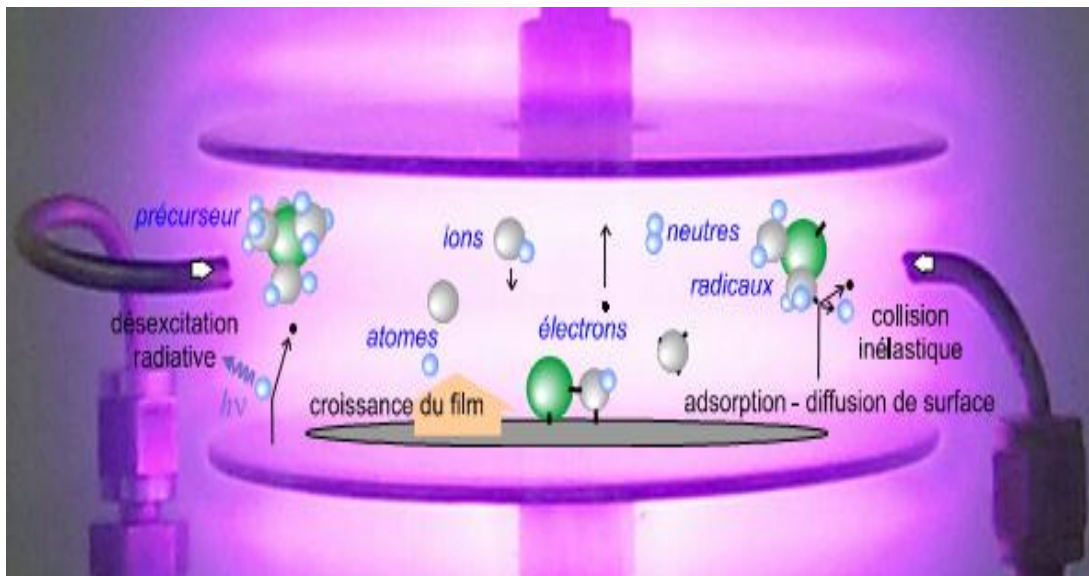


Figure II. 8 Différentes réactions du plasma [Jeannot].

Les plasmas proviennent souvent des décharges qui résultent d'un transfert d'énergie électrique au milieu gazeux afin de produire « l'amorçage » qui est caractérisé par une augmentation brutale de la conductivité du gaz, et d'assurer ensuite le maintien de l'ionisation des atomes et molécules qui se recombinent très rapidement (quelques μs) dans le milieu et surtout sur les parois.

Le matériau sur lequel le film doit être déposé (substrat) est mis en contact avec le plasma. plusieurs paramètres peuvent alors être ajustés : le volume et la forme de l'enceinte, la puissance

du champ électrique, sa fréquence, la nature et la quantité du (ou des) précurseur(s) injecté(s), la pression dans l'enceinte, la nature du substrat, sa température et sa position par rapport au plasma. La composition, la structure et par conséquent les propriétés du film formé par plasma dépendent du précurseur choisi mais surtout des conditions dans lesquelles le plasma est généré [Jeannot]. Pour réaliser des dépôts de SiN et SiON, le procédé PECVD présente plusieurs avantages par rapport à ses concurrents. Son principal intérêt est une température de dépôt relativement faible (moins de 400°C contre plus de 800°C pour les méthodes CVD) car l'excitation des gaz précurseurs ne se fait plus avec l'agitation thermique mais grâce à l'excitation électromagnétique générée par le plasma : le faible budget thermique est donc plus intéressant pour l'industrie. Ensuite, la vitesse de dépôt de la couche est élevée rendant cette méthode d'autant plus attractive.

2.3. Les différentes configurations de réacteurs PECVD

Il existe fondamentalement deux types de réacteurs PECVD : le réacteur de type direct où l'échantillon est directement en contact avec le plasma et le réacteur de type « remote » ou post décharge dans lequel l'excitation des espèces gazeuses se produit en amont de la chambre de dépôt [Aberle].

a. Réacteurs de type direct

Dans ce cas, tous les gaz précurseurs sont excités par le champ électromagnétique et les substrats à traiter sont en contact avec le plasma (Figure II. 9). Le réacteur se compose de deux électrodes parallèles (l'électrode inférieure supportant l'échantillon) entre lesquelles se développe le plasma. L'échantillon est chauffé par son support, en général en graphite. Le champ électromagnétique a une fréquence qui est soit de 13.56 MHz (méthode haute fréquence) soit comprise entre 10 et 500 kHz (méthode basse fréquence).

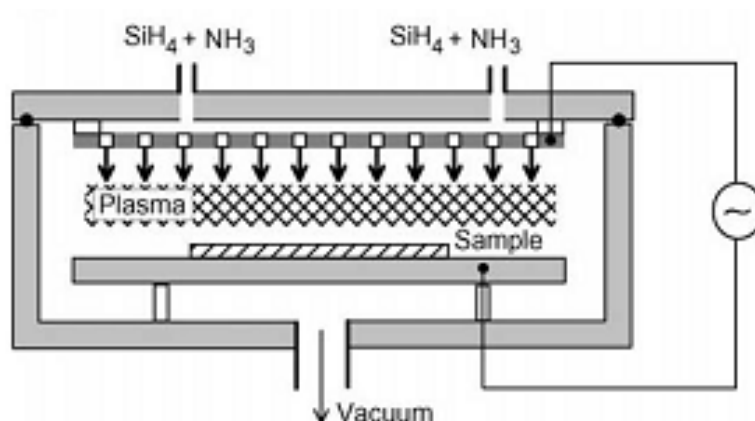


Figure II. 9: Réacteur PECVD de type direct.

Pour les applications industrielles, et de manière à améliorer la vitesse de production, des réacteurs PECVD direct ont été développés sur le modèle des fours de diffusion et d'oxydation de la microélectronique : on parle de réacteurs de type « batch ». Les substrats sont alors placés sur des électrodes connectées en parallèle, permettant de traiter simultanément plus de 100 wafers et d'atteindre des cadences de production de plus de 1000 plaques par heure.

b. Réacteurs de type remote (ou post-décharge)

Dans ce type de réacteur, l'échantillon est séparé du lieu de génération du plasma (Figure II. 10). L'excitation du plasma peut être réalisée de différentes façons et notamment à partir de micro-ondes (en général, 2.45 GHz). Le plasma est créé à l'extérieur de la zone de dépôt et les espèces réactives sont ensuite redirigées sur l'échantillon par l'intermédiaire d'un tube en quartz. En général, le plasma excite seulement l'ammoniac. Le silane est injecté à proximité de l'échantillon par une autre arrivée de gaz.

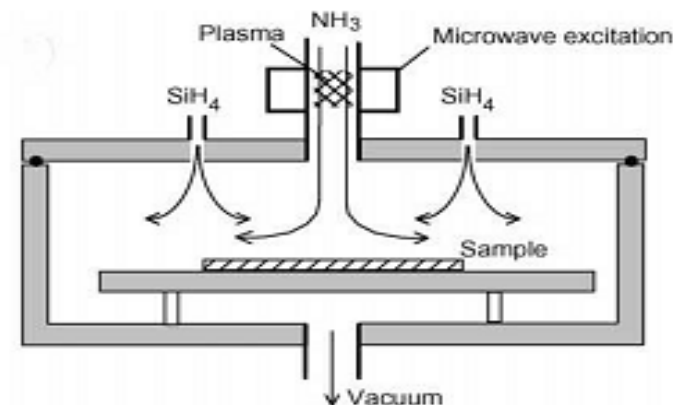


Figure II.10 : Réacteur de type remote

Cette méthode permet d'éviter la dégradation de l'échantillon liée aux bombardements. L'avantage réside également dans le fait que la densité du plasma est plus importante, ce qui implique des vitesses de dépôt plus élevées que dans les réacteurs de type direct [34]

2.4. Le réacteur LF-PECVD direct (440 kHz) de L'INL de Lyon

2.4.1. Description du réacteur

Dans le cadre de cette thèse, tous les dépôts ont été effectués au niveau de L'institut des Nanotechnologies de Lyon (INL), les dépôts de nitrure de silicium et l'oxynitrure de silicium ont été réalisés à l'aide d'un réacteur PECVD de type direct développé par la société SEMCO Engineering. La fréquence d'application du plasma est de 440 kHz (plasma capacitif basse

fréquence) et les gaz précurseurs utilisés sont le silane pur (SiH_4) et l'ammoniac (NH_3) et le protoxyde d'azote (N_2O). Ce réacteur est de type « batch », avec la particularité de présenter une chambre de dépôt à configuration verticale (Figure II. 11). Ainsi, des échantillons de toutes tailles et géométries peuvent y être disposés, sans avoir à les maintenir comme dans le cas des dispositifs classiques à chambre de dépôt horizontale. La capacité de ce « petit » réacteur est de 15 substrats de dimensions maximales $15 \times 15 \text{ cm}^2$.

L'obtention des couches homogène sur toute la surface de substrat nécessite des paramètres optimaux de réacteur, ces paramètres ont été optimisés par l'équipe photovoltaïque de L'INL et sont les suivant :

- Paramètres fixes :
 - ✓ Géométrie du réacteur.
 - ✓ Fréquence du plasma (440 kHz) ;
 - ✓ Puissance nominale (1000 W) ;
 - ✓ Cycle d'application du plasma $t_{\text{on}} = 4.3 \text{ ms}$ et $t_{\text{off}} = 44.1 \text{ ms}$ pour les oxydes et les oxynitrures et $t_{\text{on}} = 8.5 \text{ ms}$, $t_{\text{off}} = 39.9 \text{ ms}$ pour les nitrure (SiN) conduisant à une puissance efficace de 85 W et 170 W respectivement.
- Paramètres variables :
 - ✓ Pression (P) ;
 - ✓ Température (T) ;
 - ✓ Débit total des gaz précurseurs (D_T) ;
 - ✓ Rapport des débits des gaz précurseurs ($R = \text{NH}_3/\text{SiH}_4$ et $\text{Ox} = \text{N}_2\text{O}/\text{SiH}_4$) ;
 - ✓ Temps de dépôt (t).

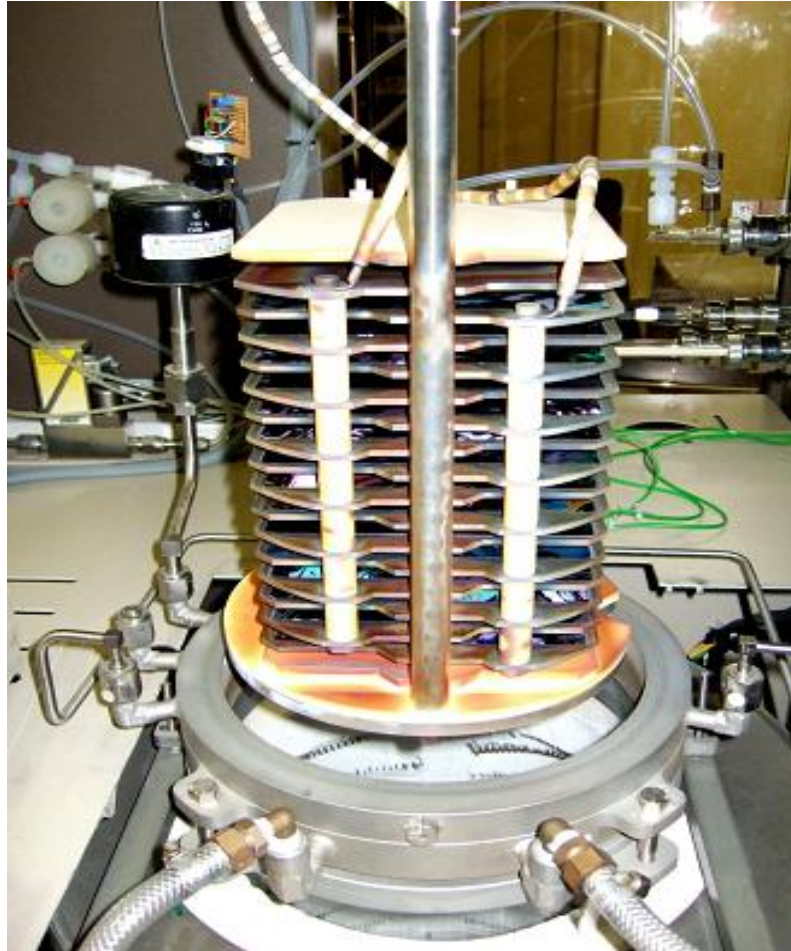


Figure II. 11 : Schéma du dispositif LF-PECVD direct avec chambre de dépôt à configuration verticale (SEMCO Engineering). La photo montre les électrodes porte-substrats

3. Principales méthodes de caractérisation

Nous avons réalisé les caractérisations optiques de nos échantillons à l'aide de deux techniques : l'Ellipsométrie spectroscopique de type Jobin Yvon UVISEL et Mesure de réflectivité. Ces techniques sont très importantes dans ce travail, car l'Ellipsométrie nous permet de déterminer les différents indices optiques et les épaisseurs de nos couches antireflets, ainsi grâce au Mesure de réflectivité on peut mesurer la réflectivité de nos échantillons.

3.1. Ellipsométrie spectroscopique

Dans cette partie, nous avons donné une grande importance à introduire le principe de l'Ellipsométrie, car cette mesure a été réalisée sur tous les échantillons élaborés. Les indices et épaisseurs trouver ont été utilisés tous au long de ce travail.

L'ellipsométrie est une méthode d'analyse optique basée sur le changement de polarisation de la lumière lors d'une réflexion en incidence optique sur une surface plane. On envoie sur un

échantillon une onde lumineuse polarisée, et on analyse la modification de polarisation introduite par l'échantillon. L'ellipsométrie analyse cette modification par l'intermédiaire du rapport ρ des coefficients de réflexion parallèle et perpendiculaire.

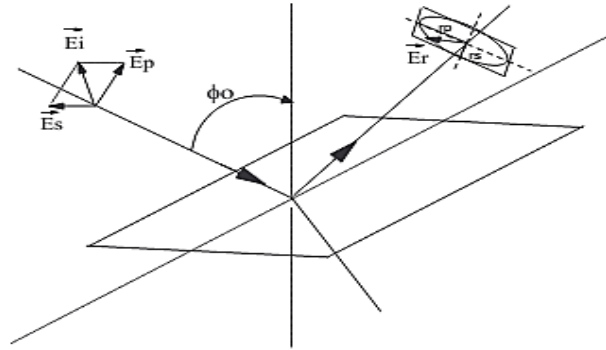


Figure II. 12 : Représentation d'une onde plane incidente et réfléchi sur une surface plane

En incidence oblique, une onde polarisée rectilignement deviendra elliptique après réflexion sur un échantillon. L'ellipsométrie mesure ce changement de polarisation par le biais des angles Ψ et Δ , définis par :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan\Psi e^{i\Delta}$$

Avec $\tan\Psi = \frac{|r_p|}{|r_s|}$, $0^\circ \leq \Psi \leq 90^\circ$ est le rapport des amplitudes et $\Delta = \delta_{||} - \delta_{\perp}$ est le déphasage introduit par la réflexion.



Figure II. 13: Ellipsométrie spectroscopique de L'INL de Lyon

Les données de mesure sont utilisées pour décrire un modèle où chaque couche se réfère à un matériau donné. Des modèles optiques appelés relation de dispersion des formules mathématiques sont conçus et monter sur des données mesurées ψ et Δ pour déterminer les constantes optiques en fonction de la longueur d'onde $n(\lambda)$ et $k(\lambda)$. Ils permettent d'évaluer les propriétés optiques et de l'épaisseur du matériau en réglant les paramètres d'ajustement spécifiques [Guide].

Une multitude de modèles ont été développés pour chaque type de matériau, parmi lesquels nous pouvons citer l'oscillateur de Lorentz pour les matériaux transparents, l'oscillateur de Drude pour les métaux ou le modèle Adachi-Forouh pour les semi-conducteurs. Dans ce travail, nous avons utilisé le modèle New Amorphous Dispersion qui décrit les fonctions optiques des matériaux amorphes. Il est basé sur la base de la formulation Forouhi-Bloomer. Ce nouveau modèle a été créé afin de donner une forme lorentzienne à l'expression du coefficient d'extinction et de l'indice de réfraction pour plus de détail sur ce modèle [Guide]. (Pour plus de détail consulter le Chapitres IV. 3. 1).

3.2.Mesure de réflectivité

La Figure II. 14 présente le dispositif expérimental qu'on a utilisé pour la mesure de la réflectivité de nos échantillons qui sont placé sur une ouverture de la sphère intégrante située à l'opposé du faisceau incident monochromatique. A chaque longueur d'onde, l'intensité réfléchie est mesurée par un photo-détecteur.

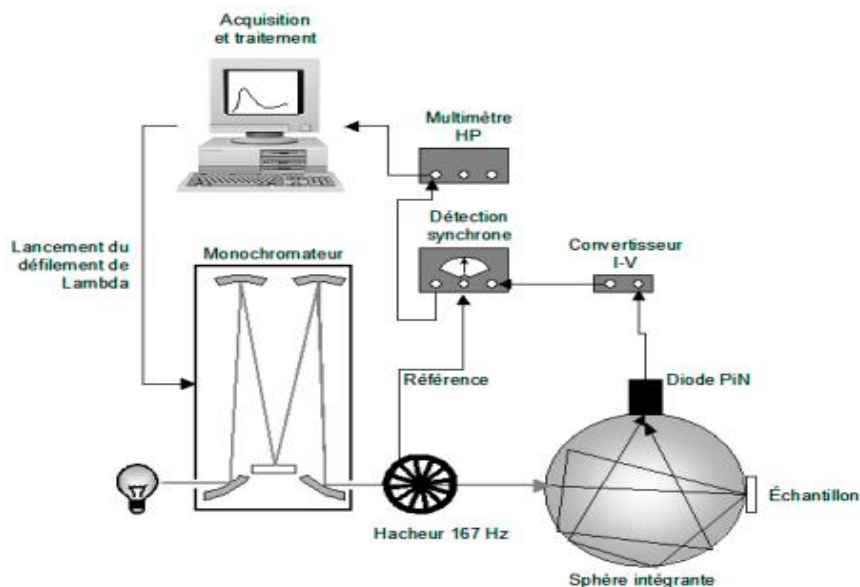


Figure II.14 : Dispositif expérimental de la mesure de réflectivité

La source de lumière est une lampe halogène reliée à une alimentation en courant stabilisée. Un monochromateur d'une résolution de 1 Å, permet de sélectionner la longueur d'onde (350 à 1100

nm). L'intensité émise par lampe dans l'UV est toutefois assez faible, ce qui peut entraîner un signal assez bruité pour des longueurs d'onde inférieures à 400 nm. Le flux en sortie est modulé sous forme d'un signal carrée par un hacheur à 167 Hz, de manière à utiliser une détection synchrone. Ceci permet de rejeter le bruit de fond et d'obtenir un signal plus net.

L'état de surface de l'échantillon entraîne une réflexion diffuse du rayonnement incident, qui lui-même peut présenter une inhomogénéité dans sa distribution spatiale. Ceci est d'autant plus vrai que nous sommes amenés à mesurer la réflectivité d'échantillon texturés. Cela conduit à utiliser une sphère intégrante qui permet d'intégrer spatialement un flux lumineux divergent et de faire converger la quasi-totalité des rayons réfléchis vers le photo-détecteur.

4. Conclusion

Après avoir présenté le réacteur PECVD et les techniques de caractérisation optiques utilisées dans ce travail ainsi les matériaux de base utilisés, nous allons aborder dans le chapitre III, la partie théorique qui nous permet de construire nos programmes de simulation afin de chercher les paramètres optimaux (indices et épaisseurs) de nos couches sur les deux faces de la cellule (avant et arrière).

Chapitre III :

Couches Minces Optiques : Approche Théorique

Introduction

Le champ électromagnétique qui se propage dans l'espace peut être monochromatique, c.-à-d. caractérisé par une seule fréquence ν , pulsation ω ($\omega=2\pi\nu$) ou λ est la longueur d'onde ($\lambda=c/\nu$), ou polychromatique, s'il transporte plusieurs fréquences (longueurs d'ondes) soit discrètes soit en continues. La distribution de l'énergie entre ces composantes s'appelle le spectre du rayonnement. Différentes gammes du spectre électromagnétique sont désignées par des noms particuliers (onde radio, micro-onde, ondes optiques, etc.). L'irradiation et la détection du champ électromagnétique dans les différentes gammes spectrales sont souvent liées à des processus physiques bien différents. Un aperçu de tout le spectre électromagnétique utilisé ou accessible est donné sur la Figure III. 1. Le rayonnement appartenant à l'intervalle étroit entre 380 nm et 770 nm est capable de produire des sensations visuelles dans l'œil humaine et s'appelle « lumière ». Cette région est bornée des deux côtés par un rayonnement: ultraviolet (coté des faibles longueurs d'ondes) et infrarouge (coté des grandes longueurs d'ondes). Les trois gammes forment ensemble le spectre optique auquel on s'intéressera en particulier dans le cadre de cette partie.

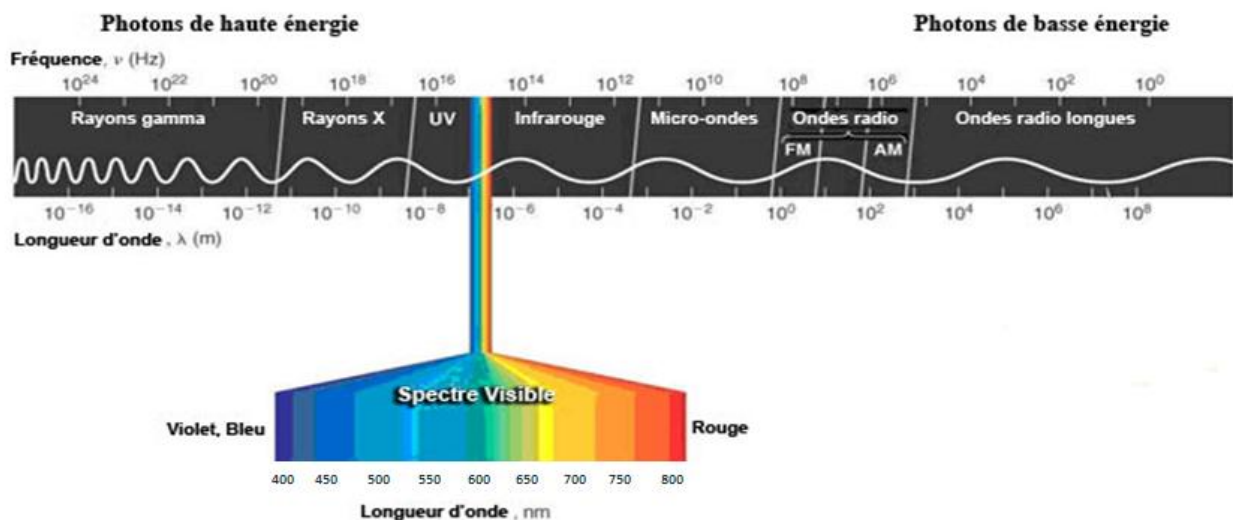


Figure III. 1 : Le spectre électromagnétique

1. Théorie et Modèles des couches diélectriques

L'industrie des couches minces est obligée de concevoir des multicouches antireflets dans lesquels les valeurs de la transmission, de la réflectivité, et d'absorption sont spécifiées à un certain nombre de longueurs d'onde, d'angles d'incidence et de polarisations de la lumière incidente. Dans quelque cas, cette industrie peut être requise de fournir à ces multicouches beaucoup d'autres propriétés plus compliquées. Les paramètres qui peuvent être employés pour atteindre ces buts sont le nombre de couches dans les multicouches, les épaisseurs des couches, et les indices de réfraction et les coefficients d'extinction des couches. Une maîtrise parfaite de comportement des ondes électromagnétiques à travers ces multicouches est indispensable. Il existe de nombreux modèles mathématiques qui permettent de traiter le comportement de rayonnement électromagnétique à travers des structures antireflet. Ces méthodes utilisent des approches différentes.

Le calcul général de la réflectivité et de la transmission d'un empilement multicouche est détaillé dans de nombreux ouvrages (voir par exemple [\[Macleod\]](#)). Plusieurs approches ont été proposées pour calculer la réflectivité d'un empilement de couches minces.

Parmi les plus utilisées, on trouve l'approche matricielle et l'approche récursive. La première approche est basée sur le formalisme introduit par Abélès en 1950 [\[Abeles\]](#), il a été présenté en détail par B. Pardo et al. en 1988 [\[Pardo\]](#) puis par C. Charalambos et al en 2002 [\[Charalambos\]](#). Elle présente l'intérêt de réduire les temps de calcul si l'on calcule des empilements périodiques avec un nombre de périodes élevé. Elle s'avère utile pour avoir rapidement une estimation des réflectivités, par exemple pour rechercher les meilleurs matériaux pour une application donnée parmi tout le tableau périodique [\[Bajt\]](#). On trouve aussi le code de calcul pour des empilements multicouches XUV [\[Delmotte\]](#) qui est basé sur la méthode récursive.

Cependant, la méthode matricielle est la plus utilisée. Pour cela, nous avons développé nos propres codes de simulation et d'optimisation en se basant sur cette approche.

2. La méthode de transfert matricielle

La méthode de transfert matricielle (Transfer Matrix Method) (TMM) est une approche simple de modélisation de comportement des ondes électromagnétique à travers plusieurs couches. Cette méthode utilise des conditions aux limites de la continuité entre les couches des différents matériaux utilisés et les équations d'onde qui décrivent les champs électriques et magnétique ainsi de la réflectivité et de la transmission à travers chaque couche. La continuité exige que les champs

à l'interface entre deux matériaux soient les mêmes en chaque matériau. Ensuite, si le champ électrique est connu au début de la 1^{ère} couche, la TMM peut être utilisée pour déterminer les champs électriques et magnétiques aux extrémités des autres couches [Katherine].

La Figure III. 2 représente le comportement de la lumière à travers un empilement de plusieurs couches. Dans cette figure, de gauche vers la droite contient l'onde électromagnétique incidente et de droit vers la gauche représente l'onde émise. Les blocs centraux représentent des couches individuelles d'une structure multicouche, chacune avec son propre indice de réfraction et son épaisseur.

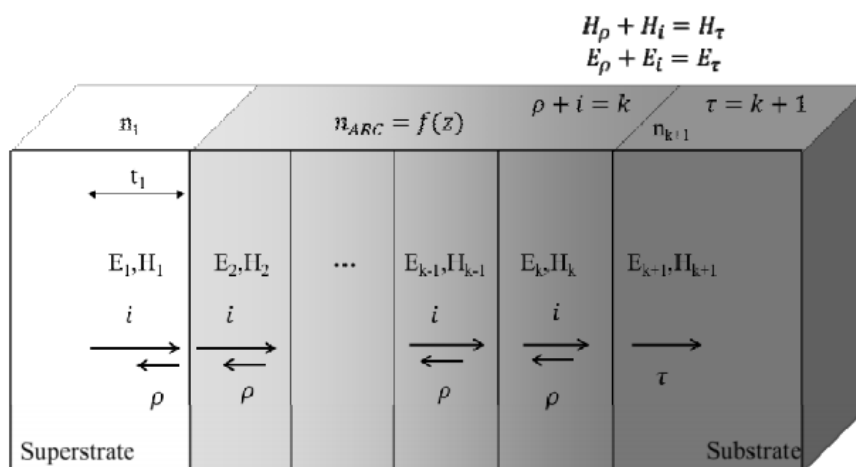


Figure III. 2 : Le comportement de la lumière à travers un empilement de plusieurs couches

Cette partie de la thèse est un récit long et fatigant d'une théorie de base qui est nécessaire pour effectuer des calculs sur les propriétés des empilements des couches minces (multicouches). Pour cela et afin de rendre plus facile de trouver les résultats de base, nous avons réalisé un résumé à la fin de chapitre (§ III.7).

Dans ce travail, nous avons adopté une approche plus fondamentale à la conception d'empilements antireflets. Cette étude d'empilements précis, nous permettra de faire une bonne comparaison avec des empilements fabriqués à partir de matériaux connus.

2.1. Les équations de Maxwell et les ondes électromagnétiques planes

Nous commençons notre étude sur les problèmes à couche mince en résolvant les équations de Maxwell avec les équations appropriées. Dans les milieux isotropes ces équations peuvent être écrites [Macleod]:

$$\vec{\text{rot}} \mathbf{H} = \mathbf{j} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2)$$

$$\text{div} \mathbf{D} = \rho \quad (3)$$

$$\text{div} \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (6)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (7)$$

Pour ces équations, nous pouvons ajouter

$$\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0 \quad (8)$$

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (9)$$

$$\varepsilon_0 = 1/(\mu_0 c^2) \quad (10)$$

Où ε_0 et μ_0 sont la permittivité et la perméabilité de l'espace libre, respectivement. ε_r et μ_r est la permittivité et la perméabilité relative, et c représente la vitesse de la lumière dans l'espace vide.

L'analyse qui suit est brève et incomplète. Pour un traitement complet et rigoureux des équations du champ électromagnétique les lecteurs sont renvoyé à Wolf et Born [[Born](#)].

On combinant les différentes équations précédentes, la résolution de \mathbf{E} est ;

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \mu \sigma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (11)$$

Nous pouvons écrire une expression similaire pour \mathbf{H} .

Tout d'abord, nous cherchons une solution de l'équation (11) sous la forme d'une onde plane polarisée, et nous choisissons la forme complexe de cette onde, la signification physique étant associé à la partie réelle de l'expression.

$$\mathbf{E} = \varepsilon \exp[i\omega(t - x/v)] \quad (12)$$

Cette équation représente une onde se propageant le long de l'axe x avec une vitesse v , ε est l'amplitude du vecteur et ω la fréquence angulaire de cette onde. L'avantage de cette forme

complexe de l'onde est que les changements de phase φ peuvent être traités très rapidement en les incluant dans une amplitude complexe de (12), et on aura :

$$E = \varepsilon \exp[i\{\omega(t - x/v) + \varphi\}] = \varepsilon \exp(i\varphi) \exp[i\omega(t - x/v)] \quad (13)$$

Où $\varepsilon \exp(i\varphi)$ est l'amplitude du vecteur complexe. L'équation (13), qui présente une phase φ est tout simplement l'expression (12), avec l'amplitude remplacé par l'amplitude complexe.

Pour avoir les mêmes solutions pour les équations (11) et (12), il est nécessaire d'avoir :

$$\omega^2/v^2 = \omega^2 \varepsilon \mu - i \omega \mu \sigma \quad (14)$$

Pour le vide $\sigma = 0$ et $v = c$, à partir de l'équation (14)

$$c^2 = 1/\varepsilon_0 \mu_0 \quad (15)$$

En multipliant l'équation (14) par l'équation (15) et en la divisant par ω^2 , nous obtenons

$$\frac{c^2}{v^2} = \frac{\varepsilon \mu}{\varepsilon_0 \mu_0} - i \frac{\mu \sigma}{\omega \varepsilon_0 \mu_0}$$

Où c/v est un paramètre sans dimension du milieu, que nous noterons N:

$$N^2 = \varepsilon_r \mu_r - i \frac{\mu_r \sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (16)$$

Cela implique que N est de la forme

$$N = c/v = n - ik \quad (17)$$

Il y'a deux valeurs possibles de N à partir de (16), mais pour des raisons physiques, nous choisissons ce qui donne une valeur positive de n.

N est connu comme indice de réfraction complexe, n comme la partie réelle de l'indice de réfraction et k est appeler le coefficient d'extinction.

Pour l'équation (16)

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_r \mu_r \quad (18)$$

$$2nk = \frac{\mu r \sigma}{\omega \varepsilon_0} \quad (19)$$

L'équation (12) peut être écrite :

$$E = \varepsilon \exp[i\omega t - (2\pi N/\lambda)x] \quad (20)$$

Où nous avons introduit la longueur d'onde dans l'espace libre $\lambda = 2\pi c/\omega$, le remplacement de N par $n - ik$ dans l'équation (20) donne :

$$E = \varepsilon \exp[-(2\pi k/\lambda)x] \exp[i\omega t - (2\pi n/\lambda)x] \quad (21)$$

k étant une mesure de l'absorption dans le milieu.

La variation de phase produite par une onde traversant la distance x dans un milieu est la même que celle produite pour une distance nx dans le vide. Pour cette raison, n_x est connue comme la distance optique.

L'équation (20) représente une onde plane polarisée se propageant le long de l'axe x . Pour une onde se propageant dans une même direction, elle est déterminée par le coefficient d'orientation (α, β, γ) . Pour cela, l'expression (20) devient :

$$E = \varepsilon \exp[i\omega t - (2\pi N/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)] \quad (22)$$

Ce type d'onde est la plus simple à définir dans un milieu absorbant. Dans un ensemble de films minces absorbeurs, nous verrons que nous sommes parfois obligés d'adopter une expression un peu plus compliquée pour l'onde.

Plusieurs relations importantes pour ce type d'onde peuvent être dérivées à partir des équations de Maxwell. La direction de propagation de l'onde est donnée par le vecteur unitaire \hat{s} où :

$$\hat{s} = \alpha \mathbf{i} + \beta \mathbf{j} + \gamma \mathbf{k}$$

Avec \mathbf{i} , \mathbf{j} et \mathbf{k} sont les vecteurs unitaires le long de l'axe x , y et z , respectivement. On dérivant l'équation (22) par rapport au temps, nous aurons

$$\partial E / \partial t = i\omega E$$

Et à partir des équations (1), (5) et (6)

$$\begin{aligned}\overrightarrow{\text{rot}} H &= \sigma E + \varepsilon \partial E / \partial t \\ &= (\sigma + i\omega\varepsilon)E \\ &= i \frac{\omega N^2}{c^2 \mu} E\end{aligned}$$

Nous avons

$$\overrightarrow{\text{rot}} H = \left(\frac{\partial H}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial H}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial H}{\partial z} \mathbf{k} \right) \times$$

Avec \times représente le produit vectoriel.

$$\frac{\partial H}{\partial x} = -i \frac{2\pi N}{\lambda} \alpha = -\frac{\omega N}{c} \alpha, \quad \frac{\partial H}{\partial y} = -i \frac{\omega N}{c} \beta, \quad \frac{\partial H}{\partial z} = -i \frac{\omega N}{c} \gamma$$

De sorte que

$$\overrightarrow{\text{rot}} H = -i \frac{\omega N}{c} (\hat{s} \times H)$$

Alors,

$$-i \frac{\omega N}{c} (\hat{s} \times H) = i \frac{\omega N^2}{c^2 \mu} E$$

C'est-à-dire

$$-\frac{N}{c\mu} (\hat{s} \times H) = E \quad (23)$$

Un travail similaire pour H nous donne ;

$$\frac{N}{c\mu} (\hat{s} \times E) = H \quad (24)$$

Pour ce type d'onde, E , H et \hat{s} sont perpendiculaires entre eux. La quantité $\frac{N}{c\mu}$ a les dimensions d'une admittance et il est connu comme l'admittance optique du milieu, il est noté Y . Dans l'espace libre, l'admittance optique est donnée par

$$Y = (\varepsilon_0 / \mu_0)^{1/2} = 2.6544 \times 10^{-3} \text{S} \quad (25)$$

Avec

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (26)$$

Et à des fréquences optiques μ_r , nous pouvons écrire

$$y = NY \quad (27)$$

Et

$$H = y(\hat{s} \times E) = NY(\hat{s} \times E) \quad (28)$$

2.2. Le vecteur de Poynting

Une caractéristique importante de rayonnement électromagnétique, c'est qu'il a une forme d'énergie transporté, et c'est l'énergie associée à l'onde qui est observé. Le taux d'instantané de flux d'énergie à travers une zone d'espace est donné par le vecteur de Poynting

$$S = E \times H \quad (29)$$

Cette expression n'est pas linéaire (E est multiplié par H), pour cela, nous ne pouvons pas utiliser directement la forme complexe de l'onde. Soit la partie réelle ou la partie imaginaire de l'expression d'onde doivent être insérés.

La valeur instantanée du vecteur de Poynting oscille à deux fois la fréquence de l'onde. Il est défini comme l'éclairement ou dans les anciens systèmes d'unités « intensité ». Dans le système d'unités SI, il est mesuré en watts par mètre carré. Dans notre cas, nous adopter un symbole « I » pour l'irradiance.

Pour une onde harmonique, nous constatons que nous pouvons dériver une expression très simple de rayonnement en utilisant la forme complexe de l'onde. C'est-à-dire. :

$$I = \frac{1}{2} \text{Re}(E \times H^*) \quad (30)$$

Où * désigne le conjugué complexe. Il convient de souligner que la forme complexe doit être utilisée dans l'équation (30). L'éclairement I est écrit en tant que grandeur vectorielle, quand il a la même direction que le flux d'énergie de l'onde, E et H sont perpendiculaires, l'équation (30) peut s'écrire

$$I = \frac{1}{2} \text{Re}(EH^*) \quad (31)$$

Avec E et H sont des grandeurs scalaires.

Il est important de noter que les vecteurs électriques et magnétiques dans l'équation (30) doivent être un total des champs résultants dus à toutes les ondes qui sont utilisées. Cela est implicite dans le calcul de l'expression du vecteur de Poynting. Nous reviendrons sur ce point lors du calcul de réflexion et de transmission.

Pour une seule onde homogène et harmonique de la forme (22) :

$$H = y(\hat{s} \times E)$$

Avec

$$\begin{aligned} I &= \text{Re} \left(\frac{1}{2} y E E^* \hat{s} \right) \\ &= \frac{1}{2} n Y E E^* \hat{s} \end{aligned} \quad (32)$$

À partir de l'équation (22), E est donnée par

$$\begin{aligned} E &= \varepsilon \exp[i\{\omega t - (2\pi[n - ik]/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)\}] \\ &= \varepsilon \exp[-(2\pi k/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)] \exp[i\{\omega t - (2\pi n/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)\}] \end{aligned}$$

Ce qui implique;

$$E E^* = \varepsilon \varepsilon^* \exp[-(4\pi k/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)]$$

Et

$$I = \frac{1}{2} n Y |\varepsilon|^2 \exp[-(4\pi k/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)]$$

L'expression $(\alpha x + \beta y + \gamma z)$ est la distance le long de la direction de propagation, $4\pi k/\lambda$ est défini comme le coefficient d'absorption α , qui est

$$\alpha = 4\pi k/\lambda \quad (33)$$

Le coefficient d'absorption α ne doit pas être confondu avec la direction du cosinus. Cependant

$$|\varepsilon| \exp[-(2\pi k/\lambda)(\alpha x + \beta y + \gamma z)]$$

Est l'amplitude de l'onde au niveau du point (x, y, z) , cela nous donne une simple façon d'écrire l'expression de l'irradiance

$$I = \frac{1}{2} n \gamma (\text{amplitude})^2 \quad (34)$$

Dans le calcul de réflexion ou de transmission, cette expression sera souvent utilisée pour comparer l'irradiance.

3. Une simple frontière d'une surface

Un ensemble de couche mince sont généralement constitués d'un certain nombre de frontières entre les différents milieux homogènes constituant ces couches et c'est l'effet que ces frontières auront sur une onde incidente que nous souhaitons calculer. Une seule limite est le cas le plus simple.

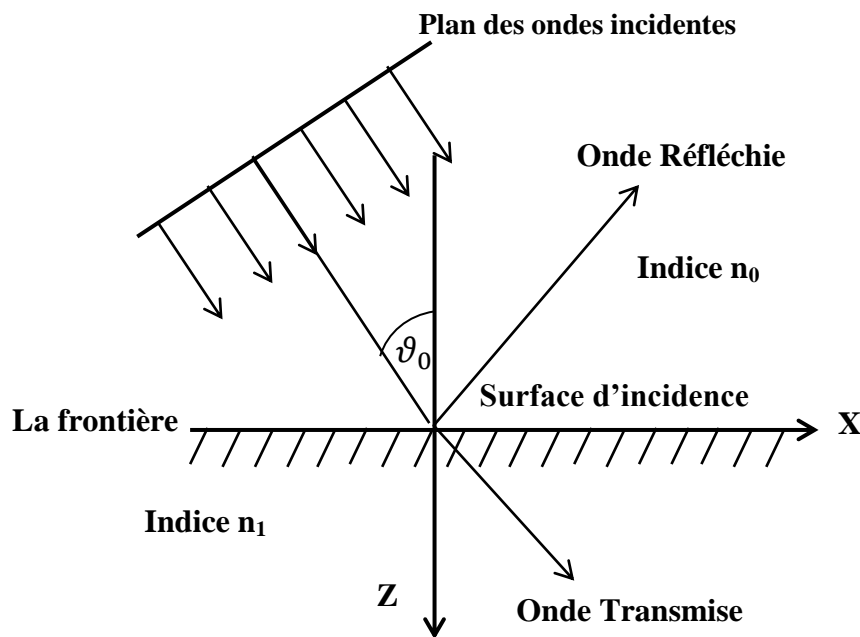


Figure III. 3 : Une onde incidente sur une surface plane

Tout d'abord, nous considérons des couches non absorbantes ($k = 0$). La Figure III. 3 représente le comportement d'une onde incidente sur une seule surface. Les composantes tangentielles de E et H le long de la frontière sont continus. Dans ce cas, la limite est définie par $z = 0$, et les composantes tangentielles doit être continue pour toutes les valeurs de x, y et t .

L'onde incidente sera divisée en une onde réfléchiée et une onde transmise à la frontière, et notre objectif est le calcul des paramètres de ces ondes. On peut alors écrire les facteurs de phase sous la forme suivante

$$\text{Onde Incidente} \quad \exp[i\{\omega_i t - (2\pi n_0/\lambda_i)(x \sin \vartheta_0 + z \cos \vartheta_0)\}]$$

$$\text{Onde Reflechiée} \quad \exp[i\{\omega_r t - (2\pi n_0/\lambda_r)(\alpha_r x + \beta_r y + \gamma_r z)\}]$$

$$\text{Onde Transmise} \quad \exp[i\{\omega_t t - (2\pi n_1/\lambda_t)(\alpha_t x + \beta_t y + \gamma_t z)\}]$$

Pour les facteurs de phase de ces ondes et afin de satisfaire les conditions aux limites pour tous point x, y, z à $z = 0$, les coefficients de ces facteurs doivent être séparément identiques :

$$\omega \equiv \omega_r \equiv \omega_t \quad (35)$$

Autrement dit, il n'y a pas de changement de fréquence dans la réflexion ou la réfraction et donc pas de variation de longueur d'onde dans l'espace libre. Cela implique que les longueurs d'onde d'espace libre sont égales :

$$\lambda \equiv \lambda_r \equiv \lambda_t \quad (36)$$

Suivi de ;

$$0 \equiv n_0 \beta_r \equiv n_1 \beta_t$$

Les directions des ondes réfléchies et transmises sont confinées dans le plan d'incidence. Ceci implique que les cosinus des ondes réfléchies et transmises sont de la forme :

$$\alpha = \sin \vartheta \quad \gamma = \cos \vartheta \quad (37)$$

Avec

$$n_0 \sin \vartheta_0 \equiv n_0 \alpha_r \equiv n_1 \alpha_t$$

De sorte que si les angles de réflexion et de réfraction sont ϑ_r et ϑ_t , respectivement, alors

$$\vartheta_0 = \vartheta_r \quad (38)$$

L'angle de réflexion est égal à l'angle d'incidence, et cela nous donne ;

$$n_0 \cos \vartheta_0 = n_1 \cos \vartheta_t$$

Le résultat apparaît plus symétrique si nous remplaçons ϑ_t par ϑ_1 , donnant

$$n_0 \cos \vartheta_0 = n_1 \cos \vartheta_1 \quad (39)$$

La relation (39) est connue sur le nom de loi de Snell. γ_r et γ_t sont alors donnés soit par l'équation (37) ou par :

$$\alpha_r^2 + \gamma_r^2 = 1 \quad \text{et} \quad \alpha_t^2 + \gamma_t^2 = 1 \quad (40)$$

Notez que pour le faisceau réfléchi, nous devons choisir la racine négative de l'équation (40) de sorte que le faisceau se propage dans la direction correcte.

3.1. Incidence normale

Soit une onde incidente plane polarisée. Les axes des coordonnées sont indiqués à la Figure III. 4. Le plan xy est le plan de surface. Nous pouvons prendre l'onde incidente propageant le long de l'axe z avec un sens positif du vecteur E le long de l'axe x . Ensuite, le sens positif du vecteur H sera l'axe y . Il est clair que les seules ondes qui remplissent ces conditions aux limites sont plane polarisée dans le même plan que l'onde incidente.

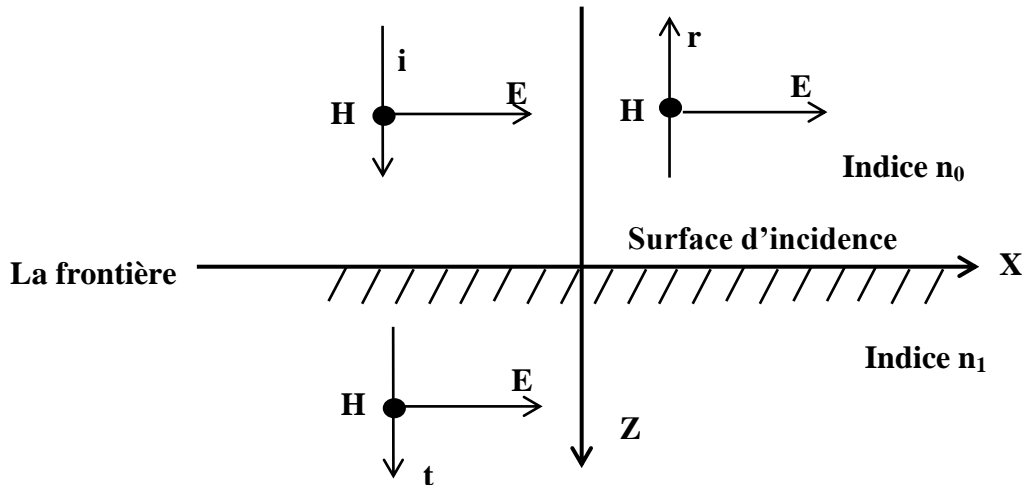


Figure III. 4 : Une onde incidente plane polarisée pour une incidence normale

Les champs électriques et magnétiques des ondes avec la direction de propagation forment des ensembles droits. La direction de propagation est inversée pour les faisceaux réfléchis, l'orientation des champs électriques et magnétiques ne peut pas rester la même que celle du faisceau incident. Comme le champ électrique est le plus important du point de vue de l'interaction avec la matière, nous allons définir nos orientations par rapport à lui.

La question des références de phase et des directions des champs électriques est ce que nous appelons conventions, car nous avons une totale liberté de choix. Nous définissons le sens positif de E le long de l'axe x pour tous les faisceaux. En raison de ce choix, le sens positif des vecteurs magnétiques des ondes incidents et transmis seront le long de l'axe y , mais dans le sens négatif de cette axe pour les ondes réfléchies.

(a) Le vecteur champ électrique continu à travers la surface:

$$\varepsilon_i + \varepsilon_r = \varepsilon_t \quad (41)$$

(b) Le vecteur champ magnétique continu à travers la surface:

$$H_i + H_r = H_t$$

Ce qui donne;

$$y_0 \varepsilon_i - y_0 \varepsilon_r = y_0 \varepsilon_t \quad (42)$$

$$y_0 (\varepsilon_i + \varepsilon_r) = y_0 (\varepsilon_i - \varepsilon_r)$$

Pour la réflexion on aura :

$$\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_i} = \frac{y_0 - y_1}{y_1 + y_1} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad (43)$$

Avec

$$y = nY$$

Dans le cas de la transmission on aura :

$$\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_i} = \frac{2y_0}{y_0 + y_1} = \frac{2n_0}{n_0 + n_1} \quad (44)$$

On final, on aura:

$$\rho = \frac{y_0 - y_1}{y_1 + y_1} = \frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \quad (45)$$

$$\tau = \frac{2y_0}{y_0 + y_1} = \frac{2n_0}{n_0 + n_1} \quad (46)$$

L'irradiance nette est donnée par :

$$\begin{aligned} \text{irradiance nette} &= \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} (\varepsilon_i + \varepsilon_r) (y_0 \varepsilon_i - y_0 \varepsilon_r)^* \right] \\ &= \operatorname{Re} \left[\frac{1}{2} \varepsilon_i (y_1 \varepsilon_t)^* \right] \end{aligned}$$

Avec $\operatorname{Re}(\frac{1}{2} E \times H^*)$ et les équations (41) et (42), on aura:

$$\varepsilon_r = \rho \varepsilon_i \quad \text{et} \quad \varepsilon_t = \tau \varepsilon_i$$

C-t-d ;

$$\text{irradiance nette} = \frac{1}{2} y_0 \varepsilon_i \varepsilon_i^* (1 - \rho^2) = \frac{1}{2} y_0 \varepsilon_i \varepsilon_i^* (y_1/y_0) \tau^2 \quad (47)$$

Avec,

$$\frac{1}{2} y_0 \varepsilon_i \varepsilon_i^* \rho^2 = \rho^2 I_i \quad \text{et} \quad \frac{1}{2} y_0 \varepsilon_i \varepsilon_i^* \tau^2 = (y_1/y_0) \tau^2 I_i$$

La réflexion et la transmission est donnée par les équations suivantes :

$$\left. \begin{aligned} T &= \frac{I_t}{I_i} = \frac{y_1}{y_0} \tau^2 = \frac{4y_0 y_1}{(y_0 + y_1)^2} = \frac{4n_0 n_1}{(n_0 + n_1)^2} \\ R &= \frac{I_r}{I_i} = \rho^2 = \left(\frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1} \right)^2 = \left(\frac{n_0 - n_1}{n_0 + n_1} \right)^2 \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

Avec :

$$R + T = 1 \quad (49)$$

Les équations (47), (48) et (49) sont donc cohérentes avec l'idée de diviser les irradiations en irradiation incident, réfléchi et transmise, qui peuvent être traitées comme des ondes distinctes, le flux d'énergie dans le deuxième milieu étant simplement la différence entre l'irradiation incidente et réfléchi. Rappelez-vous que tout cela, jusqu'à présent, suppose qu'il n'y a pas d'absorption. Nous verrons bientôt que la situation change légèrement lorsque l'absorption est présente.

3.2. Incidence oblique

Considérons maintenant le cas d'incidence oblique, en conservant nos médias sans absorption. Pour toute direction générale de l'amplitude du vecteur de l'onde incidente, nous trouvons rapidement que l'application des conditions aux limites, nous conduit à résoudre des expressions compliquées et difficiles pour les amplitudes des vecteurs d'ondes réfléchies et transmises. Heureusement, il existe deux orientations de l'onde incidente qui conduisent à des calculs relativement simples: les amplitudes électriques des vecteurs alignés dans le plan d'incidence (le plan xy de la Figure III. 5) et les amplitudes électriques des vecteurs alignés perpendiculairement au plan d'incidence (parallèle à l'axe y dans la Figure III. 5). Dans chacun de ces cas, les orientations des amplitudes de vecteur transmis et réfléchis sont les mêmes que pour l'onde incidente. Toute onde incidente de polarisation arbitraire peut donc être divisée en deux composantes présentant ces orientations simples. Les éléments transmis et réfléchis peuvent être calculés pour chaque orientation séparément, puis combinés pour donner la résultante. Pour cela, il est donc nécessaire de considérer deux orientations. Une onde avec le vecteur de champ électrique dans le plan d'incidence est connu comme polarisée p ou, parfois, comme TM (transverse magnétique) et l'onde avec le vecteur de champ électrique perpendiculaire au plan d'incidence est polarisée s ou, parfois, TE (transverse électrique). Avant que nous puissions réellement procéder au calcul des amplitudes réfléchies et transmises, nous devons choisir les différentes directions référence des vecteurs à partir de laquelle les différences de phase seront calculés.

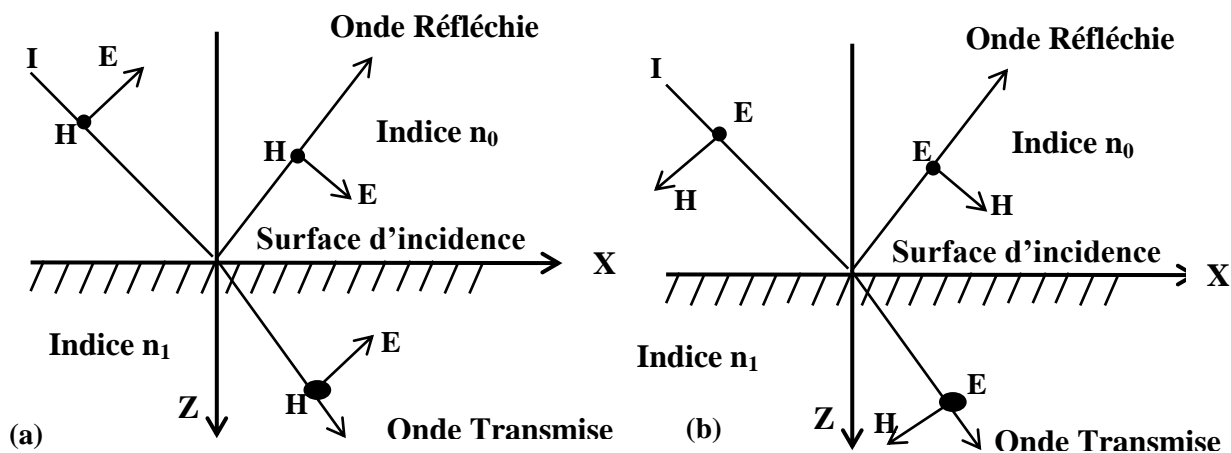


Figure III. 5 : Le sens positif des vecteurs électriques et magnétiques pour la lumière polarisée p (a) et des vecteurs pour lumière polarisée s (b)

Nous avons, une fois de plus, une totale liberté de choix, mais une fois que nous avons établi la convention que nous devons respecter, tout comme dans le cas d'incidence normale. Les conventions que nous utiliserons dans cette partie de thèse sont illustrées dans la Figure III. 3. Ils ont été choisis pour être compatibles avec ceux de l'incidence normale déjà établie

Nous pouvons maintenant appliquer les conditions aux limites. Comme nous l'avons déjà fait en sorte que les facteurs de phase seront corrects.

➤ **Lumière polarisée p**

(a) Composante électrique parallèle à la limite, il continue à travers la limite:

$$\varepsilon_i \cos \vartheta_0 + \varepsilon_r \cos \vartheta_0 = \varepsilon_t \cos \vartheta_1 \quad (50)$$

(b) Composante magnétique parallèle et continue à travers la limite. Ici, nous devons calculer les amplitudes des vecteurs magnétiques, et nous pouvons le faire en utilisant l'équation (28).

On a: $\mathcal{H} = y\varepsilon$

$$y_0 \varepsilon_i - y_0 \varepsilon_r = y_1 \varepsilon_t \quad (51)$$

On divise sur ε_i pour obtenir

$$\left. \begin{aligned} \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_i} &= \frac{y_0 \cos \vartheta_1 - y_1 \cos \vartheta_0}{y_0 \cos \vartheta_1 + y_1 \cos \vartheta_0} \\ \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_i} &= \frac{2y_0 \cos \vartheta_0}{y_0 \cos \vartheta_1 + y_1 \cos \vartheta_0} \end{aligned} \right\} \quad (52)$$

En aura,

$$R = \left(\frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_i}\right)^2 \quad \text{Et} \quad T = \frac{y_1}{y_0} \left(\frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_i}\right)^2$$

Mais quand on calcule les expressions qui résultent, nous constatons que $R+T \neq 1$. En fait, Nous avons calculé les éclairissements mesurés le long de la direction de propagation des ondes et l'onde transmise est inclinée à un angle qui diffère de celle de l'onde incidente. Cela nous explique le rejet de la règle ($R+T = 1$).

On pourrait remédier à cette situation en modifiant la définition de T et d'inclure cette dépendance angulaire, mais une approche alternative préférable est d'utiliser les composantes des flux d'énergie qui sont normales à la frontière. Les vecteurs E et H qui sont utilisés dans ces calculs sont alors parallèles à la frontière. Puisque, ils sont ceux qui entrent directement dans la limite.

Pour l'approche en couches minces, on utilise les éléments de E et H parallèle à la limite, ce qu'on appelle les composantes tangentielles. Notez que l'approche normale dans d'autres domaines

de l'optique est d'utiliser des composants à part entière de E et H dans les expressions d'amplitude et d'utiliser les composants de l'irradiance dans la réflexion et la transmission.

Les composantes tangentielles de E et H , soit, les composantes parallèles à la frontière, ont été déjà calculées pour une utilisation dans les équations (50) et (51).

Ensuite, nous pouvons écrire

$$E_i = \varepsilon_i \cos \vartheta_0 H_i = \mathcal{H}_i = y_0 \varepsilon_i = \frac{y_0}{\cos \vartheta_0} E_i \quad (53)$$

$$E_r = \varepsilon_r \cos \vartheta_0 H_r = \frac{y_0}{\cos \vartheta_0} E_r \quad (54)$$

$$E_t = \varepsilon_t \cos \vartheta_1 H_t = \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} E_t \quad (55)$$

Les orientations de ces vecteurs sont exactement les mêmes que pour une lumière incidente normale.

Les équations (50) et (51) peuvent alors s'écrire comme suit.

(a) Champ électrique parallèle à la limite:

$$E_i + E_r = E_t$$

(b) Champ magnétique parallèle à la limite

$$\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} H_i - \frac{y_0}{\cos \vartheta_0} H_r = \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} H_t$$

Nous utilisant le même processus de calcul déjà utilisé pour une incidence normale,

$$\rho_p = \frac{E_r}{E_i} = \left(\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} - \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} \right) / \left(\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} + \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} \right) \quad (56)$$

$$\tau_p = \frac{E_t}{E_i} = \left(\frac{2y_0}{\cos \vartheta_0} \right) / \left(\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} + \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} \right) \quad (57)$$

$$R_p = \left[\left(\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} - \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} \right) / \left(\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} + \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} \right) \right]^2 \quad (58)$$

$$T_p = \left(\frac{4y_0 y_1}{\cos \vartheta_0 \cos \vartheta_1} \right) / \left(\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} + \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} \right)^2 \quad (59)$$

où $y_0 = n_0 Y$ et $y_1 = n_1 Y$ et la règle ($R+T = 1$) est conservé. La lettre p a été utilisée dans les expressions ci-dessus pour indiquer polarisation p .

Il convient de noter que l'expression de τ_p est maintenant différente de celle dans l'équation (52).

➤ Lumières polarisées s

Dans le cas de la polarisation s , les amplitudes des composantes des ondes parallèles à la frontière sont

$$E_i = \varepsilon_i H_i = \mathcal{H}_i \cos \vartheta_0 = y_0 \cos \vartheta_0 E_i$$

$$E_r = \varepsilon_r H_r = \mathcal{H}_r \cos \vartheta_0 = y_0 \cos \vartheta_0 E_r$$

$$E_t = \varepsilon_t H_t = y_1 \cos \vartheta_1 E_t$$

Nous avons une orientation des composantes tangentielles exactement comme pour une lumière incidente normale, et une analyse similaire conduit à ;

$$\rho_s = \frac{E_r}{E_i} = (y_0 \cos \vartheta_0 - y_1 \cos \vartheta_1) / (y_0 \cos \vartheta_0 + y_1 \cos \vartheta_1) \quad (60)$$

$$\tau_s = \frac{E_t}{E_i} = (2y_0 \cos \vartheta_0) / (y_0 \cos \vartheta_0 + y_1 \cos \vartheta_1) \quad (61)$$

$$R_s = [(y_0 \cos \vartheta_0 - y_1 \cos \vartheta_1) / (y_0 \cos \vartheta_0 + y_1 \cos \vartheta_1)]^2 \quad (62)$$

$$T_s = (4y_0 \cos \vartheta_0 y_1 \cos \vartheta_1) / (y_0 \cos \vartheta_0 + y_1 \cos \vartheta_1)^2 \quad (63)$$

Ou encore une fois $y_0 = n_0 Y$ et $y_1 = n_1 Y$ et la règle ($R+T = 1$) est conservée. La lettre s a été utilisée dans les expressions ci-dessus pour indiquer polarisation s .

3.3. L'admittance optique pour une incidence oblique

Les expressions que nous avons obtenus jusqu'ici ont été dans leur forme traditionnelle (à l'exception de l'utilisation des composantes tangentielles plutôt que les amplitudes des vecteurs complets) et ils comportent les admittances caractéristiques des différents couches, ou de leurs indices de réfraction avec l'admission d'espace libre, Y .

L'équation (28) donne $H = y(\hat{s} \times E)$ où $y = NY$ est l'admittance optique. Nous avons trouvé un avantage à traiter avec E et H . Les composantes de E et H parallèle à la limite, et si nous introduisons une admission optique inclinée η qui relie E et H

$$\eta = \frac{H}{E} \quad (64)$$

En incidence normale $\eta = y = nY$ et en incidence oblique

$$\eta_p = \frac{y}{\cos \vartheta} = \frac{nY}{\cos \vartheta} \quad (65)$$

$$\eta_s = y \cos \vartheta = nY \cos \vartheta \quad (66)$$

Où l'équation (39), doit être utilisée pour calculer ϑ . Dans tous les cas, nous pouvons écrire

$$\rho = \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right) \quad \tau = \left(\frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1} \right) \quad (67)$$

$$R = \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right)^2 \quad T = \frac{4\eta_0\eta_1}{(\eta_0 + \eta_1)^2} \quad (68)$$

Ces expressions peuvent être utilisées pour calculer la variation de la réflexion à la frontière d'une simple couche. Dans ce cas, il n'y a pas d'absorption dans le matériau et on peut voir que la réflexion de la lumière polarisée p (TM) est égale à zéro à un angle précis. Cet angle est particulièrement connu comme l'angle de Brewster. La lumière qui est réfléchiée à l'angle de Brewster est également polarisée linéairement avec le vecteur électrique perpendiculaire au plan d'incidence. Cela offre un moyen d'identifier le sens absolu de polariseurs. L'expression de l'angle de Brewster peut être calculée comme suite :

$$\frac{y_0}{\cos \vartheta_0} = \frac{n_0 Y}{\cos \vartheta_0} = \frac{y_1}{\cos \vartheta_1} = \frac{n_1 Y}{\cos \vartheta_1}$$

La loi de Snell donne une autre relation entre ϑ_0 et ϑ_1

$$n_0 \sin \vartheta_0 = n_1 \sin \vartheta_1$$

Ce qui donne une expression en fonction de ϑ_0

$$\tan \vartheta_0 = n_1/n_0 \quad (69)$$

3.4. Incidence normale dans des couches absorbante

Nous devons maintenant examiner les modifications nécessaires dans nos résultats, en présence d'absorption. Considérons d'abord le cas de l'incidence normale,

$$N_0 = n_0 - ik_0$$

$$N_1 = n_1 - ik_1$$

$$y_0 = N_0 Y = (n_0 - ik_0) Y$$

$$y_1 = N_1 Y = (n_1 - ik_1) Y$$

Dans le cas d'absorption au niveau des couches. Les conditions aux limites sont les même comme avant :

(a) Pour la continuité des vecteur de champ électrique à travers la frontière :

$$\varepsilon_i + \varepsilon_r = \varepsilon_t$$

(b) Pour la continuité des vecteur de champ magnétique à travers la frontière :

$$y_0 \varepsilon_i - y_0 \varepsilon_r = y_1 \varepsilon_t$$

Et en éliminant d'abord ε_t puis ε_r on obtient les expressions des coefficients d'amplitude

$$\rho = \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_i} = \frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1} = \frac{(n_0 - ik_0)Y - (n_1 - ik_1)Y}{(n_0 - ik_0)Y + (n_1 - ik_1)Y} = \frac{(n_0 - n_1) - i(k_0 - k_1)}{(n_0 + n_1) - i(k_0 + k_1)} \quad (70)$$

$$\tau = \frac{\varepsilon_t}{\varepsilon_i} = \frac{2y_0}{y_0 + y_1} = \frac{2(n_0 - ik_0)Y}{(n_0 - ik_0)Y + (n_1 - ik_1)Y} = \frac{2(n_0 - ik_0)}{(n_0 + n_1) - i(k_0 + k_1)} \quad (71)$$

Quand nous essayons d'étendre cette approche à la réflexion et à la transmission, ça devient un peu compliqué. Nous restons à l'incidence normale. Nous calculons le vecteur de Poynting à la limite de chaque milieu et adoptons les deux valeurs obtenues. Dans le coté d'incident, les champs électriques et magnétiques qui en résultent sont

$$\varepsilon_i + \varepsilon_r = \varepsilon_i(1 + \rho)$$

Et

$$\mathcal{H}_i - \mathcal{H}_r = y_0(1 - \rho)\varepsilon_i$$

Respectivement, où nous avons utilisé la notation des composantes tangentielles, et dans le second milieu des champs sont $\tau\varepsilon_i$ et $y_1\tau\varepsilon_i$ respectivement. Ensuite, l'éclairement énergétique net de chaque côté de la frontière est :

$$\text{Milieu 0: } I = \text{Re} \left\{ \frac{1}{2} [\varepsilon_i(1 + \rho)] [y_0^*(1 - \rho^*) \varepsilon_i^*] \right\}$$

$$\text{Milieu 1: } I = \text{Re} \left\{ \frac{1}{2} [\tau \varepsilon_i] [y_1^* \tau^* \varepsilon_i^*] \right\}$$

Les deux valeurs trouvées à la limite,

$$\text{Re} \left[\frac{1}{2} y_0^* \varepsilon_i \varepsilon_i^* (1 + \rho - \rho^* - \rho \rho^*) \right] = \frac{1}{2} \text{Re}(y_1) \tau \tau^* \varepsilon_i \varepsilon_i^*$$

$$\frac{1}{2} \text{Re}(y_0^*) \varepsilon_i \varepsilon_i^* - \frac{1}{2} \text{Re}(y_0^*) \rho \rho^* \varepsilon_i \varepsilon_i^* + \frac{1}{2} \text{Re} [y_0^* (\rho - \rho^*) \varepsilon_i \varepsilon_i^*] = \frac{1}{2} \text{Re}(y_1) \tau \tau^* \varepsilon_i \varepsilon_i^* \quad (72)$$

Nous pouvons remplacer les différentes parties de l'expression (72) avec leurs interprétations habituelles pour donner

$$I_i - RI_i + \frac{1}{2} \text{Re} [y_0^* (\rho - \rho^*) \varepsilon_i \varepsilon_i^*] = TI_i \quad (73)$$

Où $(\rho - \rho^*)$ est imaginaire. Cela implique que si y_0 est réel, le troisième terme dans l'équation (73) est nul. Les autres termes font alors de l'irradiation incidente, réfléchi et transmise. Si y_0 est complexe alors sa partie imaginaire se combine avec l'imaginaire $(\rho - \rho^*)$ pour produire un résultat réel qui implique que $T + R \neq 1$. Donc hypothèse que les irradiances peuvent être divisées en irradiance incidente, réfléchi et transmis est valable. La source du problème est un couplage entre les champs incidents et réfléchis qui ne se produit que dans un milieu absorbant et qui doit être pris en compte lors du calcul de transport de l'énergie.

$$R = \left(\frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1} \right) \left(\frac{y_0 - y_1}{y_0 + y_1} \right)^* \quad (74)$$

$$T = \frac{4y_0 \text{Re}(y_1)}{(y_0 + y_1)(y_0 + y_1)^*} \quad (75)$$

Où y_0 est réel.

L'objectif habituel d'un revêtement antireflet est la réduction de la réflexion, mais souvent l'objectif de la réduction de la réflectance est l'augmentation correspondante de la transmission. Même si un milieu absorbant sera rarement nous présenter un problème en termes de mesure de réflexion, il faut parfois traiter les deux côtés des matériaux pour augmenter la transmittance globale.

Dans ce contexte, nous définissons un revêtement antireflet comme celui qui augmente la transmission. Mais pour ce faire, nous devons définir ce que nous entendons par transmission.

Pour un système avec un revêtement antireflet, la transmission sera le rapport entre l'irradiation incidente et l'irradiation transmise, à savoir

$$I_{inc} = \frac{1}{2} Re(y_0) \varepsilon_i \varepsilon_i^*$$

$$T = \frac{\frac{1}{2} Re(y_1) \varepsilon_t \varepsilon_t^*}{\frac{1}{2} Re(y_0) \varepsilon_i \varepsilon_i^*}$$

Ceci est tout à fait compatible avec l'équation (73) qui deviendra avec une légère modification

$$T = 1 - \rho \rho^* + \frac{Re[y_0^*(\rho - \rho^*)]}{Re(y_0)} \quad (76)$$

Avec

$$\varepsilon_t = \frac{2y_0}{(y_0 + y_1)} \varepsilon_i$$

On aura ;

$$T = \frac{4y_0 y_0^* Re(y_1)}{Re(y_0) [(y_0 + y_1)(y_0 + y_1)^*]} \quad (77)$$

Soit maintenant une surface d'un système revêtue d'un diélectrique de sorte qu'elle présente l'admittance Y . Puisque, en l'absence d'absorption, le rayonnement entrent dans un système à couche mince doit être aussi le rayonnement sortent,

$$T = \frac{4y_0 y_0^* Re(Y)}{Re(y_0) [(y_0 + Y)(y_0 + Y)^*]} \quad (78)$$

Puisque $Y = \alpha + i\beta$ alors ;

$$T = \frac{4\alpha(n_0^2 + k_0^2)}{n_0[(n_0 + \alpha)^2 + (k_0 + \beta)^2]}$$

Et T peut facilement être démontré un maximum lorsque

$$Y = \alpha + i\beta = n_0 + ik_0 = (n_0 - ik_0)^* \quad (79)$$

L'admittance correspondante doit donc être le complexe conjugué de l'admittance d'incidence. Pour cela la transmittance devient.

$$T = \left(1 + \frac{k_0^2}{n_0^2} \right)$$

3.5. Incidence oblique dans les couches absorbante

Nous nous limitons à un milieu d'incidence transparent et un second absorbant. Notre premier objectif doit être de faire en sorte que les facteurs de phase seront cohérents. Profitant de quelques-uns des résultats précédents, nous pouvons écrire les facteurs de phase comme:

$$\text{Onde Incidente} \quad \exp[i\{\omega t - (2\pi n_0/\lambda)(x \sin \vartheta_0 + z \cos \vartheta_0)\}]$$

$$\text{Onde Refracté} \quad \exp[i\{\omega t - (2\pi n_0/\lambda)(x \sin \vartheta_0 - z \cos \vartheta_0)\}]$$

$$\text{Onde Transmise} \quad \exp[i\{\omega t - (2\pi(n_1 - ik_1)/\lambda)(\alpha x + \gamma z)\}]$$

Où α et γ les facteurs de phase transmis et ils sont les seules inconnues. Les facteurs de phase doit être identique pour tous x et t pour $z = 0$. Cela implique

$$\alpha = \frac{n_0 \sin \vartheta_0}{(n_1 - ik_1)}$$

Étant donné que $\alpha^2 + \gamma^2 = 1$

$$\gamma = (1 - \alpha^2)^{1/2}$$

Il y'a deux solutions à cette équation, Qui sont $(n_1 - ik_1) \alpha$ et $(n_1 - ik_1) \gamma$:

$$(n_1 - ik_1)\gamma = [(n_1 - ik_1)^2 - n_0^2 \sin^2 \vartheta_0]^{1/2} = [n_1^2 - k_1^2 - n_0^2 \sin^2 \vartheta_0 - i2n_1 k_1]^{1/2}$$

Le facteur de phase transmis est donc de la forme :

$$\begin{aligned} \exp[i\{\omega t - (2\pi n_0 \sin \vartheta_0 x/\lambda) - (2\pi/\lambda)(a - ib)z\}] \\ = \exp(-2\pi b z/\lambda) \exp [i\{\omega t - (2\pi n_0 \sin \vartheta_0 x/\lambda) - (2\pi a z/\lambda)\}] \end{aligned}$$

Avec

$$(a - ib) = [n_1^2 - k_1^2 - n_0^2 \sin^2 \vartheta_0 - i2n_1 k_1]^{1/2}$$

Une onde qui possède un tel facteur de phase est connue en tant qu'elle est non homogène. La baisse de l'amplitude est exponentielle au long de l'axe z , alors que la direction de propagation sur le plan de phase est déterminée par les cosinus, qui peuvent être extraits à partir de

$$(2\pi n_0 \sin \vartheta_0 x / \lambda) + (2\pi a z / \lambda)$$

Il convient de noter que quand on introduit l'angle complexe, le formalisme propre aux couches sans absorption s'applique aussi bien aux couches absorbantes et nous pouvons écrire :

$$(n_1 - ik_1) \sin \vartheta_1 = n_0 \sin \vartheta_0$$

$$\alpha = \sin \vartheta_1$$

$$\gamma = \cos \vartheta_1$$

$$(a - ib) = (n_1 - ik_1) \cos \vartheta_1$$

Le calcul des amplitudes est le même que celui écrit précédemment. Cependant, nous n'avons pas encore examiné les implications d'une onde inhomogène. Notre principale préoccupation est le calcul de l'admittance inclinée reliée à une telle onde. Étant donné que les variations de l'onde suivant x , y et t sont contenues dans le facteur de phase, nous pouvons écrire

$$\begin{aligned} \overrightarrow{rot} &\equiv \left(\frac{\partial}{\partial x} \mathbf{i} + \frac{\partial}{\partial y} \mathbf{j} + \frac{\partial}{\partial z} \mathbf{k} \right) \times \\ &\equiv \left(-i \frac{2\pi N}{\lambda} \alpha \mathbf{i} - i \frac{2\pi N}{\lambda} \gamma \mathbf{k} \right) \times \end{aligned}$$

Et

$$\frac{\partial}{\partial t} \equiv i\omega$$

Où \mathbf{k} est un vecteur unitaire dans la direction de z et ne doit pas être confondu avec le coefficient d'extinction k .

Pour les ondes polarisé p du vecteur H qui sont parallèle à la limite dans la direction y et donc $\mathbf{H} = H_y \mathbf{j}$. La composante de E parallèle à la limite sera alors dans la direction x $\mathbf{E} = E_x \mathbf{i}$. Nous suivons l'analyse menant à l'équation (23) :

$$\begin{aligned}\overrightarrow{\text{rot}}\mathbf{H} &= \sigma\mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} \\ &= (\sigma + i\omega\varepsilon)\mathbf{E} \\ &= \frac{i\omega N^2}{c^2\mu}\mathbf{E}\end{aligned}$$

La composante tangentielle de $\overrightarrow{\text{rot}}\mathbf{H}$ est dans la direction x de telle sorte que

$$-i\frac{2\pi N}{\lambda}\gamma(\mathbf{k} \times \mathbf{j})H_y = i\frac{\omega N^2}{c^2\mu}E_x \mathbf{i}$$

Avec

$$-(\mathbf{k} \times \mathbf{j}) = \mathbf{i}$$

Donc ;

$$\begin{aligned}\eta_p &= \frac{H_y}{E_x} = \frac{\omega N \lambda}{2\pi c^2 \mu \gamma} = \frac{N}{c \mu \gamma} \\ &= \frac{N\Upsilon}{\gamma} = \frac{y}{\gamma}\end{aligned}$$

Pour les ondes polarisées S, nous utilisons

$$\overrightarrow{\text{rot}}\mathbf{H} = \sigma\mathbf{E} + \varepsilon \frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t}$$

E est maintenant le long de l'axe y et on réalise une analyse similaire à celle des rendements des ondes polarisées p

$$\eta_p = \frac{H_x}{E_y} = N\Upsilon\gamma = y\gamma$$

Avec

$$\eta_p = y / \cos \vartheta \quad (80)$$

$$\eta_s = y \cos \vartheta$$

Ainsi, les coefficients d'amplitude et de rayonnement deviennent comme avant ;

$$\rho = \frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \quad (81)$$

$$\tau = \frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1} \quad (82)$$

$$R = \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right) \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right)^* \quad (83)$$

$$T = \frac{4\eta_0 \operatorname{Re}(\eta_1)}{(\eta_0 + \eta_1)(\eta_0 + \eta_1)^*} \quad (84)$$

4. Simple et doubles couches antireflets

Considérons maintenant une couche mince d'épaisseur d et d'indice complexe N_1 sur un substrat d'indice complexe N_2 avec le milieu incident d'indice complexe N_0 , comme le montre la Figure III.6

Dans ce cas, il est commode d'introduire une nouvelle notation. On note les rayons dans la direction d'incidence par le symbole $+$ (de sens positif) et les rayons dans la direction opposée par $-$ (de sens négatif).

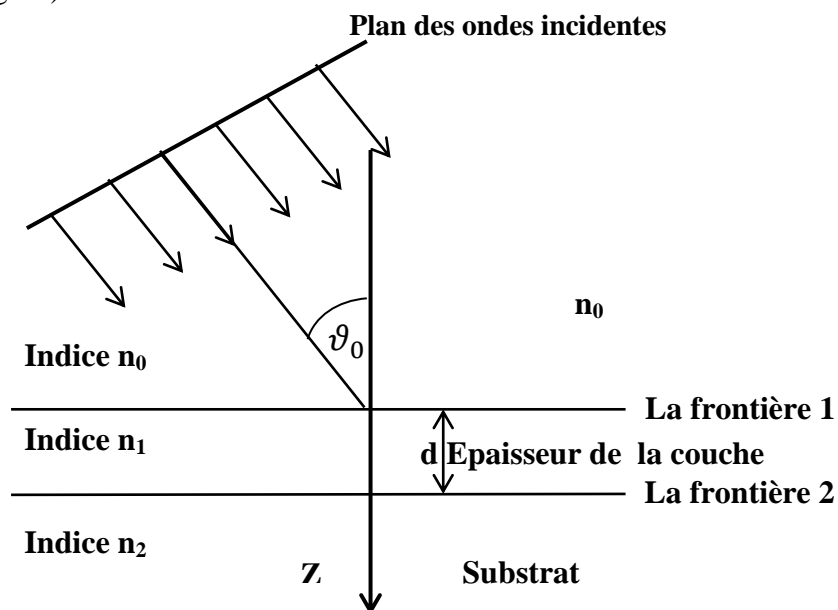


Figure III.6: Onde incident plane sur une simple couche mince

L'interface entre la couche et le substrat désigné par le symbole b , peut être traité de la même manière que la limite simple déjà étudié. Nous considérons les composantes tangentielles des champs. Il n'y a aucune onde de sens négative dans le substrat, au niveau de la couche, on peut les résumer en une résultante d'une onde dans le sens positive (l'onde incidente) et une onde dans sens négatif (l'onde réfléchie).

A cette interface, les composantes tangentielles de E et H sont

$$E_b = E_{1b}^+ + E_{1b}^-$$

$$H_b = \eta_1 E_{1b}^+ - \eta_1 E_{1b}^-$$

Où E_b et H_b représentent les résultantes. Par conséquent

$$E_{1b}^+ = \frac{1}{2}(H_b/\eta_1 + E_b) \quad (85)$$

$$E_{1b}^- = \frac{1}{2}(-H_b/\eta_1 + E_b) \quad (86)$$

$$E_{1b}^+ = \eta_1 E_{1b}^+ = \frac{1}{2}(H_b + \eta_1 E_b) \quad (87)$$

$$E_{1b}^- = -\eta_1 E_{1b}^- = \frac{1}{2}(H_b - \eta_1 E_b) \quad (88)$$

Les champs au niveau de l'autre interface, au même instant et en un point de coordonnées x et y identiques peuvent être déterminées en modifiant les facteurs de phase des ondes afin de permettre un déplacement de la coordonnée z de 0 à $-d$. Le facteur de phase de l'onde positif sera multiplié par $\exp(i\delta)$ où

$$\delta = 2\pi N_1 d \cos \vartheta_1 / \lambda$$

Le facteur de phase devenant négative sera multipliée par $\exp(-i\delta)$.

$$E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta} = \frac{1}{2}(H_b/\eta_1 + E_b) e^{i\delta}$$

$$E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{1}{2}(-H_b/\eta_1 + E_b) e^{-i\delta}$$

$$E_{1a}^+ = E_{1b}^+ e^{i\delta} = \frac{1}{2}(H_b + \eta_1 E_b) e^{i\delta} \quad E_{1a}^- = E_{1b}^- e^{-i\delta} = \frac{1}{2}(H_b - \eta_1 E_b) e^{-i\delta}$$

Alors ;

$$\begin{aligned}
 E_a &= E_{1a}^+ + E_{1a}^- \\
 &= E_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2\eta_1} \right) \\
 &= E_b \cos \delta + H_b \frac{i \sin \delta}{\eta_1} \\
 H_a &= H_{1a}^+ + H_{1a}^- \\
 &= E_b \eta_1 \left(\frac{e^{i\delta} - e^{-i\delta}}{2} \right) + H_b \left(\frac{e^{i\delta} + e^{-i\delta}}{2} \right) \\
 &= E_b i \eta_1 \sin \delta + H_b \cos \delta
 \end{aligned}$$

Cela peut être écrit en notation matricielle

$$\begin{bmatrix} E_a \\ H_a \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & (i \sin \delta)/\eta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} \quad (89)$$

Étant donné que les composantes tangentielles de E et H sont continus à travers une frontière, pour cela, on trouve seulement une onde positive traversant le substrat, cette relation relie les composantes tangentielles de E et H à l'interface de l'incident avec les composantes tangentielles de E et H qui sont transmis par le biais de l'interface finale. La matrice 2×2 sur le côté droit de l'équation (89) est connue comme la matrice caractéristique du la couche mince.

Nous définissons l'admittance optique par analogie avec l'équation (64) comme

$$Y = H_a/E_a \quad (90)$$

Lorsque le problème devient simplement celui de trouver la réflectance d'une interface simple entre un milieu incident de η_0 et de l'admittance Y ;

$$\begin{aligned}
 \rho &= \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \\
 R &= \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right) \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right)^* \quad (91)
 \end{aligned}$$

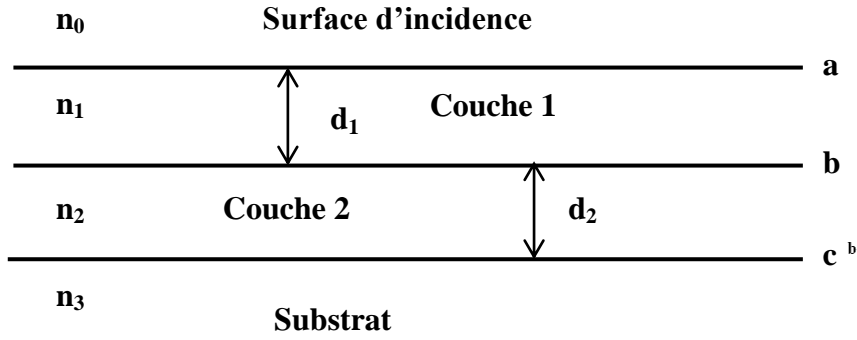


Figure III. 7 : Structure d'une double couche

Nous pouvons normaliser l'équation (89) en la divisant par E_b

$$\begin{bmatrix} E_a/E_b \\ H_a/E_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & (i \sin \delta)/\eta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_2 \end{bmatrix} \quad (92)$$

Avec B et C, les champs électriques et magnétiques normalisés à l'interface avant, à partir des équations (90) et (92), nous pouvons écrire

$$Y = \frac{H_a}{E_a} = \frac{C}{B} = \frac{\eta_2 \cos \delta + i\eta_1 \sin \delta}{\cos \delta + i(\eta_2/\eta_1) \sin \delta} \quad (93)$$

Et de (93) et (91), nous pouvons calculer la réflectance.

5. Les multicouches antireflets

Soit une nouvelle structure composé de trois interface a, b et c, comme le montre la Figure III. 8.

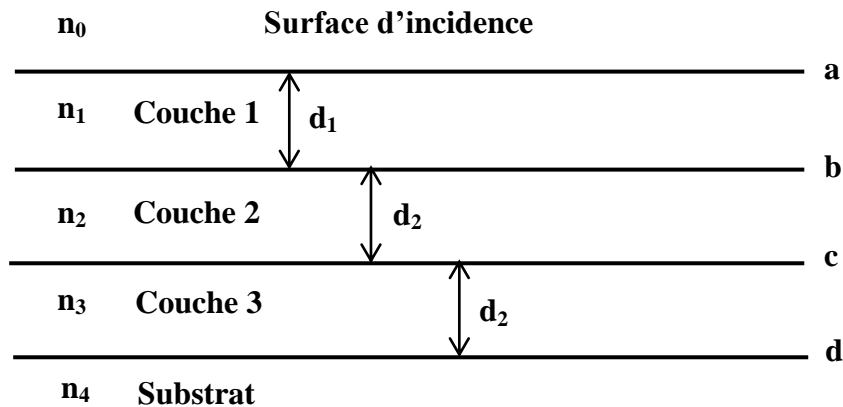


Figure III. 8 : Structure d'une triple couche

La matrice caractéristique de la couche la plus proche du substrat est

$$\begin{bmatrix} \cos \delta_2 & (i \sin \delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix}$$

Et à partir de l'équation (89), on aura

$$\begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & (i \sin \delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_c \\ H_c \end{bmatrix}$$

Nous pouvons appliquer l'équation (89) à nouveau pour donner des paramètres à l'interface, c'est à dire

$$\begin{bmatrix} E_b \\ H_b \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & (i \sin \delta_1)/\eta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & (i \sin \delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_c \\ H_c \end{bmatrix}$$

Par analogie avec l'équation (92), la matrice caractéristique de l'ensemble est donner par,

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta_1 & (i \sin \delta_1)/\eta_1 \\ i\eta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \delta_2 & (i \sin \delta_2)/\eta_2 \\ i\eta_2 \sin \delta_2 & \cos \delta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_3 \end{bmatrix}$$

L'amplitude de coefficient de réflexion et le facteur de réflexion sont donnés à partir de (91),

$$\rho = \frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \quad (95)$$

$$R = \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right) \left(\frac{\eta_0 - Y}{\eta_0 + Y} \right)^*$$

Ce résultat peut être généralisé pour un ensemble de couches q, pour cela, la matrice caractéristique est simplement le produit des matrices individuelles prises dans le bon ordre, c'est à dire

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \left\{ \prod_{r=1}^q \begin{bmatrix} \cos \delta_r & (i \sin \delta_r)/\eta_r \\ i\eta_r \sin \delta_r & \cos \delta_r \end{bmatrix} \right\} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix} \quad (96)$$

Avec

$$\delta_r = \frac{2\pi N_r d_r}{\lambda} \quad (96-a)$$

$$\eta_r = Y N_r \cos \vartheta_r \text{ Pour une polarisation S (TE)} \quad (96-b)$$

$$\eta_r = Y N_r / \cos \vartheta_r \text{ Pour une polarisation P (TM)} \quad (96-c)$$

où nous avons utilisé la lettre m pour désigner le support de substrat

$$\eta_m = YN_m \cos \vartheta_m \text{ Pour une polarisation S (TE)}$$

$$\eta_m = YN_m / \cos \vartheta_m \text{ Pour une polarisation P (TM)}$$

Si ϑ_0 l'angle d'incidence est donnée, les valeurs de ϑ_r peuvent être trouvés à partir de la loi de Snell, c'est à dire

$$N_0 \sin \vartheta_0 = N_r \sin \vartheta_r = N_m \sin \vartheta_m \quad (97)$$

Pour un angle d'incidence normale, l'équation précédente devient :

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_3}{n_2} = \frac{n_m}{n_{m-1}} = \frac{n_s}{n_m} \quad (97-a)$$

Dans le cas d'une simple couche antireflet avec un indice n_1 déposé sur un substrat d'indice n_s , l'indice optimum donnant le minimum de réflexion est donné par l'équation suivante :

$$n_1 = (n_0 n_m)^{1/2} \quad (97-b)$$

6. Effet de la forme de la surface réfractaire sur les propriétés optiques

La réflectivité d'une interface entre deux milieux non absorbant d'indices de réfraction n_1 et n_2 est donnée par :

$$R = \left[\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right]^2 \quad (98)$$

Une expression pour le facteur de transmission totale T_0 dans une couche plane non absorbante qui tient compte des effets de multiples réflexions internes au sein de cette couche est donnée par :

$$T_0 = \frac{1-R}{1+R} \quad (99)$$

De cette lumière, seulement une fraction $(1-R)^2$ traverse la couche sans subir aucune réflexion.

L'équation (100) représente la transmission total à travers une multicouches et qui est d'un grand intérêt. Car elle prend en considération la contribution des réflexions multiples entre les différentes couches. La transmission total T_{total} d'une multicouches composé de m couches est donnée par

$$T_{total} = \frac{T_0}{m - T_0(m-1)} \quad (100)$$

La quantité de lumière transmise directement T_{direct} , est

$$T_{direct} = (1 - R)^{2m} \quad (101)$$

La transmission secondaire $T_{secondaire}$ qui est engendré par les multiples réflexions est donnée par :

$$T_{secondaire} = T_{total} - T_{direct} \quad (102)$$

7. Résumé de l'approche

Si un rayonnement électromagnétique tombe sur une structure composée de couches minces de plusieurs matériaux différents, de multiples réflexions auront lieu au sein de la structure. En fonction de la source de lumière, des indices et des épaisseurs des couches, les faisceaux réfléchis peuvent être cohérentes et interférer avec l'autre. Cette interférence optique peut être utilisée pour concevoir des filtres optiques multicouches sur différents gammes spectral. Dans cette section, un résumé des équations optiques de base pour les calculs des propriétés optiques des films minces sont présentées.

Considérons le système de film mince constitué de L couches montrées sur la Figure III. 9 Les paramètres de construction comprennent les indices de réfraction et les épaisseurs des différentes couches ainsi l'indice de réfraction du substrat n_s et de milieu incident n_m . L'angle d'incidence θ_0 , la longueur d'onde λ , et le plan de polarisation du rayonnement incident sont les variables externes du système.

On peut montrer que l'amplitude de réflexion r et de transmission t coefficients d'un revêtement multicouche constitué de L couches délimitées par les médias semi-infini sont donnés par :

$$r = \left(\frac{\eta_0 - \eta_1}{\eta_0 + \eta_1} \right) \quad , \quad t = \left(\frac{2\eta_0}{\eta_0 + \eta_1} \right) \quad (103)$$

Avec $\eta = \frac{H}{E}$ l'admittance de milieu.

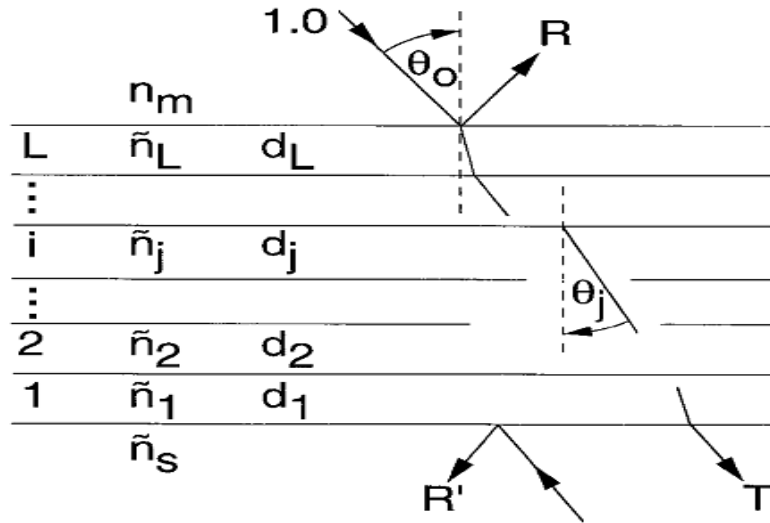


Figure III. 9: Les paramètres d'une structure multicouche.

Une onde électromagnétique a deux composantes, une composante magnétique H et une autre électrique E. Dans le milieu d'incidence, les composante magnétiques et électrique sont reliés par la relation suivante:

$$\begin{bmatrix} E_m \\ H_m \end{bmatrix} = M \begin{bmatrix} E_s \\ H_s \end{bmatrix} \quad (104)$$

Avec $M = M_L M_{L-1} \dots M_j \dots M_2 M_1$ qui représente la matrice caractéristique de la couche.

M_j est une matrice 2×2 qui représente la $j^{\text{ième}}$ couche du système.

$$M_j = \begin{bmatrix} \cos \delta_j & (i \sin \delta_j) / \eta_j \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \quad (105)$$

Avec
$$\delta_j = \frac{2\pi n_j d_j \cos \vartheta_j}{\lambda} \quad (106)$$

Pour une multicouche antireflets, la matrice caractéristique est un produit de matrice de chaque couche qui est donnée par la formule suivante :

$$\begin{bmatrix} E_m \\ H_m \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^L \begin{bmatrix} \cos \delta_j & (i \sin \delta_j) / \eta_j \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_s \\ H_s \end{bmatrix} \quad (107)$$

En utilisant la notion d'admittance, $Y = \frac{H_m}{E_m}$; $\eta_s = \frac{H_s}{E_s}$ et en posant $Y = \frac{C}{B}$, l'équation précédente devient:

$$\begin{bmatrix} B \\ C \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^L \begin{bmatrix} \cos \delta_j & (i \sin \delta_j) / \eta_j \\ i \eta_j \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ \eta_m \end{bmatrix} \quad (108)$$

Pour obtenir des interférences destructives à la réflexion, les épaisseurs d_j des différentes couches sont prises égales au quart de la longueur d'onde centrale, c'est-à-dire $\lambda_0 = 635$ nm dans notre cas

$$d_j = \frac{\lambda_0}{4n_j} \quad (109)$$

n_j , et d_j est l'indice optique et l'épaisseur de la couche j respectivement, ainsi θ_j l'angle de réfraction. η représente l'indice de réfraction effectif du milieu, de substrat ou de la couche, qui est donné par :

$$\eta = \begin{cases} \frac{n}{\cos \theta} & p - \text{Polarisation} \\ n \cos \theta & s - \text{Polarisation} \end{cases} \quad (110)$$

Si le rayonnement incident est polarisé parallèlement (p) ou perpendiculairement (s) par rapport au plan de incidence. L'angle θ_j est lié à l'angle d'incidence par la loi de Snell

$$n_m \sin \theta_0 = n_j \sin \theta_j \quad (111)$$

Dans un milieu non absorbant la réflectivité et la transmission sont données par les équations suivant :

$$R = |r|^2 \quad (112)$$

$$T = \frac{\eta_s}{\eta_m} |t|^2 \quad (113)$$

Si une ou plusieurs couche sont absorbantes, dans ce cas, les indices de réfraction dans les équations précédentes de ces matériaux doivent être remplacés par leurs indices de réfraction complexes, définies par

$$N = n - ik \quad (114)$$

Avec n est l'indice de réfraction de la couche, k le coefficient d'extinction correspondant à l'absorption de l'onde électromagnétique.

Le coefficient d'absorption α est défini par l'équation suivante :

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (115)$$

Dans ce cas, la réflexion, la transmission et l'absorption ont été calculées à partir des équations suivantes :

$$R = \left(\frac{nB-C}{nB+C} \right) \left(\frac{nB-C}{n_0B+C} \right)^* \quad (116)$$

$$T = \frac{4nRe(n_m)}{(nB+C)(n_0B+C)^*} \quad (117)$$

$$A = \frac{4nRe(BC^*-n_m)}{(n_0B+C)(n_0B+C)^*} \quad (118)$$

Avec $R+T+A=1$ (119)

Certaines conclusions générales importantes sur les propriétés des multicouches peuvent être tirées de ces équations :

- Les propriétés optiques des systèmes à couche mince varient avec l'angle d'incidence.
- Cette variation dépend de la polarisation du rayonnement incident. Les équations suivantes définissent T et R pour une incidence oblique de rayonnement polarisé.

$$T = \frac{1}{2}(T_p + T_s)$$

$$R = \frac{1}{2}(R_p + R_s)$$

La dépendance de T et R sur la polarisation a été utilisé pour la conception des polariseurs. Cependant, comme la variation est angulaire, elle est considérée comme un inconvénient pour la plupart des autres applications. Beaucoup de chercheurs ont étudié les moyens de réduire ces effets.

8. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons expliqué en détail la méthode (TMM) utilisé dans cette thèse. Les points les plus importants qu'on doit retenir sont :

- La courbe de la transmission des multicouches non absorbantes composées des couches dont les épaisseurs optiques sont tous des multiples de $\lambda_0/4$ montrent une symétrie autour de λ_0 donnée.
- L'utilisation des épaisseurs optiques que ce soit des multiples des $\lambda_0/2$, $\lambda_0/4$ donnent une réflectivité minimum et une transmission maximum que pour la longueur d'onde λ_0 , Pour cela, et pour une utilisation sur des gammes de spectre de longueur d'onde important, une réflectivité moyenne et une transmission moyenne sont calculés sur toute cette gamme, ce qui nous donnent le droit de varier l'épaisseur des couche librement.
- Le facteur de réflexion et de coefficient d'absorption d'une multicouche contenant des couches absorbantes dépendront en général, de la surface de rayonnement incident. Cependant, le facteur de transmission ne dépend pas de la direction de la lumière incidente.

Chapitre IV :

Les couches Antireflets

Résultats et Discussions

Introduction

Pour les applications photovoltaïques, le rôle le plus important d'une couche antireflet (CAR) est de réduire considérablement les pertes optiques au niveau de la surface avant de la cellule. Nous attacherons donc à étudier les propriétés optiques des différents diélectriques utilisés comme couche antireflet, de manière à déterminer les couches optimale conduisant à la transmission la plus efficace des photons incidents vers le substrat de silicium pour des surfaces planes et texturisées et dans les cas où les cellules sont encapsulées et non encapsulées.

Nous explorons également la possibilité d'exploiter la large gamme d'indices optiques de nitrure de silicium et d'oxynitrure de silicium afin de développer une multicouche antireflet et minimiser davantage les pertes optiques. Nous traitons aussi le cas des couches antireflets avec un indice graduel pour laquelle nous utilisons un nouveau profile d'indice et en le comparant aux autres profils (linéaire, cubique et quantique).

D'autre part, l'angle d'incidence joue un rôle très important dans la réflectivité au niveau de la surface de la cellule, pour cela, nous avons réalisé des simulations des paramètres optiques pour différentes angles d'incidences et pour les deux cas de polarisation (parallèle et perpendiculaire). Nous discutons également des applications actuelles et futures de ces propriétés dans le but d'améliorer le rendement de conversion des cellules photovoltaïques.

Les résultats présentés dans ce chapitre sont partagés en quatre grandes parties :

- Des résultats théoriques et expérimentaux qui illustrent les deux conditions d'application d'une SCAR, DCAR et TCAR, à savoir dans le cas où la cellule est directement en contact avec l'air et dans le cas où elle est encapsulée sous une couche d'EVA (Ethylène Vinyle Acétate) et une plaque de verre.
- Une deuxième partie, qui est consacré aux résultats théoriques et expérimentaux des multicouches (particulièrement une 4 couches) déposer sur des surfaces planes et texturisées. Ces résultats nous ont permet de validé nos résultats théoriques.

- Au cours de la troisième partie, nous avons généralisé nos simulations et nos calculs sur des couches antireflets avec un indice graduel, des résultats théoriques ont été présentés.
- La dernière partie qui a été publiée, montre l'apport des différentes combinaisons des couches diélectriques comme réflecteurs arrière déposés sur des surfaces arrière des cellules solaires de type PERT.

1. Substrat semiconducteur recouvert par un empilement diélectrique

Généralement, les différents substrats utilisés dans l'industrie solaire ont des indices optiques élevés, tels que le germanium ($n=4$), le silicium ($n=3.94$ pour $\lambda_0=633$ nm)..., ce qui donne une réflexion en surface d'environ 36 % pour le germanium et 39 % pour le silicium. Pour des applications solaires, ces matériaux sont impossibles à utiliser sans une certaine forme de revêtement antireflet, donc la réduction des pertes optiques est indispensable pour ces types de semi-conducteur.

Il existe plusieurs diélectriques qui peuvent être des bons candidats pour une utilisation comme couche antireflet sur des cellules solaires, parmi eux, on trouve des nitrures (nitrure de silicium), des oxynitrures (oxynitrure de silicium) et des oxydes (oxyde de silicium, oxyde de titane,...). Ces diélectriques peuvent être utilisés comme une simple couche antireflet, doubles couches et comme des multicouches antireflets.

1.1. Les simples couches antireflets

La forme la plus simple d'une couche antireflet est une couche unique, dans la Figure 4.1, nous avons un diagramme vectoriel entre deux interfaces, chaque vecteur représente l'amplitude de coefficient de réflexion sur une interface. Si le milieu incident est de l'air et l'indice de la couche antireflet est inférieur à l'indice du substrat, le coefficient de réflexion au niveau de chaque interface sera négative, ce qui dénote un changement de phase de 180° .

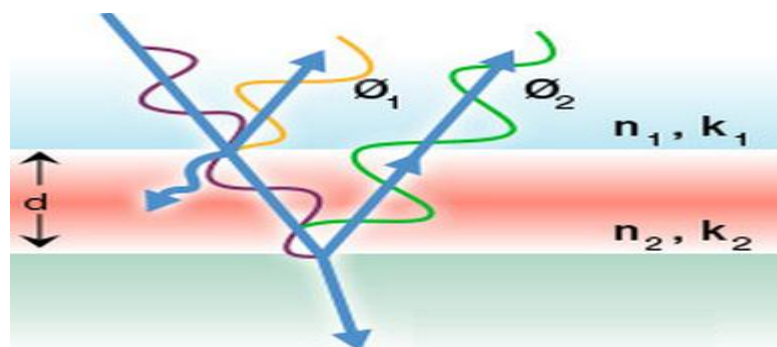


Figure 4.1: Comportement de la lumière sur revêtement simple couche antireflet.

Comme nous l'avons introduit dans le chapitre II, l'utilisation d'une couche antireflet (CAR), combinée à une bonne texturisation de la surface du substrat de silicium, permet de réduire considérablement les pertes optiques. Dans notre cas et dans cette première partie, la texturisation de la surface n'est pas prise en considération. Le nitrure de silicium (SiN) présente un indice de réfraction qui peut être facilement ajusté en faisant varier les conditions de dépôt ($1.91 < n < 2.98$)

Dans le but de transmettre le maximum de photons à la cellule photovoltaïque, il convient de choisir un indice de réfraction et une épaisseur de la CAR adéquats. Cela, nous permettra d'exploiter les phénomènes d'interférences destructives et d'obtenir une réflectivité nulle pour une longueur d'onde considérée. Cependant, le coefficient d'extinction k de SiN augmente avec son indice de réfraction n (Figure II.3) pour cela, nous avons pris en considération l'absorption au sein de la couche de SiN et nous avons privilégié le coefficient de transmission.

1.1.1. Cas d'une cellule non encapsulée recouverte par une SCAR pour une incidence normale

Dans ce cas, la cellule photovoltaïque est directement exposée à l'air ($n_0=1$), comme nous avons vu précédemment, l'indice de réfraction optimum d'une simple couche antireflet (SCAR) est d'environ $n_c=2$ (équation 97-b), dans ce cas nous pouvons négliger l'absorption de la SCAR. L'épaisseur d_c va nous permettre de déterminer la longueur d'onde à laquelle l'annulation de la réflexion aura lieu (équation 109).

Pour déterminer la couche la plus adéquate, nous avons construit des codes de simulation des propriétés optiques (Réflexion, Transmission et Absorption) sous logiciel Matlab. Pour cela, et pour chercher la meilleure configuration de la SCAR permettant d'avoir le minimum de réflexion et le maximum de transmission, nous avons fait varier l'indice optique et l'épaisseur de la SCAR en même temps.

Dans un premier temps, les calculs ont été réalisés pour une incidence normale ($\theta_0 = 0$). La Figure IV.2 permet d'observer l'impact de la SCAR sur la réflectivité du silicium, cette SCAR d'indice de réfraction $n_c=2.03$ et d'épaisseur $d_c=75$ nm déposée sur un substrat de silicium d'indice $n_s=3.94$ permet de réduire la réflectivité de la surface de silicium de 39 % à 12 %.

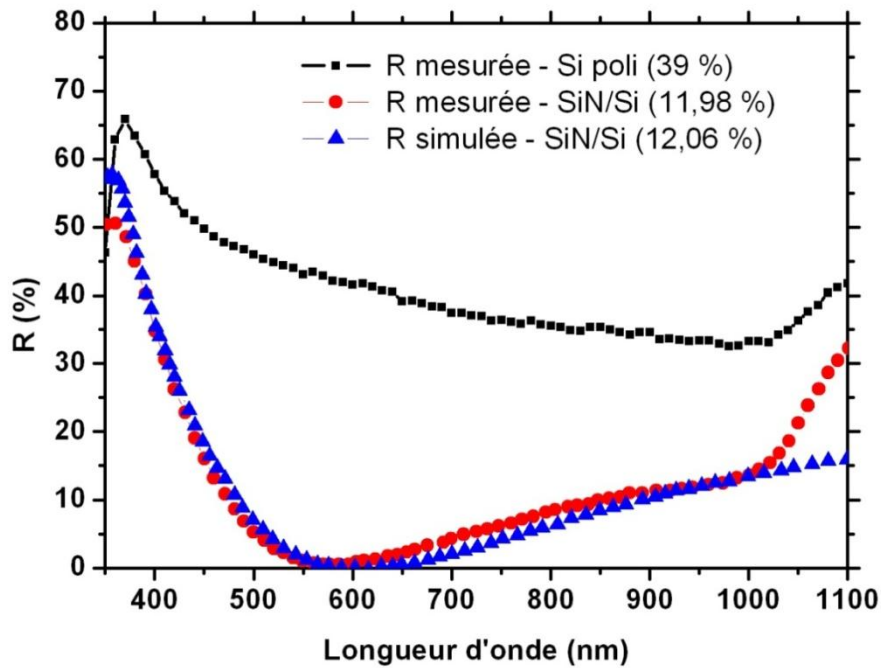


Figure IV. 2: Comparaison entre nos résultats de réflectivité simulée et mesurée pour un substrat de silicium recouvert ou non de SiN ($R=NH_3/SiH_4= 5$, $n=2.03$).

La figure IV.2 montre une très bonne corrélation entre nos résultats de simulation et les mesures de réflectivité (sphère intégrante) qu'on a réalisée. Les écarts enregistrés entre la réflectivité mesurée et simulée pour des longueurs d'ondes supérieures à 1000 nm sont causées par la réflexion des photons de faible énergie sur la face arrière du substrat de silicium (interface Si/air) qui n'ont pas été pris en considération dans nos simulations, et pour les faibles longueurs d'ondes l'écart est dû aux instabilités de la source lumineuse. Néanmoins, les simulations de réflectivité sont tout à fait satisfaisantes pour mener notre étude.

On remarque que des pertes par réflexion sont importantes pour des petites et grandes longueurs d'onde (UV et IR), cela est causé, par la nature de la couche antireflet utilisée, en fait, le SiN ($n=2.03$ et $d=75$ nm) permet de réduire fortement la réflectivité dans la gamme de visible, ainsi, une grande partie des UV sont réfléchies et une autre partie sera absorbée au niveau de la surface de la cellule. Pour les IR, une grande partie traverse la cellule et est absorbée.

Le Tableau IV.1 et les Figures IV. 3 (a et b) présentent les résultats de simulation de réflectivité et de rendement quantique externe pour différentes épaisseurs d'une SCAR. Une augmentation de l'épaisseur du SiN entraîne un déplacement du minimum de réflectivité vers les grandes longueurs d'ondes, celui-ci restant toujours très proche de zéro.

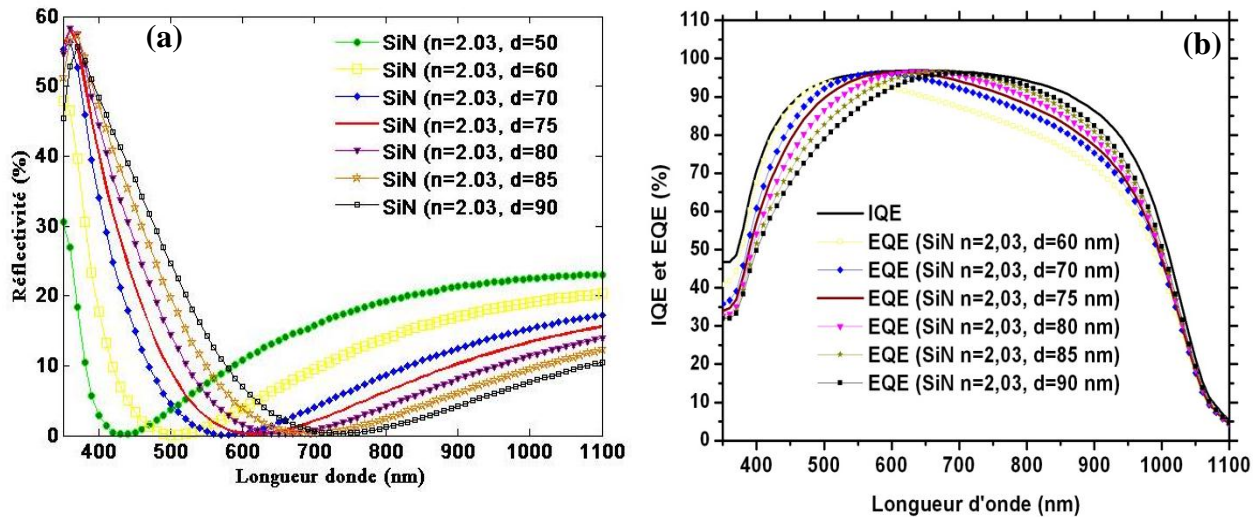


Figure IV. 3 : (a) Réflectivité simulé par Matlab pour différentes épaisseurs du même SiN. (b) Rendement quantique externe simulé par PC1D pour différentes épaisseurs du même SiN

Pour voir l'apport que peuvent porter ces multicouches sur les propriétés électriques des cellules solaire, nous avons réalisé des simulations sur PC1D [Basore 1]. Pour toutes les simulations PC1D de cette thèse, les paramètres utilisés sont comme suivant. Nous avons utilisé une cellule photovoltaïque à base de silicium multi-cristallin de base de type P, avec une résistivité de 1,45 Ωcm et 200 μm d'épaisseur, un émetteur de 0,5 μm de type n et une distribution Erfc de 40 Ω/sq . La résistance des contacts de base est de 0,015 Ω et l'élément de shunt interne est de 0,3 Siemens, une recombinaison avant et arrière de 5000 et 1000 cm/s respectivement. Ces paramètres sont pour une cellule sur laquelle nous avons réalisé nos dépôt (Marque : Fraunhofer ISE).

Nous avons utilisé deux types de cellules avec les mêmes paramètres, la première avec une surface polie et une autre sur une surface texturisée.

Tableau IV.1: Résultats de simulation de réflectivité (Matlab) et de courant de court-circuit (PC1D) en fonction de différentes épaisseurs de SiN dans le cas des cellules non encapsulées.

	d_c (nm)	R_{eff} (%)	J_{cc} ($\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$)
SiN $n_c = 2.03$	50	15.33	29.85
	60	12.93	30.62
	70	12.09	31.01
	75	12.06	31.08
	80	12.23	31.21
	85	12.54	31.10
	90	12.94	30.35
IQE		0	36.02
Si		39	23.30

Le maximum du rayonnement solaire se situe pour une longueur d'onde d'environ 633 nm et il apparaît logique d'obtenir le minimum de réflectivité effective autour de celle-ci ($R_{\text{eff}} = 12.06\%$) et une meilleure performance de courant de court-circuit qui est obtenu pour une épaisseur de SCAR légèrement plus grande. Cela peut être attribué à une pénétration moyenne des photons plus en profondeur au sein de la cellule, et donc à une génération de porteurs minoritaires plus loin de l'émetteur qui est recombinaison.

La Figure IV. 4 montre la variation de la réflectivité en fonction de l'indice de réfraction et de l'épaisseur de la couche de SiN.

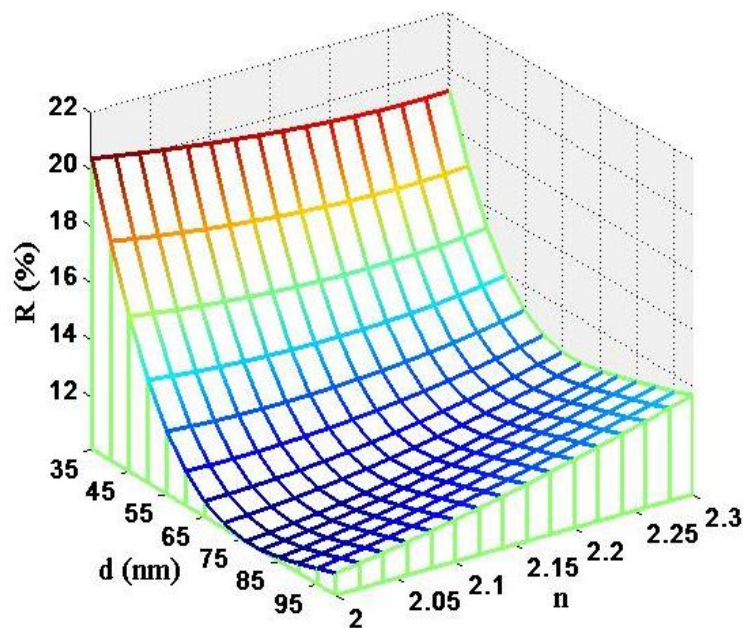


Figure IV. 4: Réflexion d'une simple couche antireflet en fonction de l'épaisseur et de l'indice optique.

1.1.2. Cas d'une cellule non encapsulée recouverte par une SCAR pour une incidence oblique

Jusqu'ici, nous n'avons considéré que l'incidence normale dans les calculs numériques que nous avons effectués. Pour les angles d'incidences différentes de la normale, le comportement est analogue, mais la différence de phase est en fonction de l'angle d'incidence ϑ_r (équation 96-a). Dans ce cas, le n de la couche va être remplacé par l'équation (96-b) pour une polarisation S (TE) et par l'équation (96-c) pour une polarisation P (TM).

Les Figures IV.5 et 6 montrent l'influence de l'angle d'incidence sur la réflectivité d'une surface d'une cellule solaire en silicium recouverte par une SCAR de SiN ($n_c=2.03$ pour et $d_c=75$ nm) pour chaque longueur d'onde, on remarque que pour les deux cas de polarisation, les meilleurs

1.1.3. Cas d'une cellule encapsulée pour une incidence normale

A présent, nous considérons le cas industriel où les cellules photovoltaïques sont encapsulées, celles-ci sont recouvertes d'un encapsulant EVA (Ethylène Vinyle Acétate) et d'une plaque de verre. Tout d'abord, nous pouvons estimer, sans grandes incidences sur les résultats, que les couches verre-EVA forment un seul milieu d'indice proche de 1.46 [Boden]. Pour cela, nous considérerons le verre comme milieu extérieur ($n_0 = 1.46$). La réflexion sur le verre pourra être prise en compte dans le calcul de la réflectivité effective en considérant le cas extrême d'un substrat massif de verre ($R = 3.5\%$ sur la gamme spectrale considérée) [Hofstetter]. Néanmoins, les plaques de verre des panneaux solaires sont souvent texturisées et certaines possèdent même une couche antireflet.

Dans ce cas, et en utilisant l'équation (Equation 97.a), les nouveaux indices et épaisseurs optimaux seront les suivants: $n_c = 2.28$ et $d_c = 66$ nm. Cependant, l'indice optique de la SCAR n_c est important, ce qui engendre une amélioration de la réflexion mais aussi une forte absorption au niveau de cette couche.

La Figure IV. 7 illustre les différentes configurations d'une SCAR à base de SiN (La réflectivité et la transmission en fonction de l'indice et de l'épaisseur de la SCAR).

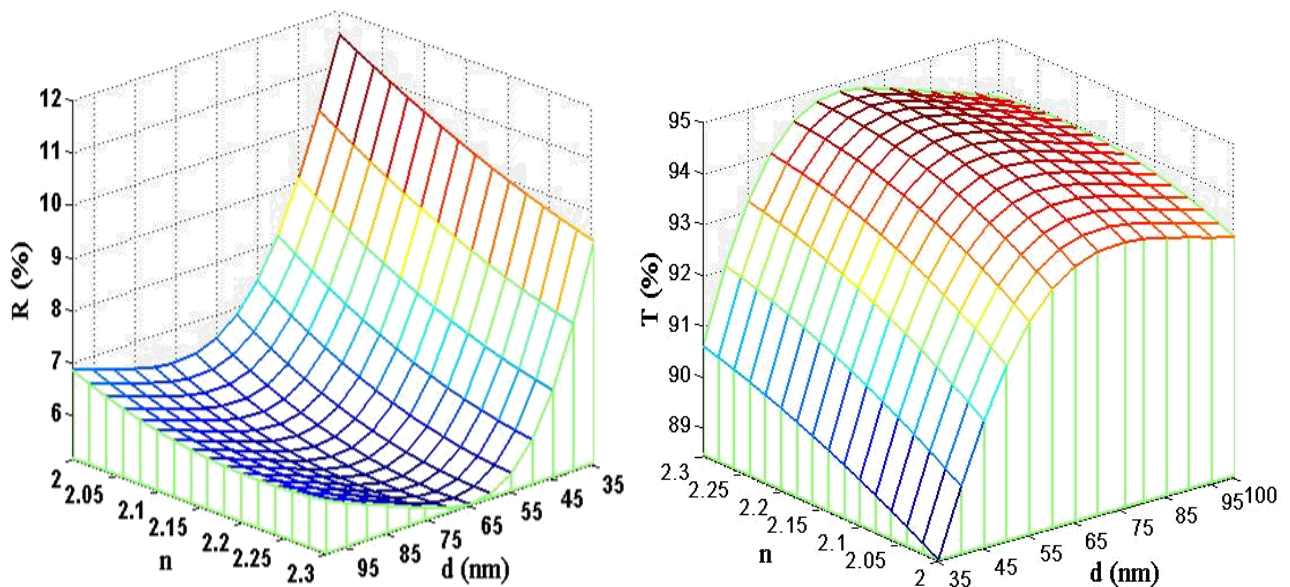


Figure IV. 7 : Réflectivité et Transmission en fonction l'épaisseur et de l'indice de la SCAR

Les simulations PC1D nous ont permis d'estimer le SiN optimale afin d'obtenir le maximum de courant photogénéré (Tableau IV. 2). Pour cela, nous avons utilisé les résultats trouvés par simulation des propriétés optiques (Par Matlab) et nous avons associé dans un seul fichier les valeurs des coefficients d'absorption et de réflexion simulés ($R+A = 1-T$).

Tableau IV. 2 : Résultats de simulation de réflectivité (Matlab) et de courant de court-circuit (PC1D) pour différentes SCAR de SiN dans le cas des cellules encapsulées.

SiN		R_{eff}	T	A	J_{cc}
n_c	d_c (nm)	(%)	(%)	(%)	mA/cm^{-2}
1.54	56	21.53	78.46	0.0018	29.38
1.69	73	16.16	83.83	0.0027	30.26
2.03	75	11.15	88.80	0.033	33.22
2.2	68	9.57	87.56	2.86	32.74
2.25	66	8.48	88.20	3.30	32.35
2.36	65	9.36	86.58	4.05	32.27
2.48	64	9.54	84.60	5.85	31.95

Les résultats confirment que si la couche de SiN d'indice de réfraction $n_c = 2.25$ permet d'obtenir la plus faible réflectivité effective, elle ne conduit pas au résultat photovoltaïque optimal. Le meilleur compromis entre la minimisation de la réflectivité et celle de l'absorption au sein de la SCAR est obtenu pour une couche de SiN d'indice $n_c = 2.03$ et d'épaisseur $d_c = 75$ nm.

Les résultats ont mis en évidence l'influence de l'absorption des couches antireflet selon les empilements choisis : la minimisation de la réflectivité ne correspond pas à un courant de court-circuit plus important. Ainsi, malgré des réflectivités plus élevées, les meilleurs résultats électriques ont été obtenus pour des empilements faiblement absorbants, c'est à dire avec des nitrures de silicium riches en azote et donc d'indices de réfraction relativement faibles.

1.1.4. Cas d'une cellule encapsulée pour une incidence oblique

On remarque les mêmes observations que pour des cellules solaires non encapsulée, une meilleure réflectivité pour les deux cas de polarisation a été observée pour des angles d'incidences proches de 0° (Figure IV.8).

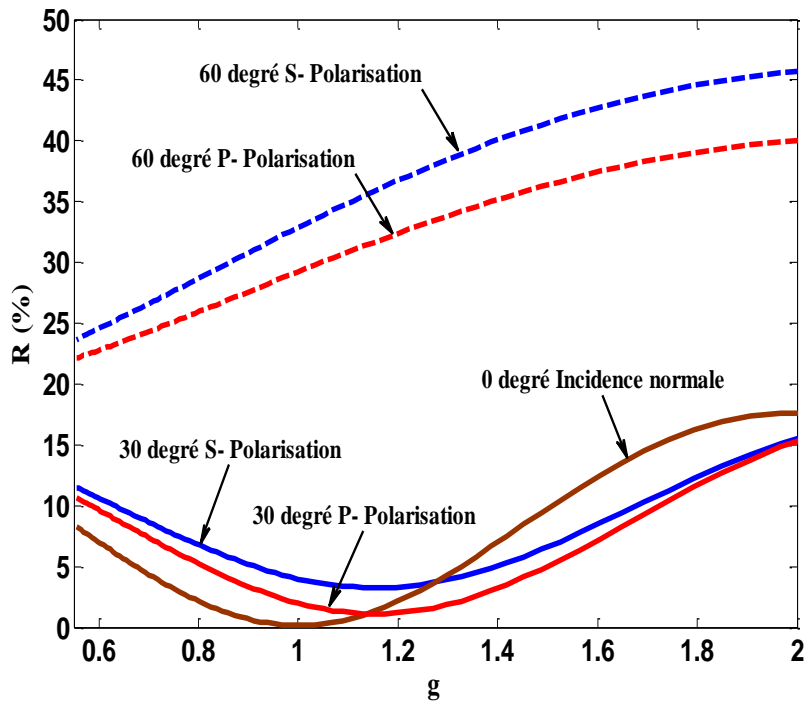


Figure IV.8 : Calcul de la réflectivité pour différentes angles d'incidences en fonction de $g = \lambda_0/\lambda$ pour une cellule encapsulée avec un SiN ($n_c=2.03$, $d_c=75$ nm, $\lambda_0 = 110$ nm)

2. Le dépôt d'une simple couche antireflet

Dans le cadre de cette thèse, nous avons réalisé quelques dépôts des simples couches antireflets sur des substrats de silicium au niveau de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon.

Les matériaux généralement utilisés comme simple couche antireflet sont le nitrure de silicium ($R=NH_3/SiH_4$) ou bien l'oxynitrure de silicium ($Ox=N_2O/SiH_4$). De manière à contrôler la cinétique de dépôt, nous avons réalisé plusieurs dépôts de SiN et de SiON.

2.1.Variation de l'indice optique

L'utilisation de nitrure de silicium (SiN) comme couche antireflet, nous a permis d'avoir des couches très homogènes d'indice optique compris entre celui de Si_3N_4 et de Si, ainsi ces couches permettent d'avoir une bonne passivation en surface (pour des couches hydrogénées). Nous avons réalisé quelques dépôts de SiN à une pression de 1500 mtorr, la Figure IV.9 montre la variation de l'indice optique n pour chaque $R=NH_3/SiH_4$ en fonction de temps de dépôt.

L'augmentation de Si dans la couche de SiN engendre une hausse des indices de réfraction et une forte absorption, cela est dû principalement au remplacement des atomes d'azote dans NH_3 par des atomes de silicium dans le SiH_4 .

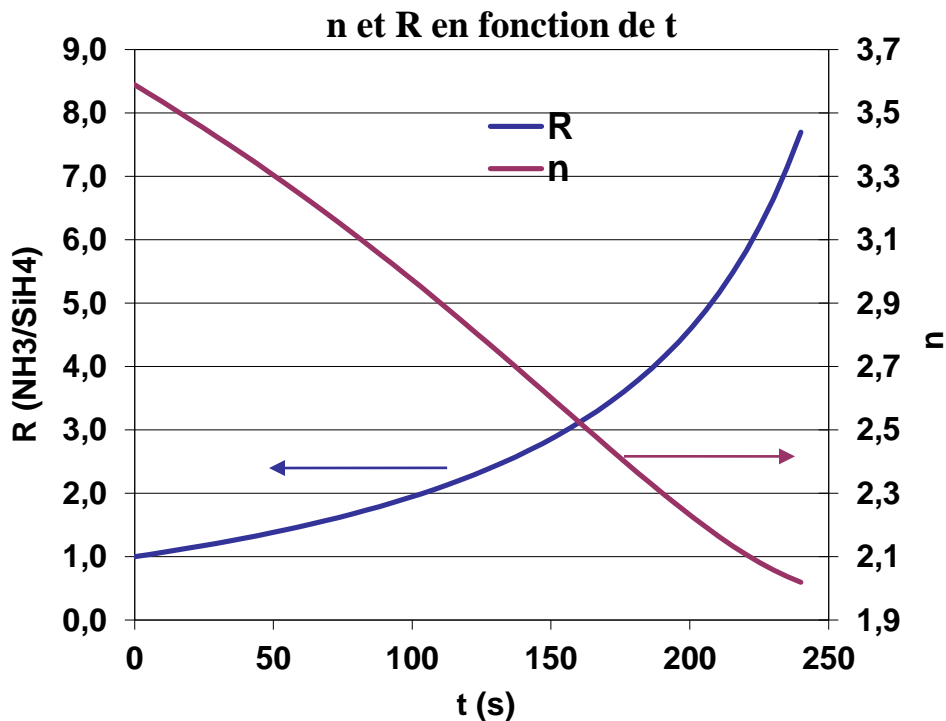


Figure IV.9 : l'évaluation de l'indice de réfraction et de la ratio de gaz en fonction de temps de dépôt.

Le dépôt de SiON à une pression de ($P=1500$ mtorr) et un débit total fixé à ($\text{N}_2\text{O}+\text{SiH}_4 = 800$ sccm), nous a permis d'obtenir des couches homogènes d'indices optiques compris entre $n=1.48$ et $n=1.65$, pour compléter la gamme d'indice de SiON, nous avons changé la pression de dépôt ($P=1000$ mtorr), cela nous a permis d'avoir des couches optiques comprises entre $n=1.65$ et 2.1 (pauvre en oxygène). Une pression de 1500 mtorr a été utilisée pour le dépôt de SiN. Les indices optiques ont été mesurés grâce à un Ellipsométrie spectroscopique (Figure IV.10). Grâce à ces indices, nous avons fait un ajustement de l'indice de la couche pour chaque rapport de gaz utilisé.

L'augmentation de la teneur en oxygène de la couche se traduit par une baisse de l'indice de réfraction qui couvre la gamme comprise entre le SiO_2 et le Si_3N_4 . Cette baisse d'indice s'explique par le remplacement des atomes d'azote par des atomes d'oxygène lorsque le débit de N_2O augmente.

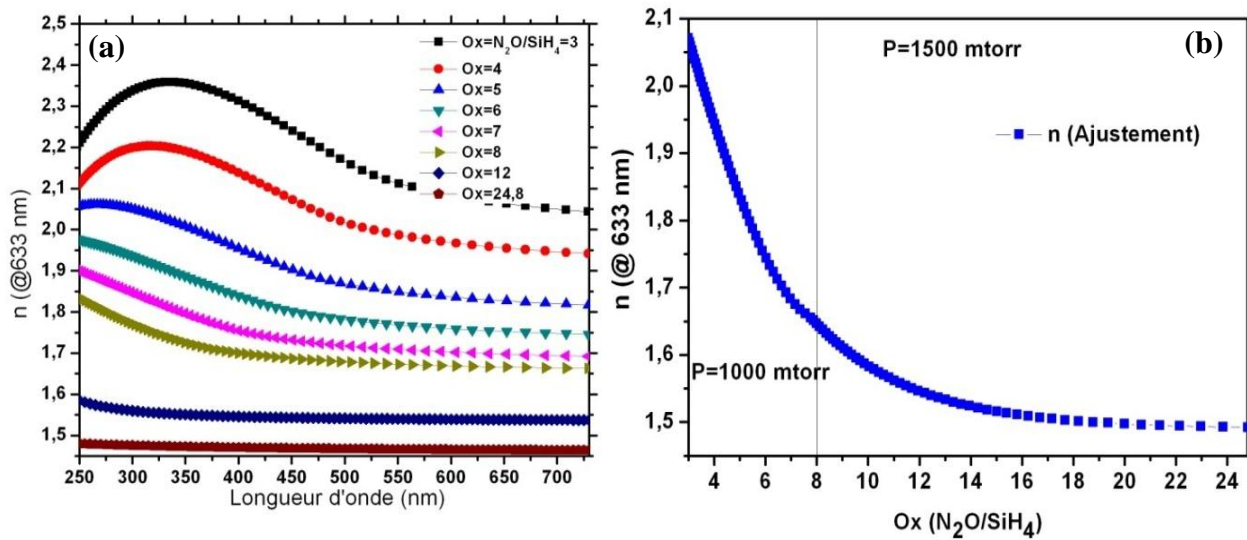


Figure IV.10 : (a) Indice de réfraction des couches de SiON en fonction de la longueur d'onde selon les ratios O_x . (b) ajustement de l'indice de réfraction.

2.2.Variation de l'épaisseur des couches

En faisant varier la vitesse de dépôt v (nm/min) pour un même rapport de gaz de SiN et de SiON ($R = NH_3/SiH_4 = 1$ et $O_z = N_2O/SiH_4=7$) et pour le même temps de dépôt ($t_{SiN}=150$ s et $t_{SiON}=200$ s), nous avons réussi à tracer les différentes épaisseurs en fonction de la vitesse de dépôts (Figure IV.11).

La Figure IV.11 montre les différentes épaisseurs qu'on peut déposer pour différentes vitesses de dépôts,

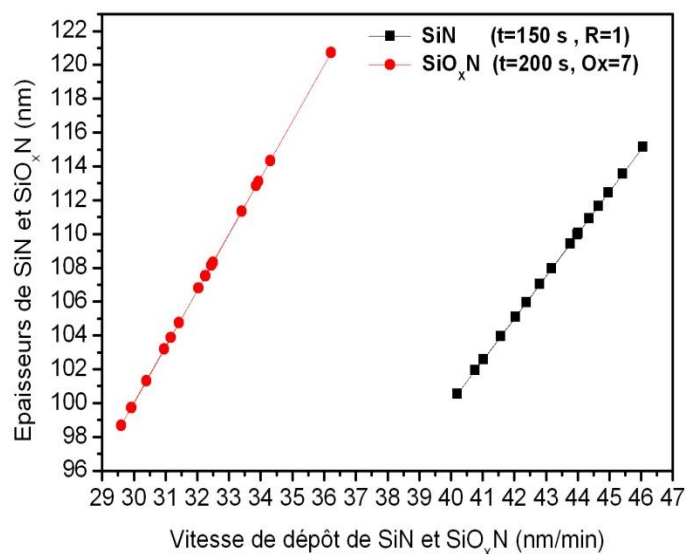


Figure IV.11 : Les épaisseurs déposées pour différentes vitesses de dépôts pour le SiN et SiON.

3. Développement des multicouches antireflets (MCAR)

La réflexion des photons incidents par les surfaces des substrats de silicium est une source importante de pertes pour la conversion photovoltaïque.

Pour cela, les solutions existent pour limiter ces pertes, mais ont un coût élevé pour que la production de masse des cellules photovoltaïques soit possible. Des solutions plus performantes sont systématiquement recherchées, comme le dépôt de plusieurs couches antireflets. Dans cette optique, les $\text{SiN}_x : \text{H}$ (SiN), SiO_2 et le SiON déposés par plasma sont des matériaux très intéressants. Ils peuvent en effet être utilisés comme couche antireflet grâce à leurs faibles absorption et à leurs propriétés optiques ajustables. Le dépôt par plasma limite également le budget thermique de cette étape puisque les températures restent inférieures à 400°C . L'indice de réfraction n et le coefficient d'extinction k de SiN augmentent avec le taux de silicium au sein du SiN (Figure II.3) ainsi, il peut varier de 1.9 à 3.0. Quand cet indice augmente, la couche devient absorbante ce qui influence négativement sur les performances électrique de la cellule.

Les meilleurs résultats optiques d'une simple couche antireflet est celle avec un indice petit, en revanche, la passivation en surface devient meilleure avec l'augmentation du contenu de Si, donc un indices optiques grands (une vitesse de recombinaison en surface $< 20 \text{ cm/s}$ a été réalisée par Soppe et al [Soppe] pour $n = 2.3$) et la meilleure passivation en volume a été trouvée pour un indice de réfraction intermédiaire entre $n = 2.1$ et 2.2 d'après [Hofstetter] avec une épaisseur $d > 30 \text{ nm}$ qui est la limite minimale qui est nécessaire pour avoir une bonne passivation en surface d'après Lauinger et al [3].

Pour combiner entre la minimisation de la réflectivité et une bonne passivation en surface, une première approche est le dépôt d'une double couche antireflet (DCAR), composé de deux matériaux avec des indices optiques différents, n de la couche inférieure relativement grand pour permettre la passivation en surface de la cellule et n de la couche supérieure petit, pour réduire au minimum la réflectivité.

Les résultats d'étude qu'on a effectuée sur les doubles couches antireflets, sont représentés dans la partie suivante. Les meilleurs résultats optiques trouvés sont pour des indices n petit, ce qui engendre une faible passivation en surface. Il est important de noter que les propriétés optiques des matériaux utilisés varient considérablement avec la méthode et les conditions de dépôt ce qui engendre une non-homogénéité de l'indice de réfraction le long de la profondeur des matériaux [Soppe]. Par conséquent, chaque couche étudiée ici devrait être considéré comme un exemple spécifique et pas nécessairement comme représentatif du matériel dans son ensemble.

3.1. Les doubles couches antireflets

Dans cette partie, des résultats de simulation des doubles couches antireflets (DCAR) encapsulée et non encapsulée pour différents angles d'incidences sont présentés. L'influence de ces DCAR sur les propriétés électriques d'une cellule solaire en silicium multicristallin est vérifiée par le logiciel PC1D.

Différentes études sur les doubles couches antireflets ont été rapportées, où différent type de matériaux et différentes techniques ont été employés, comme le ZnS/MgF₂ déposées par la pulvérisation [Cid] ou encore une DCAR avec l'oxyde de titane (TiO₂) par le dépôt chimique en phase vapeur sous pression atmosphérique (APCVD) [Richards], le dépôt de SiO₂/TiO₂ par la méthode Sol-gel [Longqiang], MgF₂/SiN_x[Suresh]. Toutes ces études ont démontré que ces DCAR font réduire la réflectivité de la surface de substrat de silicium sur une large gamme des longueurs d'onde.

Cependant, les techniques exigent séparément une couche développée par thermalisation d'oxyde de silicium (SiO₂) pour la passivation de surface. Une approche différente est de mettre en application une double couche de SiO₂/SiN ou de SiON/SiN déposées par la méthode PECVD. Cette approche résout le problème de passivation et facile à réaliser.

3.1.1. Cas d'une cellule plane non encapsulée recouverte par une DCAR pour une incidence normal et oblique

Comme dans la partie précédente, nous avons utilisé les équations (91) et (93) pour construire nos programmes et simulé la réflectivité, l'absorption et la transmission de ces DCAR.

Pour une incidence normale, nous allons utiliser l'équation (97- a) $\frac{n_1}{n_0} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{n_s}{n_2}$, avec n_0 , n_1 , n_2 et n_s les indices optiques de l'air, de la première couche, de la deuxième couche et de silicium respectivement. Dans ce cas, les indices des couches optimaux sont : $n_1 = 1.52$ et $n_2 = 2.34$. Les épaisseurs optimaux correspondant pour la longueur d'onde de 633 nm sont $d_1 = 100$ nm et $d_2 = 65$ nm.

La Figure IV. 12 donne les valeurs permises des indices optiques n_1 et n_2 des DCAR non encapsulées déposé sur un substrat de silicium. Pour une incidence normale, les indices n_1 et n_2 qui donnent les minimums de réflectivité pour des longueurs d'ondes données sont rassemblés dans la région positive (à l'intérieur de triangle haché).

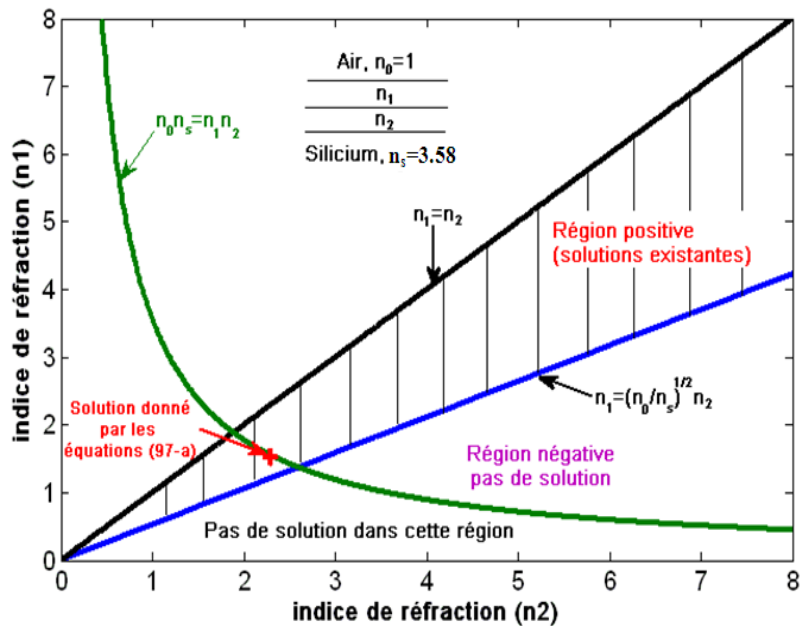


Figure IV. 12 : diagrammes des solutions permises des indices optiques n_1 et n_2 des DCAR non encapsulées déposées sur un substrat de silicium

Les calculs ont été effectués sous Matlab en considérant le cas d'une cellule avec une surface plane et non encapsulée ($n_0 = 1$) (les réflexions multiples n'ont pas été prise en considération dans ces calculs) et on faisant varier n_1 et n_2 dans la région permise. Quelques résultats sont présentés dans le Tableau IV. 3.

Pour la simulation des DCAR, les résultats présentés correspondent aux plusieurs solutions exactes pour la longueur d'onde considérée. Parmi ces différents empilements de couche, on trouve ceux qui ont un seul minimum, une courbe en « U » et ceux qui donnent deux minima locaux, une courbe en « W » avec un maximum local pour la longueur d'onde centrale. Néanmoins, ces dernières permettent de réduire la réflectivité globale puisqu'elles présentent deux minima pour deux longueurs d'ondes différentes (voir Figure IV.13 .a). Dans le Tableau IV. 3, on a exposé les résultats les plus importants de simulation des DCAR.

Les 4 premiers résultats représentent les DCAR à base d'un SiN riche en silicium, ils montrent que l'absorption de ces couches est importante. Pour cette raison, nous avons décidé d'élargir la gamme d'indice vers les petits indices, nous avons utilisé un SiN riche en azote (un indice de réfraction relativement faible) qui permettent d'obtenir des indices de réfraction compris entre $n = 2$ et 2.25.

Tableau IV. 3 : Résultats de simulation de réflectivité (MATLAB) et de courant de court-circuit (PCID) pour différentes doubles couches antireflet dans le cas d'une cellule plane non-encapsulée.

	N ⁰	n ₁ (d ₁ nm)	n ₂ (d ₂ nm)	R _{eff} (%)	T (%)	A (%)	J _{cc} (mA.cm ⁻²)	η (%)
SCAR	-	2.03 (75)		12.06	87.90	0.030	31.08	14.74
DCAR non encapsulée	A1	1.51 (100)	2.7 (50)	5.68	71.49	22.82	26.19	10.53
	A2	1.51(100)	2.59 (58)	4.01	85.52	10.47	28.16	11.54
	A3	1.51 (100)	2.46 (58)	3.65	90.12	6.23	30.56	13.62
	A4	1.57 (82)	2.46 (56)	3.48	90.42	6.10	31.63	15.01
	A5	1.51 (82)	2.25 (67)	4.89	91.81	3.26	32.72	15.71
	A6	1.48 (35)	2.2 (66)	6.66	90.50	2.83	32.74	15.71
	A7	1.48 (80)	2.1 (64)	7.84	91.66	0.502	32.50	15.41
	A8	1.47 (40)	2.05 (65)	8.41	91.52	0.064	32.15	15.20

La Figure IV.13.a présente les courbes de réflectivités et de transmission simulées des DCAR A1, A4 et A6 du Tableau IV-3. La A1 présente une réflectivité en « U » et les A4 et A6 présentent une réflectivité en « W ».

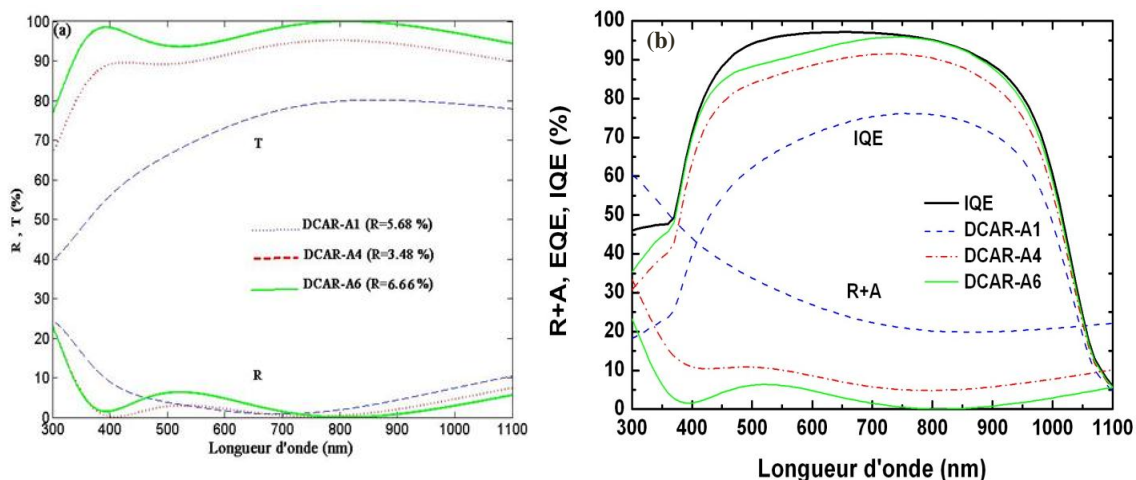
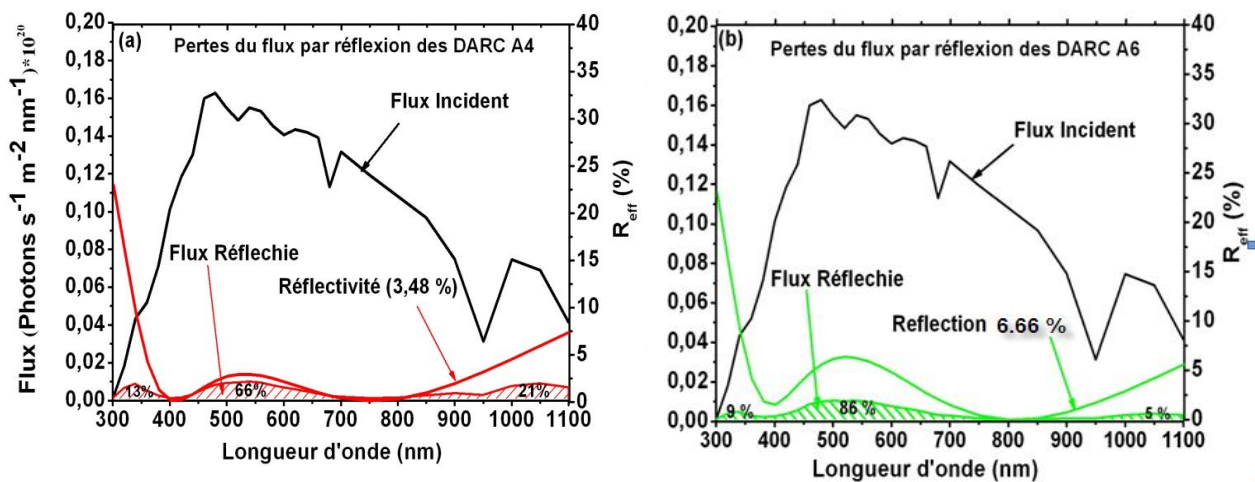


Figure IV. 13 : (a) La réflectivité et la transmission simulée des DCAR A1, A4 et A6, (b) L'influence de l'absorption des DCAR A1, A4 et A6 sur l'EQE.

La A4 permet d'avoir le minimum de réflectivité effective par rapport aux autres DACR (Figure IV. 13.a). Malheureusement, la forte absorption au sein des couches de SiN mises en jeu dans cette DCAR ne permet pas d'améliorer significativement le courant de court-circuit (Figure IV.13.b).

L'augmentation d'indice de réfraction de la couche SiN dans les DCAR engendre des pertes importantes par absorption (Tableau IV.3), ce qui traduit une faible transmission des

photons qui contribue à la création des paires électro-trous au niveau des cellules. Les Figures IV.14-a et b montrent les réflectivités et les pertes du flux par réflexion des A4 et A6. Si la réflectivité effective de la A4 est faible ($R_{\text{eff}}= 3.48 \%$), les pertes de flux par réflexion représentent 66 % des pertes totale du flux de cette DCAR dans la gamme de visible, 14 % dans les ultraviolet (UV) et 21 % dans les infrarouge (IR) (Figures IV-14-a). ainsi, la couches mises en jeu est fortement absorbante (Figure IV-15) ce qui engendre une forte perte de flux par absorption comme montrer dans la Figure IV-16-a.



Figures IV. 14 : Les pertes de flux par réflexion des DCAR A4 (a) et A6 (b) en fonction de la longueur d'onde.

La solution à ce problème est donnée par DCAR-A6 composé d'un SiN peu absorbant (Figure IV-16-b). Son utilisation permet de réduire la réflectivité effective jusqu'à 6.66 % et une amélioration importante de courant de court-circuit (Figure IV-13-b) malgré que les pertes de flux par réflexion sont altérées pour des longueurs d'onde centrales (86 % de flux réfléchi est dans la gamme de visible).

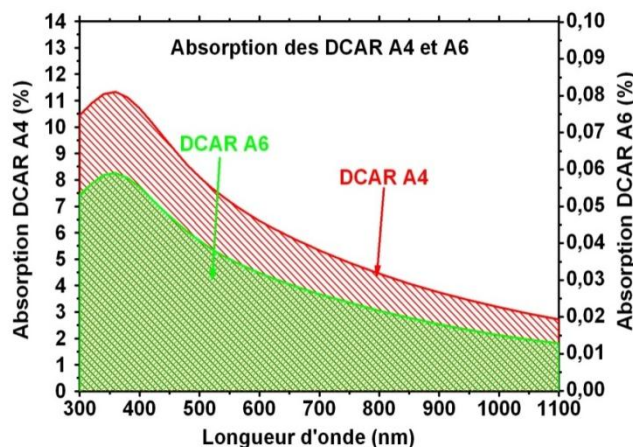


Figure IV. 15 : L'Absorption des DCAR A4 et A6 en fonction de la longueur d'onde

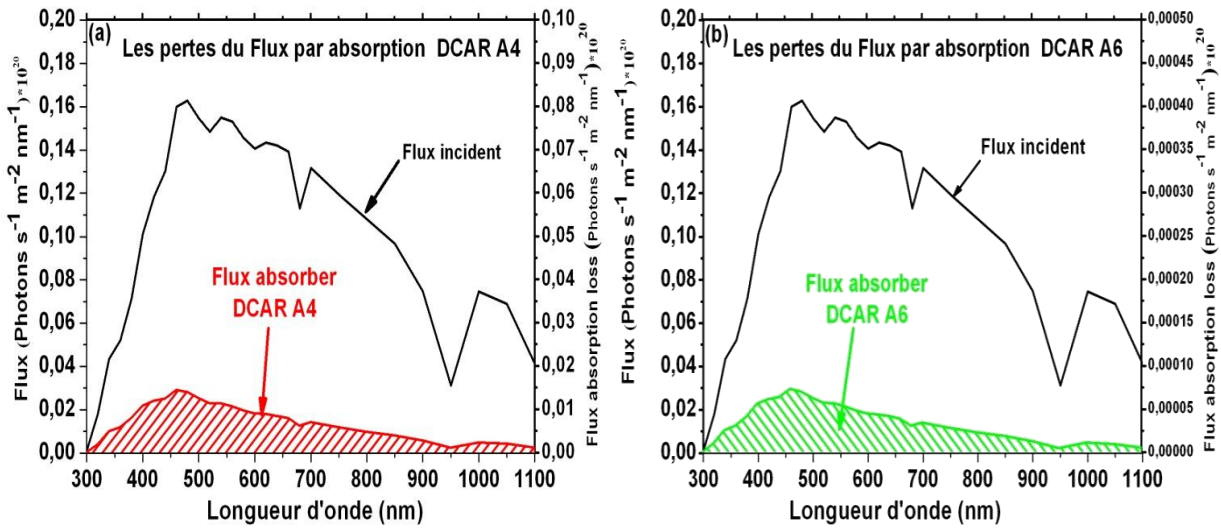


Figure IV. 16: Les pertes de flux par absorption des DCAR A4 (a) et A6 (b) en fonction de la longueur d'onde.

Toutefois, l'épaisseur nécessaire pour réaliser la A6 est relativement importante, ce qui peut poser un problème lors de la réalisation des contacts à travers celle-ci. La Figure IV-17 montre l'influence des épaisseurs d_1 et d_2 de la A6 sur la réflectivité moyenne de la surface de la cellule. Une réduction de ces épaisseurs engendre des pertes importantes par réflexion, les minimums des réflexions sont pour des épaisseurs assez importantes.

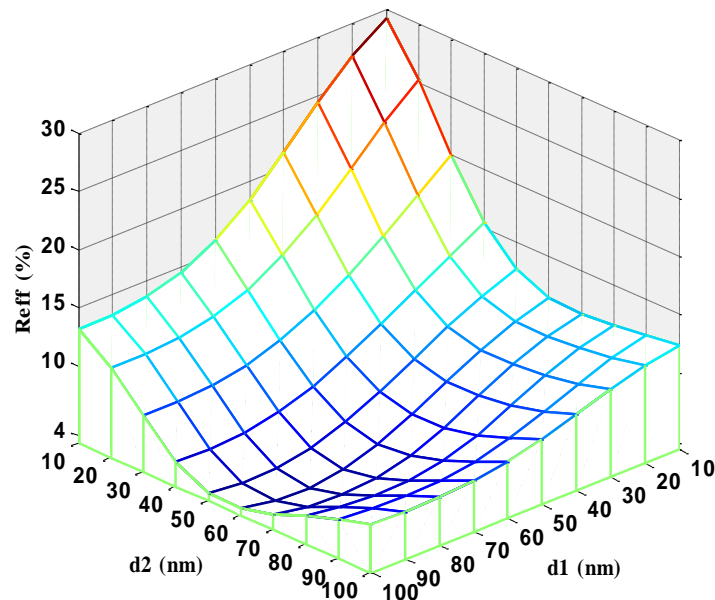


Figure IV. 17 : Variation de la réflectivité en fonction de d_1 et d_2 pour la DCAR-A6

Jusqu'à présent nous avons uniquement considéré le cas de l'incidence normale ($\vartheta_0 = 0^\circ$). Le cas d'incidence oblique nous permet de tester le rôle de ces doubles couches antireflets pour différentes position par rapport au rayonnement solaires.

Le tableau IV-4 rassemble les différents résultats de réflectivité de la couche A6 et cela pour différents ongles d'incidence ϑ_r (équation 96-a). Dans ce cas, le n de la couche va être remplacé par les équations (96-b) pour une polarisation S (TE) et par l'équation (96-c) pour une polarisation P (TM).

Tableau IV-4 : Réflectivité de la DCAR-A6 pour différents angles d'incidences ϑ_0

Angle d'incidence (ϑ_0)		0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
R_{eff} (DCAR-A6) %	P- Polarisation	4.79	4.89	5.01	5.76	11.04	21.15	35.55	47.30	74.22	-
	S- Polarisation	4.79	4.91	5.08	5.36	7.51	12.44	18.56	24.20	27.91	28.85

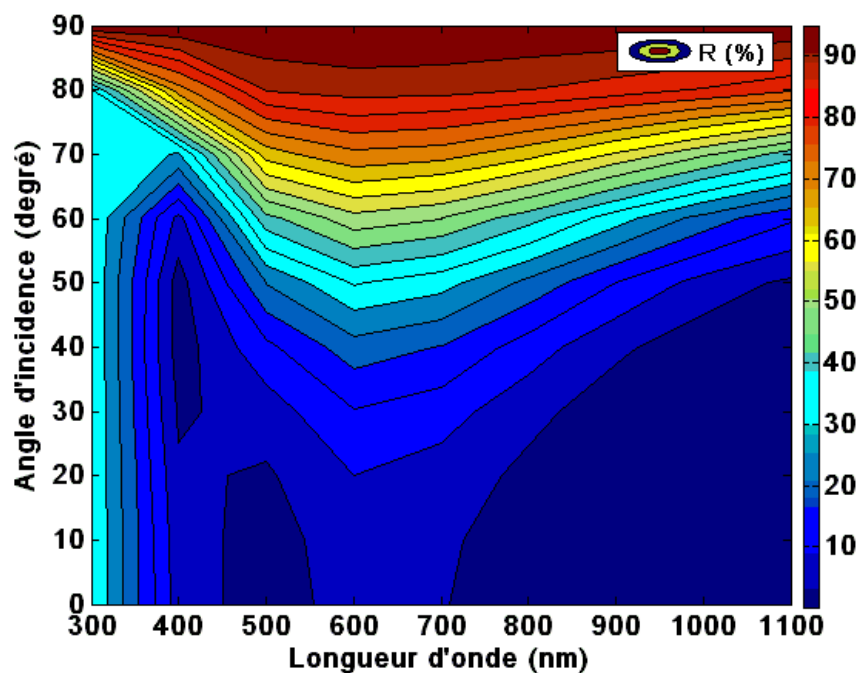


Figure IV. 18 : La variation de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence pour une polarisation P.

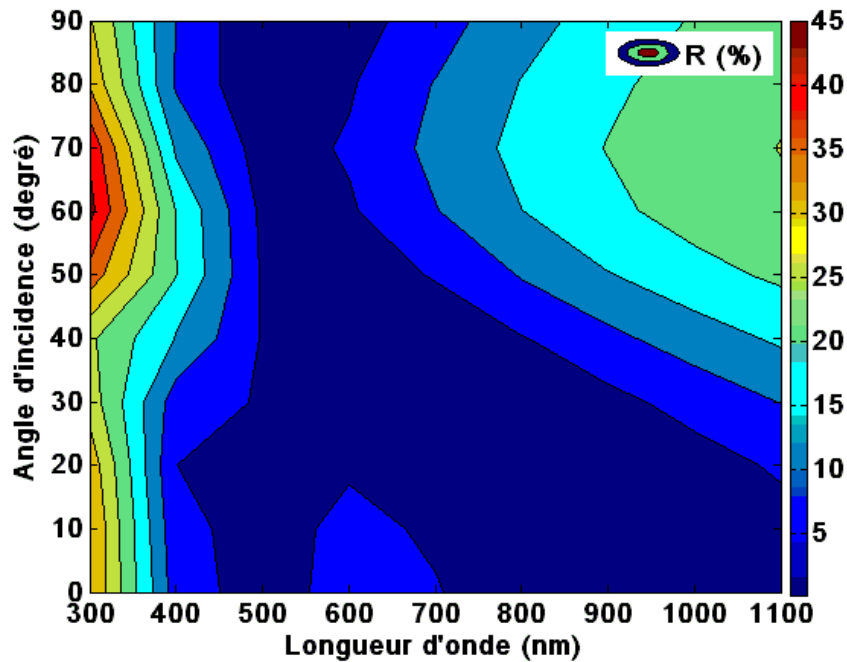


Figure IV. 19 : La variation de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence pour une polarisation S.

3.1.2. Cas d'une cellule encapsulée recouverte par une DCAR pour une incidence normale et oblique

Pour des raisons citées avant, Il est important de pouvoir minimiser l'épaisseur totale des DCAR. Les solutions données par nos simulations dans le cas des cellules recouverte par un Verre- EVA (avec un indice $n_{\text{verre-EVA}}=1.46$) vont dans ce sens Tableau IV-5. Celles-ci conduisent généralement à des réflectivités en « W » (Figure IV-21) et des courants de court-circuit très important (Figure IV-22).

L'amélioration de ce dernier paramètre est principalement due à une meilleure transmission des photons de faibles et de fortes énergies. Toutefois, on remarque que les performances sont altérées pour les longueurs d'ondes centrales. L'augmentation du rendement quantique pour $\lambda > 700$ nm est particulièrement intéressante dans le cas des cellules de bonne qualité, c'est à dire pour une longueur de diffusion et une passivation de la face arrière importantes (l'IQE est alors meilleur dans cette région).

Le cas d'une cellule solaire encapsulée avec une DCAR, nous permet d'étudier une triple couche antireflet (TCAR), en effet, nous allons considérer la couche encapsulant (Verre-EVA) d'indice optique $n_{\text{verre-EVA}}=1.46$ comme une couche supplémentaire qui va être déposé sur la surface avant de la cellule.

Pour une incidence normale et sachant que l'indice de la couche Verre-EVA $n_{\text{verre-EVA}}=1.46$ qui est le même que celui de SiO_2 . L'équation (97-a) donne les indices et les épaisseurs optimaux pour la DCAR, pour la couche supérieure $n_1=2.03$ et $d_1=75$ nm et pour la couche inférieure $n_2=2.82$ et $d_2=57$ nm, ces deux couches sont des couche de SiN. La Figure IV-20 présente la réflectivité et la transmission de cet empilement de couche.

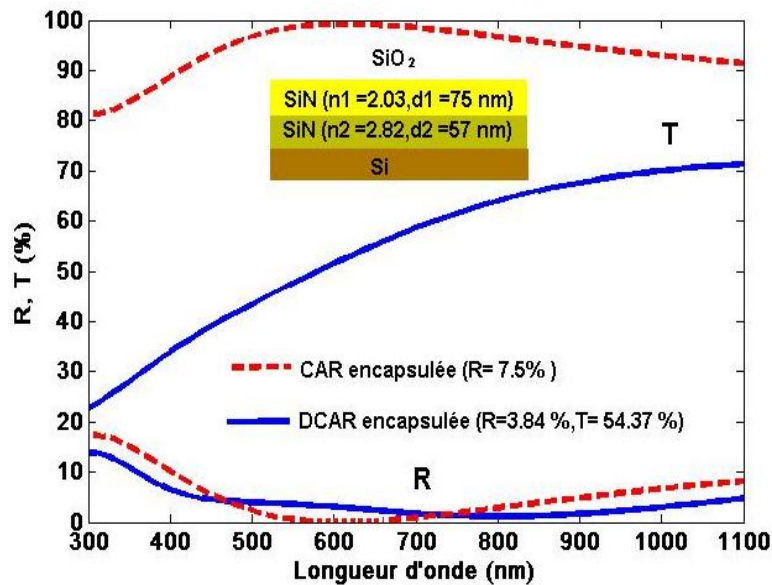


Figure IV. 20: Réflectivité et transmission simulées dans le cas de la double couche antireflet encapsulée avec des indices et épaisseurs optimaux.

La réflectivité effective engendrer par cette DCAR est faible ($R_{\text{eff}} = 3.84\%$), mais on remarque une forte diminution du coefficient de transmission pour les photons de grandes énergies, cela est due principalement à la forte absorption des couches mise en jeu ($n_2=2.82$).

Ainsi, pour trouver des combinaisons satisfaisantes avec trois couches. Nous devons chercher des empilements qui font appel à des SiN présentant des faibles indices de réfraction et des faibles épaisseurs car de telles couches, ont un pouvoir absorbant très faible, pour cela, nous allons faire des simulations des DCAR encapsulées pour différents indices et épaisseurs.

Les résultats de simulation de DCAR encapsulées sont rassemblés dans le Tableau IV-5, ces résultats montrent qu'on peut avoir des combinaisons qui peuvent donner des réflectivités intéressantes (A10), mais aucune amélioration de courant de court-circuit par rapport aux cellules solaire non encapsulées n'est enregistré. Cela est dû, à la forte absorption des couches utilisées et à cause de la gamme des longueurs d'onde réfléchi (la grande partie de flux qui contribue fortement à la création de pair électro-trou est réfléchi) comme illustrer dans la Figure IV.21.

Tableau IV-5 Résultats de simulation de réflectivité (MATLAB) et de courant de court-circuit (PC1D) pour différentes doubles couches antireflet dans le cas d'une cellule encapsulée et non texturisée.

	N^0	n_0, d_0 (mm)	n_1, d_1 (nm)	n_2, d_2 (nm)	R_{eff} (%)	T (%)	A (%)	$J_{cc}(mA.cm^{-2})$	η (%)
SCAR encapsulée	-		2.25 (66)	-	8.48	88.20	3.30	32.35	16.06
DCAR encapsulées	A9	1.46 (3.5)	2.03 (75)	2.82 (57)	3.84	54.37	41.79	19.72	9.28
	A10		1.89 (60)	2.48 (57)	2.29	91.38	6.32	31.99	15.26
	A11		1.8 (64)	2.36 (54)	3.07	92.66	4.26	33.24	16.43
	A12		1.78 (63)	2.25 (58)	4.27	92.45	3.26	33.37	16.38
	A13		1.75 (65)	2.2 (60)	4.65	92.24	3.09	33.08	16.15

L'empilement de couche A10 prouve que la minimisation de la réflectivité ne correspond pas à une réduction des pertes optiques totales R+A (Figure IV. 21) ni à un courant de court-circuit plus important. Ainsi, malgré des réflectivités plus élevées, les meilleurs résultats ont été obtenus pour des empilements faiblement absorbants, c'est à dire avec des nitrures de silicium riches en azote et donc d'indices de réfraction relativement faibles (A12 et A13).

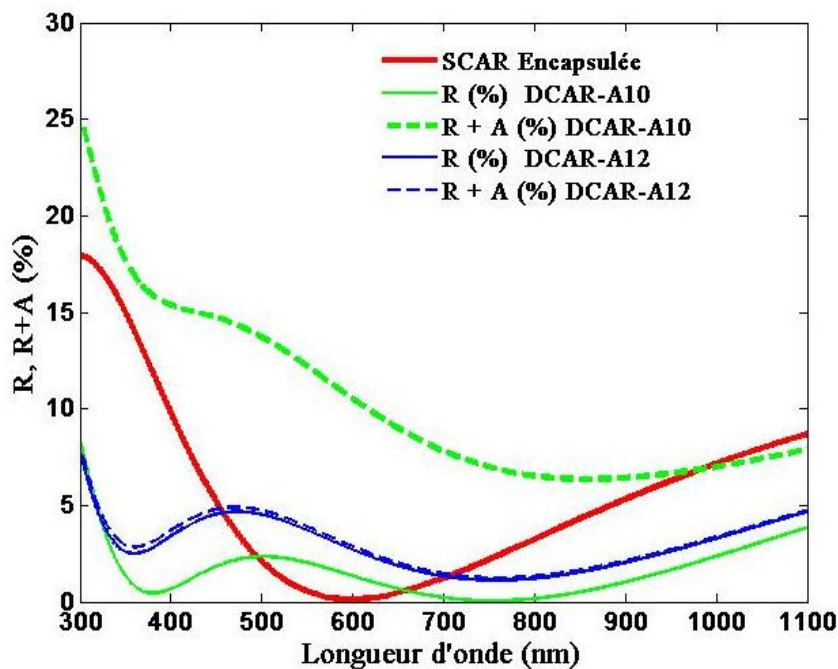


Figure IV. 21 : Comparaison des différentes pertes optiques entre les DCAR A10 et A12

Au final, l'application d'une DCAR-A6 permet théoriquement un gain de 6.58 % du courant de court-circuit par rapport à une SCAR et confirme aussi la possibilité d'obtenir une amélioration significative du rendement de conversion sur une cellule non encapsulée.

Pour les cellules encapsulées, les résultats de simulation des DCAR (Tableau IV-5) montrent qu'il semble difficile de pouvoir améliorer significativement les performances des cellules solaires lorsqu'elles sont recouvertes d'un Verre-EVA, certaines combinaisons de couches (A11 et A12) permettent de dépasser légèrement le courant de court-circuit généré dans le cas d'une SCAR encapsulée. Dans ce cas l'amélioration est trop faible pour justifier une modification du procédé d'élaboration des cellules solaires industrielles.

De manière à minimiser d'avantage les pertes optiques, nous avons cherché d'autres solutions comme l'effet de la texturisation et nous avons cherché les meilleures combinaisons des multicouches antireflets (MCAR) composées d'un empilement de plusieurs couches d'indice optique variable permettant de réduire d'avantage la réflectivité et d'augmenter la transmission.

3.2. Effet de la texturisation et des réflexions multiples sur les propriétés optiques et électriques des cellules solaires

Nous avons vu plus haut, que le dépôt d'une simple, double ou une triple couche antireflet minimise la réflectivité sur l'ensemble du spectre et peut être nulle pour des longueurs d'ondes données. La réflectivité effective d'une cellule sans texturisation recouverte d'une simple couche antireflet avoisine les 12 % (Figure IV. 2). La texturisation de la surface du substrat est une voie privilégiée pour diminuer encore la réflectivité [Papet] mais elle est technologiquement plus lourde que le dépôt d'une couche antireflet et nécessite une chimie importante lorsqu'elle est réalisée par voie humide (ce qui est majoritairement le cas). Mais malgré tout ça, elle reste un moyen très efficace pour réduire la réflectivité et améliorer les propriétés électriques des cellules solaires.

Dans ce cas, nous avons fait quelques changements sur les codes de simulation utilisés pour chercher les meilleures combinaisons des couches antireflets. Ces nouveaux codes prennent en considération les réflexions multiples (dans ce travail nous nous sommes limités à la 2^{ème} réflexion), ainsi la forme de la surface de la cellule a aussi été prise en considération, dans laquelle nous avons utilisé les équations qui décrivent les milieux inhomogènes au lieu des milieux homogènes utilisés pour des milieux plans. Dans notre cas, la surface est texturisée sous forme de pyramide (Figure IV-23).

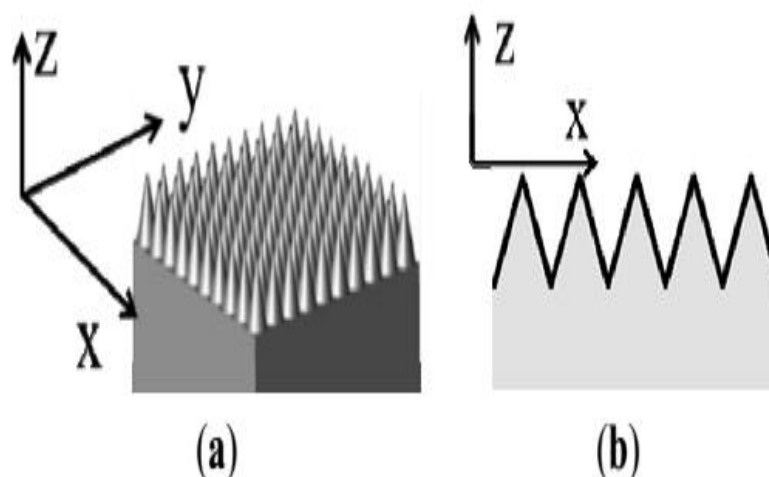


Figure IV. 23 une surface d'une cellule texturisée sous forme de pyramide

Toute rugosité de la surface réduit la réflectivité en favorisant les chances pour la lumière de se réfléchir sur le matériau. L'opération de texturisation vise à développer en surface un relief micrométrique (typiquement 5-10 μm), permettant des réflexions multiples. La longueur d'onde de la lumière incidente étant inférieure aux dimensions des structures ainsi réalisées, les rayons incidents suivent les lois de l'optique géométrique.

En plus de la réduction des pertes par réflexion, le rayon transmis dans la cellule l'est avec un angle de réfraction différent de 0° (Figure IV. 24-a), augmentant son parcours au sein du silicium par rapport au cas d'une surface plane (Figure IV. 24-b). La probabilité d'absorption des photons en est donc améliorée.

Le comportement de rayonnement incident sur une surface texturisée est représenté sur la Figure IV. 24-a.

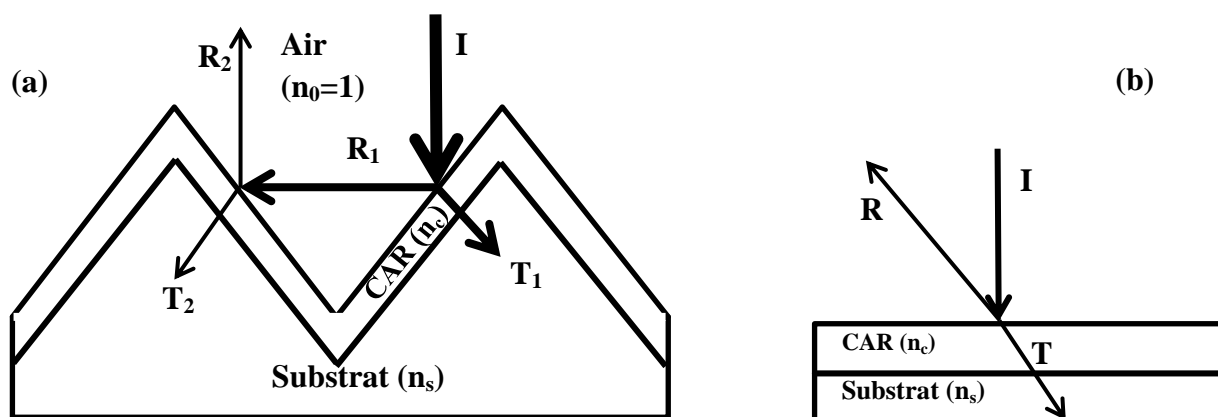


Figure IV. 24 : Schéma de phénomène de réflexion sur une surface texturée (a) et plane (b).

Pour réaliser nos simulations sur toute la surface texturisée de la cellule, nous avons pris en considération le fait que, la surface d'une cellule texturisée (de forme pyramide de 5 μm et un angle de 54°) est trois (03) fois plus grand qu'une surface plane [JenYou], ainsi, l'équation finale de la réflectivité totale d'une surface texturisée d'une cellule est la somme d'un tiers d'une réflexion sur une surface plane pour une réflexion simple et deux tiers d'une réflexion sur une surface plane pour une double réflexion. Par conséquent, la formule d'estimation de la réflexion totale pour la surface texturisée de forme pyramide est donnée par l'équation suivante.

$$R_{\text{texturisé}}(\lambda) = \frac{R_{\text{plane}}(\lambda)}{3} + \frac{2R_{\text{plane}}^2(\lambda)}{3}$$

Les Figures IV. 25 et IV. 26 montrent nos résultats théoriques et expérimentaux de la réflectivité sur des surfaces des cellules planes et texturisées (la surface de l'échantillon de la cellule $S=4 \times 4 \text{ cm}^2$). La simple couche antireflet (SCAR) utilisée est à base d'un SiN ($R=\text{NH}_3/\text{SiH}_4=5$, $n=2.03$).

On remarque que la texturisation de surface de la cellule peut réduire la réflectivité jusqu'à trois fois par rapport à la surface plane.

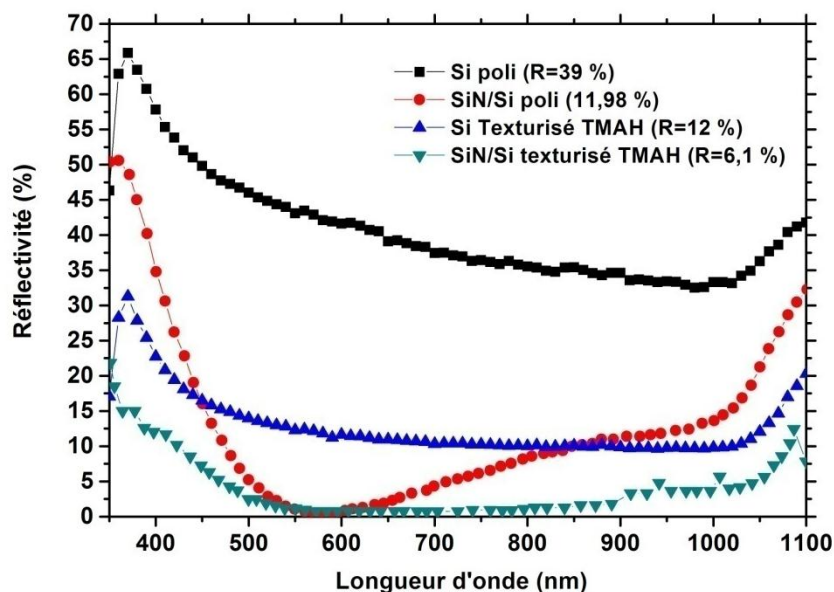


Figure IV. 25: Les réflectivités mesurées des différentes surfaces (texturisée et Poli) avec et sans couche antireflet.

Les mesures d'ellipsométrie sur de telles surfaces texturisées ne sont pas possibles car le signal réfléchi sur de tel échantillon devient trop faible pour être traité rigoureusement. Par contre, les courbes de réflectivité mesurées sur des substrats texturisés recouverts d'une couche de SiN laissent apparaître un minimum à une longueur d'onde relativement précise. A partir de ce

constat, nous avons introduit l'indice de la CAR dans nos codes de simulation développés pour une surface texturisée et nous avons cherché à déterminer l'épaisseur équivalente de nitrure déposée qui correspond à l'épaisseur qu'il faudrait déposer sur un substrat texturisé pour obtenir un minimum de réflectivité le plus proche de celle mesurée à la même longueur d'onde.

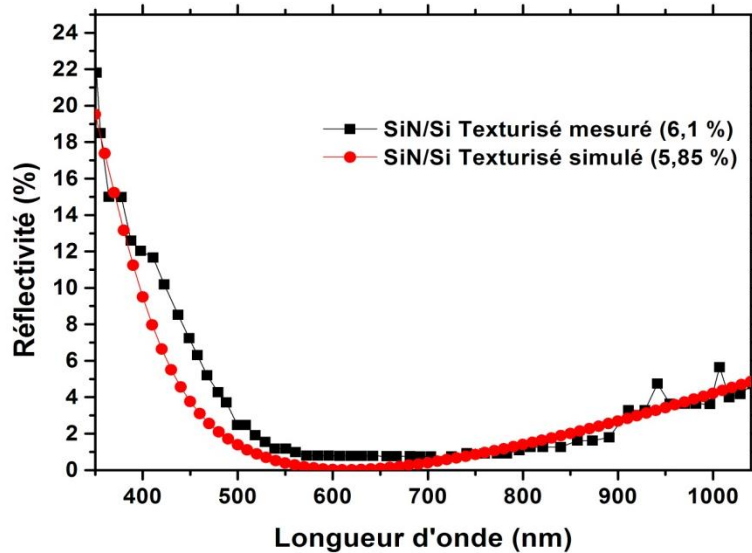


Figure IV. 26: Les réflectivités mesurées et simulées d'une surface texturisée recouverte par une simple couche antireflet standard.

La comparaison avec la simulation de la réflectivité obtenue avec le même SiN ($R = 5 - n = 2.03$) indique une épaisseur d'environ 68 nm sur une surface texturisée. La couleur du nitrure étant caractéristique de l'épaisseur déposée, le résultat est que sur des surfaces polies, la couleur apparaît bleu clair (Figure IV. 27. a) et sur une surface texturisée elle est bleu foncé (Figure IV. 27. b).

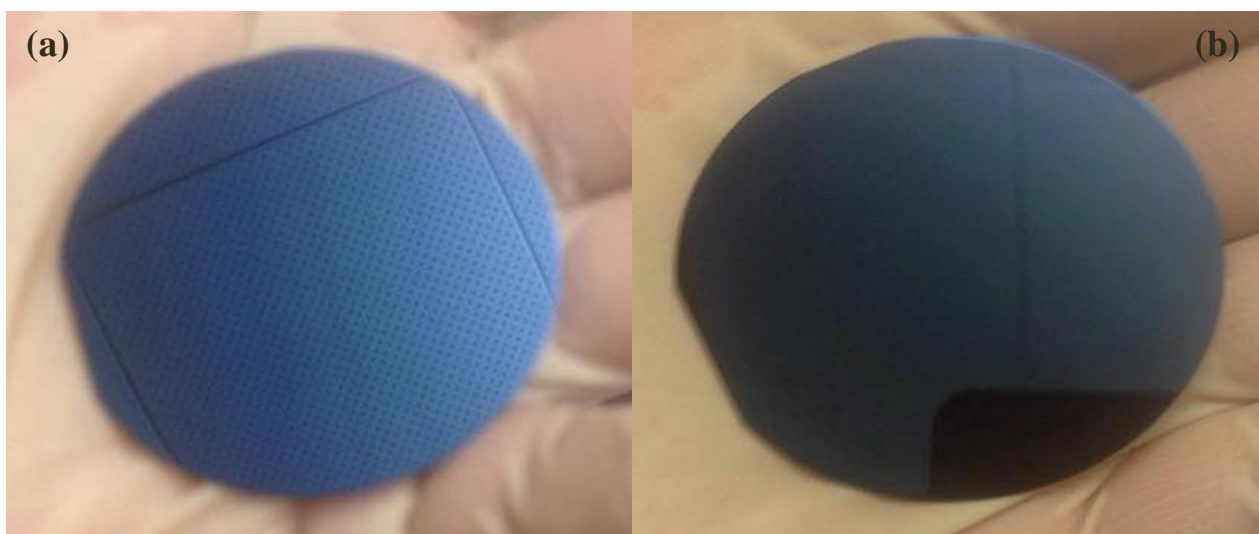


Figure IV.27 : La couleur de SiN déposée sur une surface polie (a) et sur une surface texturisée (b).

4. Vers les multicouches antireflets

Comme illustrer en haut, le nitrure de silicium présente de nombreux atouts pour s'imposer comme couche antireflet dans l'industrie photovoltaïque. Néanmoins, l'amélioration des rendements des cellules photovoltaïques poussent les chercheurs à envisager des solutions alternatives au SiN ou à le combiner avec d'autres matériaux. Pour cela, l'utilisation d'une multicouche antireflet reste une voie simple à étudier puisqu'elle ne demande pas d'équipement supplémentaire à celui déjà existant. Il suffit juste de disposer des gaz précurseurs adéquats pour déposer le matériau d'indice et d'épaisseur souhaités. Le potentiel de réduction de la réflectivité est relativement important comme montrer par nos différents résultats.

La réalisation de multicouches antireflet (MCAR) nécessite une large gamme d'indice compris entre celui de l'air ($n = 1$) ou du verre ($n = 1,5$) et celui du silicium (proche de 4) que le SiN seul ne peut assurer d'où le besoin de le combiner avec un autre matériau d'indice adapté. Le choix de ce matériau s'est porté sur l'oxynitrure de silicium hydrogéné $\text{SiO}_x\text{N}_y\text{:H}$ (SiON), matériau proche du SiN avec un indice optique qui peu varie de celui d'oxyde de silicium à celui de nitrure de silicium.

4.1. Résultats expérimentaux et théoriques (Mise en place et caractérisation des multicouches)

Au cours de cette partie, nous nous somme contenter de réalisé et de tester deux multicouches qu'on a déjà simulées, une simple couche et une 4 couches. Ces résultats expérimentaux nous ont permet de confirmer nos résultats théoriques.

Pour réaliser ces multicouches et avec l'aide de Pr ERWANN Fourmond, nous avons procédé à des dépôts d'oxynitrure de silicium SiON et de nitrure de silicium (SiN) dans le réacteur PECVD de type directe de l'équipe INL de INSA de Lyon, dans lequel tous les gaz sont introduits directement entre deux électrodes et le plasma est excité par haute fréquence (13,56 MHz) de champ électromagnétique. Le SiON permet d'avoir des indices optique inférieur à 2 et le SiN supérieur à 2. Pour cela, nous avons utilisé le protoxyde d'azote (N_2O) combiné au silane (SiH_4) pour avoir le SiON et de l'ammoniac (NH_3) avec le silane (SiH_4) pour avoir le SiN. Les différents paramètres de réacteur ont été restés les mêmes pour le dépôt de SiON et de SiN (Tableau IV- 6) excepté les débits des gaz précurseurs et la pression.

Tous les dépôts ont été effectués sur des échantillons monocristal de Si (100) texturisé (TMAH) et poli (à chaque dépôt on mit deux échantillons poli et texturisé dans la même nacelle de réacteur).

Tableau IV-6 : Paramètres fixe de réacteur PECVD

Paramètres	Total précurseurs (sccm)	température (C°)	Plasma effectif (W)	t_on (ms)		t_off (ms)	
				SiN	SiON	SiN	SiON
Valeurs	800	370	170	8.5	4.3	39.9	44.1

Les premiers dépôts pour la 4 couches nous ont permis d'obtenir la gamme d'indices de réfraction recherchée pour le SiN, suivi d'un dépôt d'autres couches de SiON. Les différents rapports de gaz précurseurs et les vitesses de dépôts permettant d'avoir les indices et les épaisseurs recherchées sont rassemblés dans le Tableau IV-7 suivant :

Tableau IV-7: Rapports des gaz et vitesses de dépôt permettant d'avoir les indices et épaisseurs recherchées des 4 et sur des surfaces polies.

4 couches									
	n	d (nm)	P (mtorr)	SiH ₄ (sccm)	NH ₃ (sccm)	N ₂ O (sccm)	R	V (nm/min)	t (s)
SiN (NH ₃ /SiH ₄)	2,25	25	1500	200	600	-	3	29,4	50
SiON (N ₂ O/SiH ₄)	1,97	30	1000	200	-	600	3	88.5	20
SiON (N ₂ O/SiH ₄)	1,8	22	1000	100	-	700	7	89.8	15
SiON (N ₂ O/SiH ₄)	1,51	45	1500	31	-	769	24.8	27.4	98

Les mesures d'indice de réfraction et d'épaisseur des couches ont été effectuées par ellipsométrie spectroscopie HORIBA JOBIN YVON dans la gamme spectrale de 190 à 2100 nm à la longueur d'onde constante ($\lambda = 633$ nm) sous un angle d'incidence fixé à 70 °. Pour évaluer la performance de revêtement multicouche, les mesures de réflectance ont été prises après dépôt à l'aide d'un spectrophotomètre ultraviolet-visible-infrarouge.

L'ellipsométrie Spectroscopie est une technique basée sur la mesure de la variation de phase relative de la lumière réfléchiée polarisée. Les données de mesure sont utilisées pour décrire un modèle où chaque couche se réfère à un matériau donné. Le modèle utilisé est appelé relation de dispersion des formules mathématiques qui permet d'évaluer les propriétés optiques et de l'épaisseur du matériau en réglant les paramètres d'ajustement spécifiques [Guide].

Le changement d'état de polarisation est caractérisé par les paramètres ellipsométriques ψ et Δ définies dans l'équation suivante:

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = tg(\psi)exp(i\Delta)$$

ρ est défini comme le rapport entre la réflectivité de la lumière pour la polarisation P (r_p) divisé par la réflectivité pour la polarisation S (r_s) de lumière.

Les modèles optiques sont conçus et montés sur des données mesurées ψ et Δ pour déterminer les constantes optiques en fonction de la longueur d'onde $n(\lambda)$ et $k(\lambda)$.

Nous avons utilisé le nouveau modèle de dispersion amorphe qui a été dérivé par Horiba Jobin Yvon sur la base de la formulation Forouhi-Bloomer pour fité nos résultats. Ce nouveau modèle a été créé afin de donner une forme lorentzienne à l'expression du coefficient d'extinction et de l'indice de réfraction, pour plus de détaille sur ce modèle, consulter [Guide].

Les Figures IV. 28 a et b représentent les spectres ellipsométrique théorique et expérimentaux de revêtement multicouche (4 couches).

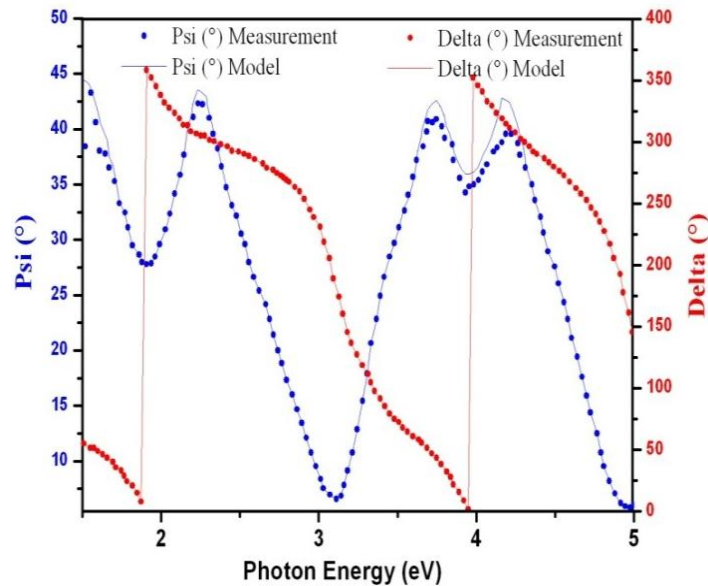


Figure IV. 28: Le spectre ellipsométrique théorique et expérimentale de revêtement de 4 couches.

Pour les multicouches déposées sur des surfaces texturisées, la mesure de leurs épaisseurs ne sont pas possibles car le signal réfléchi sur un tel échantillon devient trop faible pour être traité rigoureusement, pour cela nous avons introduit les indices optiques trouvé pour les multicouches déposé sur les substrats polis dans nos codes de simulation et nous avons cherché les épaisseurs qui permet d'avoir des réflectivités les plus proches de celles mesurées sur les surfaces texturisées. Les meilleurs résultats de réflectivité sont rassemblés dans le Tableau IV- 8.

Tableau IV- 8 : Indices et épaisseurs d'une multicouche (4 couches) déposées sur des surfaces polies et texturisées

	4 Couches			
	Surface Texturisée		Surface polie	
Indices et Epaisseurs des MCAR	n	d (nm)	n	d (nm)
	2,25	19	2,30	25
	1,97	18	1,97	30
	1,8	29	1,8	22
	1,51	52	1,51	45
R (%) Expérimental	3.26		7.8	
R (%) Théorique	3.11		6.26	

La Figure IV. 29 montrent la réflexion mesurée et simulée des multicouches (4 couches) sur des surfaces polies et texturisées par rapport à une simple couche antireflet et au silicium nu. Les réflexions engendrées par la partie arrière de la cellule ($\lambda > 1000$ nm) n'ont pas été incluses dans la simulation.

Il en résulte entre 300 et 1000 nm, la simulation prédit très bien la réflexion mesurée sur des surfaces planes, ces résultats nous permettent de valider notre modèle pour les multicouches antireflets. Le dépôt d'une SARC (SiN) sur une surface de silicium plane et texturisée, permet de réduire la réflectivité de 39% (Si-poli) jusqu'à 11,98% et 6,1% respectivement sur la gamme de 300-1100 nm. Mais il faut noter que, la réflectivité est assez importante pour les IR et UV.

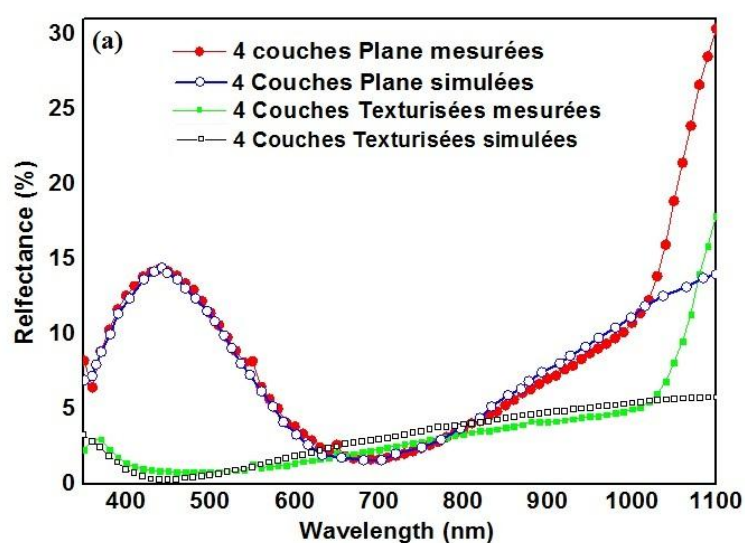


Figure IV. 29: La réflexion mesurée et calculée en fonction de la longueur d'onde pour la 4 couches sur des surfaces planes et texturisées.

Pour un empilement de plusieurs couches, la 4 couches peuvent réduire la réflectivité de 11,89% jusqu'à 7,8% sur une surface polie et jusqu'à 3,26% sur une surface texturisée respectivement. Dans la gamme des UV ($\lambda < 400$ nm), une partie du flux solaire sera absorbée par la couche de SiN d'indice de réfraction élevé ($R = \text{NH}_3/\text{SiH}_4 = 3$ pour la 4 couches) voir Figure IV. 30.

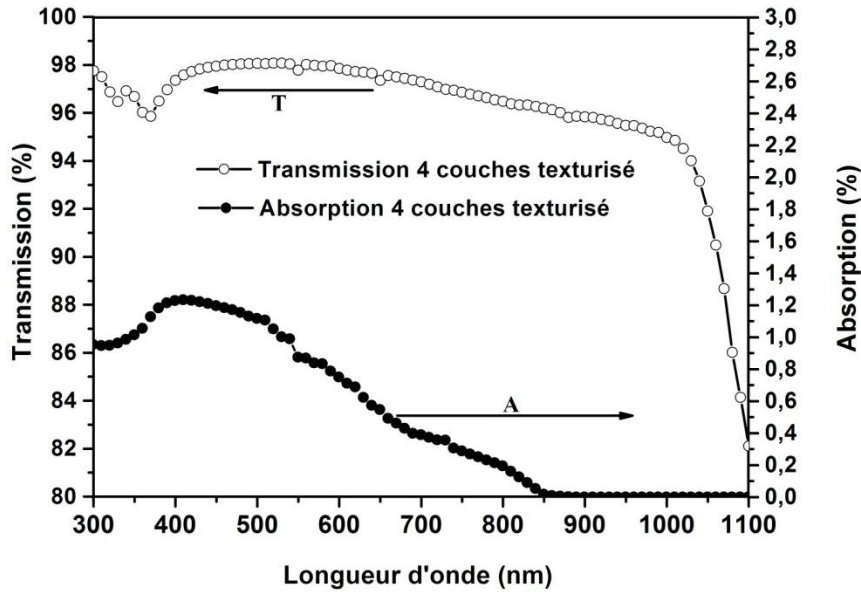


Figure IV. 30: Transmission et absorption en fonction de la longueur d'onde pour la 4 couches.

La Figure IV. 31 montre les pertes optiques totales ($R + A$) des différents empilements antireflets par rapport aux pertes de la SCAR (absorption du SCAR $A = 0$). Ces résultats montrent que ce qu'on perd par absorption est récupéré par la faible réflectivité au niveau des multicouches, particulièrement dans la gamme UV.

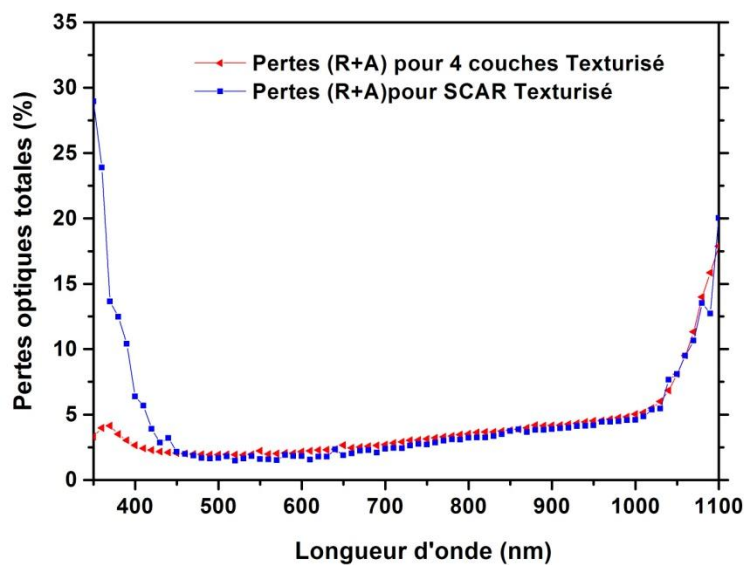


Figure IV. 31 : Pertes optiques ($R + A$) en fonction de la longueur d'onde pour le SARC et la 4 couches sur un substrat de Si texturisé.

Pour voir l'apport que peuvent porter ces multicouches sur les propriétés électriques des cellules solaire, nous avons réalisé une petite simulation sur PC1D [Basore1]. Nous avons utilisé les paramètres de la cellule qu'on a initiée dans la partie chapitre IV. 1.1.1.

Les multicouches ont été testés sur des cellules de 100 * 100 mm et comparé à une simple couche standard de SiN. Comme le montre le Tableau- 9, on remarque un gain de courant de court-circuit (J_{cc}) d'environ 1,7 mA/cm² avec un revêtement antireflet de 4 couches par rapport à une simple couche standard. Les faibles valeurs de la tension en circuit ouvert V_{co} sont principalement causé par les valeurs des recombinaisons en surface qu'on a introduit dans le PC1D qui sont assez important (surface avant = 10³ cm/s et la surface arrière = 10⁵ cm/s). L'amélioration des propriétés électriques peuvent être meilleurs pour des cellules avec des recombinaisons en surface moins importantes que celle utilisé dans nos simulations

Tableau-9: Les paramètres électrique des cellules solaires Si texturisé avec différentes couches antireflet: Court-circuit courant J_{cc} , tension en circuit ouvert V_{co} et l'efficacité η calculées par le logiciel PC1D.

	R (%)	J_{cc} (mA/cm ²)	V_{co} (mV)	η (%)
SCAR	6.1	32.53	594	15.5
4 Couches AR	3.26	33.97	595.5	16.3

La Figure IV. 32 montre le rendement quantique interne et externe (EQE et IQE) d'une SCAR et des revêtements multicouches, on remarque une amélioration significative entre la multicouche et la SCAR dans la gamme UV, cela est dû au rôle que joue ces multicouches pour réduire la réflectivité dans cette partie de spectre gamme.

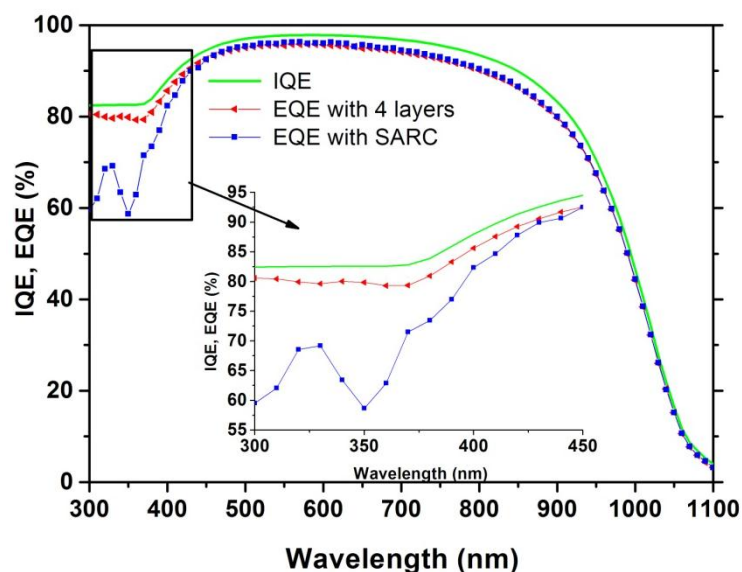


Figure IV. 32: Le rendement quantique interne et externe (IQE et EEQ) d'une cellule recouverte par une SCAR et d'une 4 couche en fonction de la longueur d'onde.

5. Les couches antireflets avec un indice graduel

Depuis la découverte de Lord Rayleigh (1880) qui a prouvé que les réflexions d'onde à partir d'une interface d'un matériau déposé entre deux milieux différents peuvent être nulles, ce qui signifie qu'un revêtement antireflet constitué d'un empilement de plusieurs couches infiniment petit d'indice optique continue graduel et optimisé, peut avoir une réflectivité qui se rapproche de zéro. Plusieurs chercheurs se sont consacrés à l'étude de ces types de structure. Malheureusement, pour des applications solaires (l'impossibilité de les utiliser comme revêtement antireflet large bande avec de l'air ambiant), cela est dû à l'indisponibilité des matériaux ayant des indices de réfraction inférieurs à 1.4, cela a fait que les différentes études ont resté à l'échelle théorique pendant plusieurs années.

Différentes méthodes permettant de faire des modélisations mathématiques des différents types de structure antireflets. Actuellement, seuls quatre grandes méthodes de modélisation sont couramment utilisées, on trouve la méthode des différences finies dans le domaine temporel (FDTD), la méthode de la matrice de transfert (TMM), la méthode de Fourier modale (FMM), la méthode des éléments finis (FEM). L'approche mathématique pour chacune de ces méthodes est différente, ce qui entraîne des avantages et des inconvénients dans la modélisation. Dans cette étude, nous avons choisi d'utiliser la méthode de transfert matriciel (TMM) pour l'étude des structures antireflets à indice graduel, cette méthode est appropriée pour des films minces très simples et s'appuie sur un rapprochement efficace des médias pour des géométries plus complexes.

Le modèle optique abordé dans ce travail, utilise des ondes planes de la lumière incidente polarisée ou non polarisée.

D'importantes recherches ont porté sur la recherche de profils d'indice de réfraction gradués qui minimisent la réflexion pour une épaisseur de revêtement antireflet donnée. Différents types de profils ont été rapportés dans la littérature (linéaire, Cubique, quantique, ...).

Les profils les plus utilisés sont :

- Linear index profile :

$$n = n_0 + (n_s - n_0)x \quad (\text{IV. 1})$$

- Cubic index profile :

$$n = n_0 + (n_s - n_0)(3x^2 - 2x^3) \quad (\text{IV. 2})$$

➤ Quintic index profile :

$$n = n_0 + (n_s - n_0)(10x^3 - 15x^4 - 6x^5) \quad (\text{IV. 3})$$

Où n_0 , n_s est l'indice de vide et de substrat respectivement. x est l'épaisseur relative des couches antireflets utilisées. On note que dans la plupart des études [9, 10] considère que le profil d'indice quantique est le plus proche du profil optimal d'un revêtement antireflet à gradient d'indice.

Pour les applications solaires, l'utilisation des revêtements antireflets avec ces profils d'indice (Figure IV. 33) sur des substrats d'indice optique grand ($n_{si}=3.94$), engendre une forte absorption dans ces revêtements (Figure IV. 35). Cela, nous a poussés à chercher des nouveaux profils moins absorbant et qu'on peut utiliser sur ce type de substrat (Figure IV. 33).

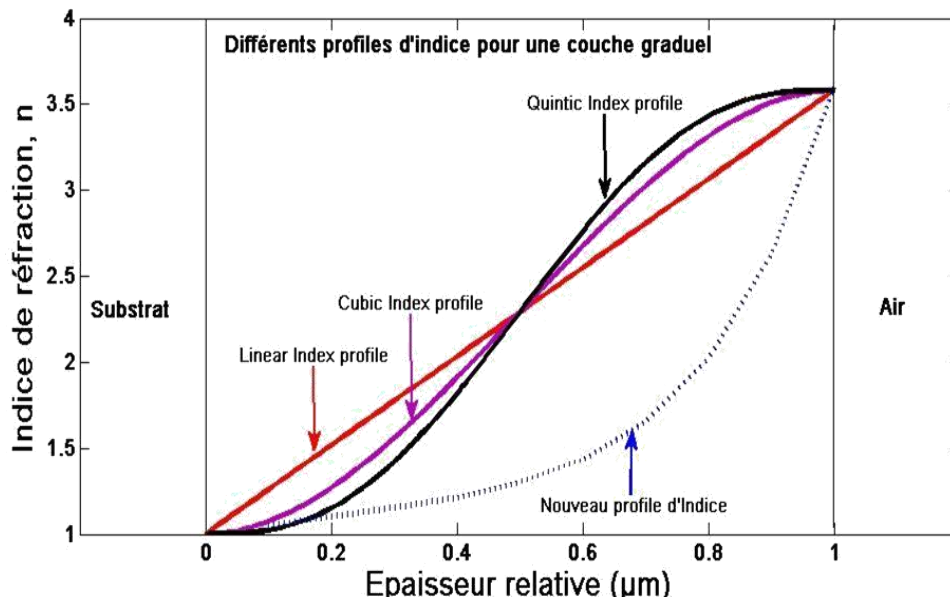


Figure IV. 33: Comparaison des différents profils (linear, cubic, quintic), et notre profil proposé dans ce travail (Nouveau profil d'indice) pour une épaisseur de 1000 nm d'une couche antireflet avec un indice graduel entre deux milieu air ($n_0 = 1$) et silicium ($n_s = 3.94$).

Pour réaliser ces simulations, nous avons adapté notre modèle de façon à ce que l'indice prend une forme d'une équation qui est en fonction de l'épaisseur effective de la couche antireflet, nous avons supposé que les sous-couches qui compose la CAR ont la même épaisseur, par exemple si on prend l'épaisseur total de la CAR $d=1000$ nm, la CAR sera composé de 1000 sous-couches de 1 nm ou 500 sous-couches de 2 nm.

Les résultats présenter en bas, sont pour une CAR graduel d'épaisseur de 800 nm, composé de 80 sous-couches de 10 nm chacune.

Les Figures IV. 34 et 35 montrent les réflectivités et l'absorption respectivement des différents profils (linear, cubic, quantique et nouveau profile), nous constatons que les trois premiers profils ont des faibles réflectivités (Figure IV. 34), malheureusement, on remarque une forte absorption (Figure IV. 35) pour ces types de profils, c-à-d ce qu'on gagne dans la réflexion on le perd sous forme d'absorption.

Pour remédier à ce problème, nous avons proposé un nouveau profile (équation IV. 4) qui est d'après nos résultats théorique est le mieux adapté pour ce type de substrat (Si) :

$$n = n_0 + (n_s - n_0) \left(\frac{1}{2} x^5 \exp\left(\frac{x}{2}\right) + \left(\frac{x}{2}\right) \right) \quad (\text{IV. 4})$$

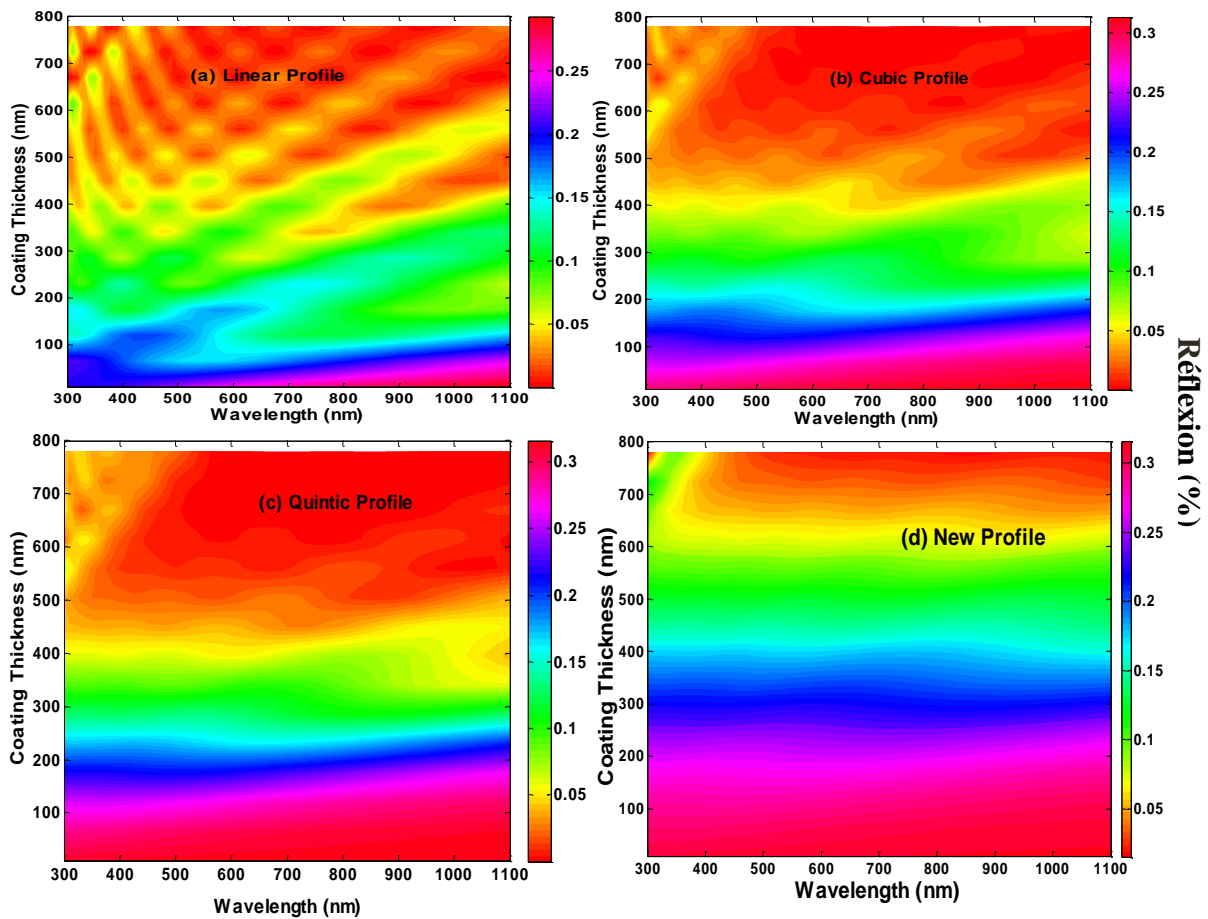


Figure IV. 34: la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs des AR et pour différents profils.

Les résultats donnés par notre profil, montrent une réflectivité proche des réflectivités (Figure IV. 34. d et Figure IV. 35. d) des autres profils, mais une faible absorption sur tout le spectre solaire et pour différentes épaisseurs des couches.

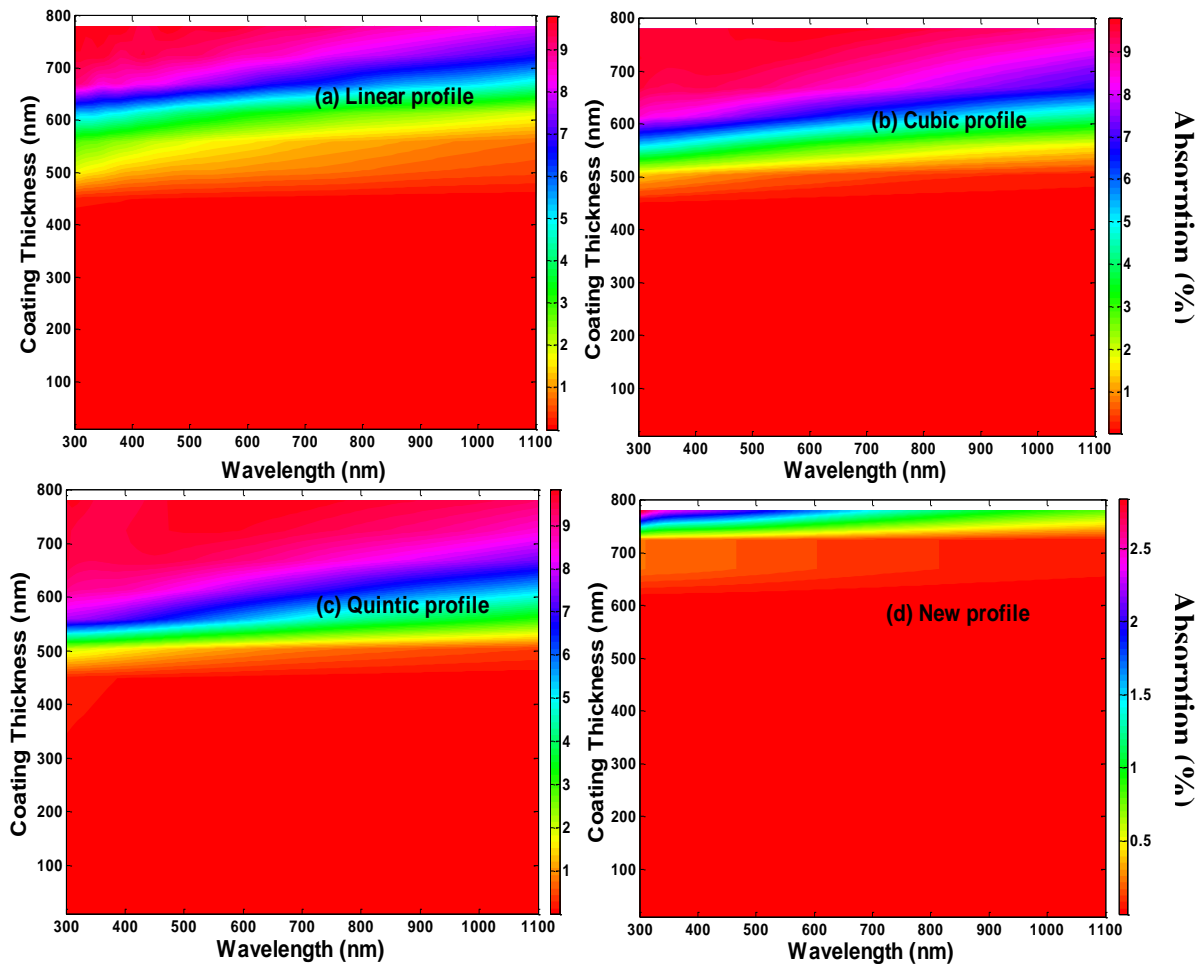


Figure IV. 35: L'absorption en fonction de la longueur d'onde pour différentes épaisseurs des AR et pour différents profils.

6. Utilisation des couches de SiO_2 et SiN_x sur les surfaces arrière des cellules photovoltaïques en silicium de type PERT.

6.1. Réflectivité de la face arrière

Longtemps négliger dans les cellules photovoltaïques, l'utilisation de diélectriques sur la face arrière des cellules permettent de réduire les pertes optiques engendrer par les photons de faible énergie (proche infrarouge et infrarouge qui travers la cellule sont être absorber), ainsi la réduction de l'épaisseur des cellules et l'avènement des cellules photovoltaïques en couches minces a donné une autre dimension au problème de réflectivité en face arrière. Tout comme la face avant, le dépôt des réflecteurs arrière (RA), adaptés à la face arrière des cellules, sont étudiés.

6.2. Optimisation de réflecteur arrière

En plus de rôle que joue le BSF pour passiver la surface arrière de la cellule solaire, l'optimisation de l'indice optique du diélectrique utilisé comme RA augmenterait la probabilité de réflexion interne totale.

La quantité de lumière absorbée par la cellule photovoltaïque est en fonction de la longueur du trajet optique et du coefficient d'absorption du silicium. Ainsi, lorsque l'épaisseur du substrat est faible, il est nécessaire d'augmenter le chemin optique. La texturation de la surface avant du silicium permet la réduction au minimum de la réflectivité et allonge le trajet de rayonnement à travers le substrat. Pour cela, il est possible d'exploiter le phénomène de réflexion interne totale au niveau des couches diélectriques. Pour obtenir ces réflexions interne; nous avons optimisé l'indice et l'épaisseur de la couche diélectrique déposée sur la face arrière de la cellule de type PERT (Figure I. 11).

Dans le cas des cellules de type PERT avec un BSF localisé (Figure I. 11), il est nécessaire d'ajouter une couche supplémentaire entre les contacts afin de passiver la surface arrière. De point de vue optique, ce matériau doit avoir un indice de réfraction aussi faible que possible. Une optimisation de l'épaisseur de ces couches peut également permettre la production d'un miroir de Bragg [Tucci]. Cette structure permet d'aborder la réflexion totale des photons dans une gamme de longueur d'onde définie par les paramètres de la cellule (typiquement 900 -1200 nm), ce qui augmente la réflectivité de la face arrière qui peut passer à 75% avec Al-BSF, à plus de 90% avec des couches diélectriques sur la face arrière.

Au cours de ce travail, nous avons testé deux configurations de réflecteur, une simple couche de nitrure de silicium (SiN) ou d'oxyde de silicium (SiO₂) et une autre qui est une double couche SiN/SiO₂.

L'épaisseur optimale (d_{diel}) des couches diélectriques qui donne le maximum de réflexion peut être calculé par l'équation suivante [Koltum] :

$$d_{\text{diel}} = \frac{2\pi m + \arctg\left(\frac{2n_{\text{diel}}k_m}{n_{\text{diel}}^2 - n_m^2 - k_m^2}\right)}{4\pi n_{\text{diel}}}$$

n_{diel} est l'indice de réfraction de la couche diélectrique (SiN_x, SiO₂ ou SiN_x/SiO₂), n_m et k_m de l'indice réfraction et coefficient extinction de métal. $m = 1, 2, 3 \dots$

La réflectivité de la surface arrière ($R_{\text{arrière}}$) recouverte par des couches diélectriques est donnée par l'équation suivante :

$$R_{\text{arrière}} = 1 - \frac{(1 - |f_0|^2)(1 - |r_1|^2)}{1 - |f_0|^2|r_1|^2}$$

Avec
$$f_0 = \frac{n_0 - n_{\text{Si}}}{n_0 + n_{\text{Si}}}, \quad f_1 = \frac{n_{\text{Si}} - n_{\text{diel}}}{n_{\text{Si}} + n_{\text{diel}}}$$

et

$$|r_1|^2 = \frac{|f_1|^2 + |r_2|^2 + 2|f_1||r_2|}{1 + |f_1|^2|r_2|^2 + 2|f_1||r_2|} \times \frac{\cos\left(\frac{4\pi n_{\text{diel}}d_{\text{diel}}}{\lambda} - \arctg\left(\frac{2n_{\text{diel}}k_m}{n_{\text{diel}}^2 - n_m^2 - k_m^2}\right)\right)}{\cos\left(\frac{4\pi n_{\text{diel}}d_{\text{diel}}}{\lambda} - \arctg\left(\frac{2n_{\text{diel}}k_m}{n_{\text{diel}}^2 - n_m^2 - k_m^2}\right)\right)}$$

Avec
$$|r_2| = \left(\frac{(n_{\text{diel}} - n_m)^2 + k_m^2}{(n_{\text{diel}} + n_m)^2 + k_m^2}\right)^{1/2}$$

Toutes les réflectivités ont été calculées en prenant en considération une couche d'aluminium de 10 µm sur la face arrière de la cellule.

Les différents résultats de simulation montrent qu'avec l'utilisation d'empilement de couches diélectrique d'épaisseurs adaptées, et au-delà de 1000 nm, la réflectivité de la face arrière peut passer de 65 %, pour la cellule PERT avec un Al-BSF, à plus de 90 %

Les Figures IV. 36. a et b montrent les résultats de simulation obtenus pour les deux structures SiN/Al et SiO₂/Al.

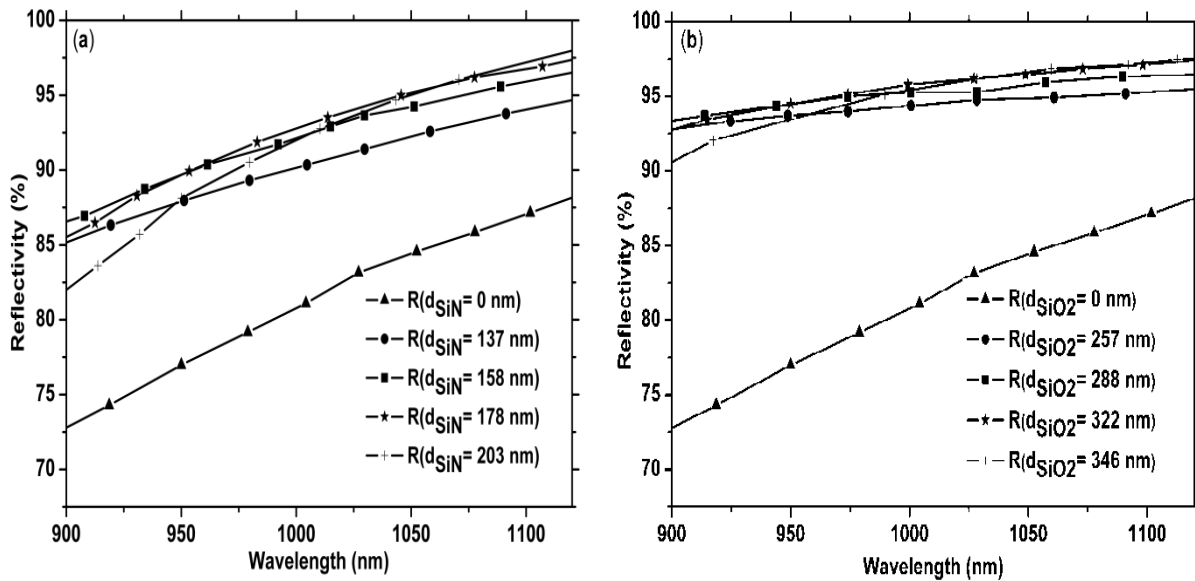


Figure IV. 36 : Simulation de la réflectivité de la face arrière en fonction de la longueur d'onde pour des épaisseurs diélectriques SiN (a) et SiO₂ (b) avec des indices optiques SiN ($n_{\text{SiN}_x} = 1,9$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1,45$) respectivement.

Cependant, les meilleurs résultats pour la réflectivité est un empilement de deux diélectriques SiN_x / SiO₂ (Figure IV. 37) avec une épaisseur $d_{\text{diel}} = 105$ nm et un indice optique $n_{\text{SiN}_x} = 2.16$ et $n_{\text{SiO}_2} = 1.47$.

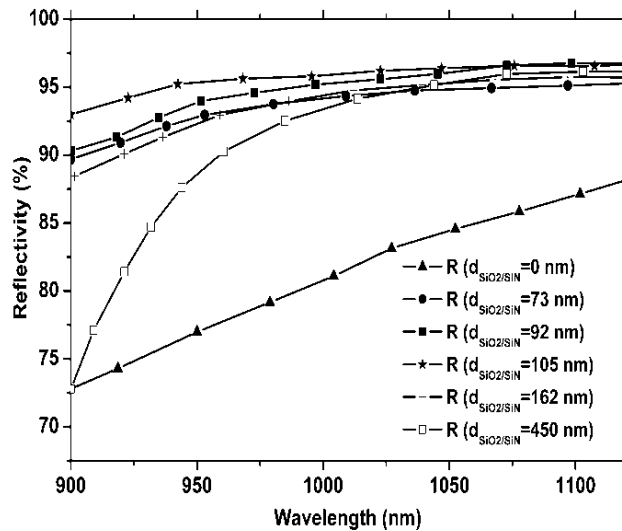


Figure IV. 37 : Réflectivité de la face arrière est une fonction de la longueur d'onde pour un empilement de deux diélectriques $\text{SiN}_x / \text{SiO}_2$ pour des épaisseurs différentes.

A travers ces simulations nous avons cherché les meilleures couches diélectriques donnant le maximum de réflectivité sur la gamme de 900-1150 nm. Le Tableau-9 rassemble les meilleures couches qu'on peut utiliser comme réflecteur arrière sur des cellules PERT.

Tableau-9 les meilleurs réflecteurs arrière optimisés

Reflector	n	d (nm)	R_{\min} (%)	R_{\max} (%)	R_{mov} (%)
Al	-	10000	70.05	88.55	78.80
SiO_2/Al	1.45	322	88.15	97.48	90.01
SiN_x/Al	1.9	178	78.69	97.67	94.07
$\text{SiO}_2/\text{SiN}_x/\text{Al}$	1.47/2.16	105	92.98	97.07	96.00

Dans le cas des cellules en silicium multicristallin, la couche d'aluminium sérigraphie ne présente pas exactement les mêmes propriétés que la couche d'aluminium idéale utilisé dans la simulation. De plus, la texturisation des grains et la modification des épaisseurs des couches déposées qui en résulte modifient les valeurs de réflectivité.

La mesure expérimentale de la réflectivité de la face arrière de ces cellules est donc nécessaire pour valider la tendance observée avec la simulation.

7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons démontré l'apport apporté aux performances des cellules photovoltaïques par le dépôt d'empilement de couches de nitrure, d'oxynitrure et d'oxyde de silicium par PECVD, qui est une méthode prometteuse pour l'obtention de meilleures performances électriques à des coûts raisonnables par rapport aux cellules actuelles.

Les différents résultats optiques mesurés pour les différentes couches antireflets, confirme les différents résultats prédit par nos simulations. Dans ce cas, l'utilisation de nos programmes pour le calcul de différentes propriétés optiques peut être une bonne solution pour gagner du temps et tester les différentes combinaisons des couches antireflets avant de les réalisées.

Sur la face avant, l'utilisation d'un empilement de 4 couches nous permet de réduire la réflectivité de 34.89 % sur une surface poli et de 46.55 % sur une surface texturisé par rapport à une simple couche antireflet optimisée. Les meilleurs résultats théoriques de réflectivité ont été trouvés pour des couches antireflets avec un indice graduel avec un nouveau profile, malheureusement nous n'avons pas eu l'occasion pour les confirmer expérimentalement.

Sur la face arrière, le développement de nouveau procédé comme le laser, qui offre une possibilité de crée des contacts arrière pointus et la réduction de l'épaisseur des cellules en silicium qui engendre des pertes optiques très important (Les IR travers la cellule sont être absorber), nous ont poussés à chercher des nouvelles alternative à l'actuel BSF pleine plaque formé par l'alliage silicium aluminium. Les cellules de type PERT est considérer comme la solution la plus adapté.

Néanmoins, la présence d'une structure MIS, les propriétés des couches de diélectriques et l'impact du laser font apparaître de nouvelles contraintes à étudier. Au cours de cette thèse, nous nous somme contenter d'étudier l'impact des couches de diélectriques sur les performances optiques de la face arrière de ces cellules, le choix de l'épaisseur et de l'indice de ces couches est très important pour réduire les pertes optiques.

Nous avons testé deux diélectriques (SiN et SiO_2) et trois configurations (Simple couche SiN , Simple Couche SiO_2 et une double couche SiN/SiO_2). Les propriétés optiques des empilements de SiO_2 et SiN permettent d'améliorer significativement la réflectivité de la face arrière (supérieure à 90 %) par rapport à une couche d'aluminium seule.

Conclusion et Perspectives

Les couches antireflets sont une étape très importante pour réduire les pertes optiques au niveau des cellules solaires basées sur le silicium. La variété des matériaux quand peut utiliser comme couches antireflet donne plusieurs solutions. Parmi ces différents matériaux, on trouve ceux qui peuvent jouer deux rôles comme le nitrure de silicium hydrogéné, l'oxynitrure de silicium et l'oxyde de silicium. De par leurs propriétés respectives, la combinaison de ces diélectriques peut être exploitée pour réduire à la fois les pertes optiques et les pertes liées aux recombinaisons des porteurs minoritaires sur la face avant mais aussi sur la face arrière des cellules photovoltaïques.

L'optimisation et la modélisation de ces diélectriques est une étape très importantes avant leurs réalisations. Ce travail nous a permis de mieux comprendre ces matériaux et leurs applications, tout en soulignant que leurs potentialités ne sont pas encore pleinement exploitées. Les différentes études (théoriques et expérimentales) qu'on a réalisées montrent que leurs applications dans le domaine solaire est très vaste et leurs structures ainsi leurs compositions chimiques sont complexes et que de nombreuses études doivent encore être menées de manière à mieux cerner et donc contrôler les propriétés qui en découlent.

✓ **Modèle et optimisation**

Après avoir posé la problématique (les pertes optiques en surface des cellules) et les différentes solutions proposer (multicouches antireflet, couches antireflet à indice graduel), nous avons élaboré plusieurs programmes de simulation sous logiciel « Matlab » en se basons sur le modèle de transfert matriciel, ces programmes nous ont permet d'étudier l'impact de ces solutions sur les pertes optiques des deux faces avant et arrière.

Perspective : Au cours de ce travail, nous nous sommes limités à étudier trois diélectriques (SiN, SiON et SiO₂) et nous nous sommes contentés d'optimiser et d'étudier des couches antireflets composées d'un empilement de moins de 4 couches. Il serait plus judicieux de chercher à optimiser des multicouches avec plus 4 couches et étudier d'autres matériaux capable de donner de bonne résultats comme le TiO₂, le ZnO et le ZnS. L'utilisation d'autres modèles (cite dans le chapitre III) peuvent donner des résultats meilleurs, donc il sera plus pratique de les testés.

✓ **Réalisation et caractérisations des multicouches antireflets**

Afin de validé nos différents résultats de simulation, nous avons procédé à la réalisation et la caractérisation des multicouches donnant de très bonne résultats théoriques. Pour pouvoir déposer ces multicouches, nous avons utilisé le réacteur PECVD de L'INL de L'INSA de Lyon, nous

avons utilisé trois ligne de gaz (protoxyde d'azote (N_2O), l'ammoniac (NH_3) et le Silane (SiH_4)) permettant de déposer deux types différents de diélectriques ($SiON$ et SiN). Le réacteur PECVD était optimisé, ce qui nous a permis de déterminer l'évolution de l'indice et de l'épaisseur des couches réalisées à partir des seuls rapports de gaz précurseurs $O_x = N_2O/SiH_4$ pour le $SiON$ et N_2O/SiH_4 . Nous avons utilisé la base de données gaz précurseur de L'INL qui nous a finalement permis d'obtenir les indices optiques des différentes multicouches. Nous avons réalisé des caractérisations optiques (Réflectivité et Ellipsométrie) qui nous a permis d'avoir les différents résultats optiques (Réflectivité, Transmission, Indices et Epaisseurs des couches), ces résultats ont été utilisé pour validé nos résultats théoriques.

Perspective : Nous n'avons pas réussi malheureusement à réaliser une multicouches avec 10 couches et une couche antireflet à indice graduel. Les perspectives de ce travail consistent à réaliser ces MCAR et la CAR à indice graduel et de mesuré leurs impact sur les performances des cellules photovoltaïques. Le dépôt des couches réfléchissantes sur la face arrière (BSR) des cellules PERT augmente la réflectivité de cette surface. Pour cela, je propose de réaliser les BSR qu'on a simulés. Le dépôt de ces multicouches sur différents type de silicium (monocristallin, multicristallin et amorphe) nous permettra de tester leurs efficacités, ainsi une étude plus approfondie de leurs impact sur la passivation en surface et en volume est indispensable.

Nous remarquons qu'on niveau de la 4 couches, la sous-couche supérieur à un indice optique grand, cela veut dire quelle est très riche en silicium et elle peut créer des courts-circuits au niveau des surfaces avant. Pour cela, nous allons essayer de réaliser des recuits thermiques pour ces multicouches et étudier leurs influence sur la passivation en surface et en volume des cellules.

Bibliographies

Bibliographies

[**Abdo**] Fatima Abdo, « *croissance des couches minces de silicium par épitaxie en phase liquide à basse température pour application photovoltaïques* ». Institut national des sciences appliquées de Lyon, 2007.

[**Aberle**] ABERLE A.G « *Overview on SiN Surface Passivation of crystalline silicon solar cells* ». Solar Energy Mat. & Sol. Cells, 2001, vol. 65, pp. 239-248.

[**Abeles**] F. Abélès, « *Recherches sur la propagation des ondes électromagnétiques sinusoidales dans les milieux stratifiés. Application aux couches minces* », Ann. de Physique 5 (1950) 596–639.

[**Andrew**] Andrew Soutar, Bart Fokkink, ZengXianting, Tan Su Nee, Linda Wu « *Sol-gel Anti-reflective Coatings* » SIM Tech Technical Report, 2001.

[**Bajt**] S. Bajt, N.V. Edwards, T. E. Madey, « *Properties of ultrathin films appropriate for optics capping layers exposed to high energy photon irradiation* », Surface Science Reports 63, 73 (2008).

[**Banerjee**] Banerjee A, Su T, Beglau D, Pietka G, Liu F, DeMaggio G, Almutawalli S, Yan B, Yue G, Yang J, Guha S. « *High efficiency, multi-junction nc-Si:h based solar cells at high deposition rate* ». 37th IEEE PVSC, Seattle, June 2011.

[**Bett**] Bett AW, Dimroth F, Guter W, Hoheisen R, Oliva E, Philipps SP, Schöne J, Siefert G, Steiner M, Wekkeli A, Welser E, Meusel M, Köstler W, Strobl G. Highest efficiency multi-junction solar cell for terrestrial and space applications. Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg, Germany, 2009; 1–6.

[**Basore**] Basore PA. « *Pilot production of thin-film crystalline silicon on glass modules* ». Conf. Record, 29th IEEE Photovoltaic Specialists Conference, New Orleans, May 2002; 49–52.

[**Basore 1**] BASORE P.A., CLUGSTON D.A., PC-1D version.5.4, web: www.pv.unsw.edu.au.

[**Beach**] Beach D Band Jasinski, J. Phys. Chem. 94 3019, 1990.

[**Benagli**] S. Benagli, D. Borrello, E. Vallat-Sauvain, Meier J, Kroll U, Hötzel J, Spitznagel J, Steinhauser J, Castens L, Djeridane Y. « *High-efficiency amorphous silicon devices on LPCVD-ZNO TCO prepared in industrial KAI-M R&D reactor* ». 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Hamburg, September 2009.

[**Bernard**] E. Bernard « *Un dossier photovoltaïque* » Reflets de la physique, décembre 2007

[**Boden**] S. A. Boden, and D. M. Bagnall. « *Sunrise to Sunset Optimization of Thin Film Antireflective Coatings for Encapsulated, Planar Silicon Solar Cells* ». Prog. Photovolt: Res. Appl. 2009; 17:241–252.

- [Born]** Max Born, Emil Wolf «*Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*», 4^{ème} Edition, 1970
- [Brett]** Brett Hallam n, BudiTjahjono, StuartWenham «*Effect of PECVD silicon oxynitride film composition on the surface passivation of silicon wafers*» *Solar Energy Materials & Solar Cells* 96 (2012) 173–179
- [Caquineau]** Hubert Caquineau, Moncef Chayani«*Propriétés physico-chimiques d'oxyde de silicium PECVD*» *Matériaux* 2002.
- [Charalambos]**Charalambos C. Katsidis and Dimitrios I. Siapkas«*General transfer-matrix method for optical multilayer systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference*», *Applied Optics*, Vol. 41, No. 19, 0003-6935, (2002).
- [Chovelon]** J-M. Chovelon«*Préparation de couches minces d'oxynitride de silicium par pecvd en vue de greffage chimique. Application a un ISFET ph*» *Thèse Doctorat, L'ECOLE CENTRALE DE LYON*, 1991.
- [Christoph]** ChristophMader, Jens Muller, Stefan Eidelloth, Rolf Brendel«*Local rear contacts to silicon solar cells by in-line high-rate evaporation of aluminum*» *Solar Energy Materials & Solar Cells* 107 (2012) 272–282.
- [Cid]** M. Cid, N. Stem, C. Brunetti, A.F. Beloto, C.A.S. Ramos, «*Improvements in anti-reflection coatings for high efficiency silicon solar cells*», *Surface and Coatings Technology*, **106**, 1998, pp. 117–120.
- [Delmotte]** Franck DELMOTTE «*Couches minces et optiques multicouches dans le domaine spectral XUV (1 nm à 60 nm)*» *Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, université paris de sud*, février 2010.
- [Dollet]**A Dollet, J P Coudere and B Despaxt, «*Analysis and numerical modelling of silicon nitride deposition in a plasma-enhanced chemical vapour deposition reactor.I.Bidimensionalmodelling*» *Plasma Sources Sci. Technol.* 4 (1995) 94-106.
- [Dupuis 00]** J. Dupuis, E. Fourmond, J.F. Lelièvre, D. Ballutaud, M. Lemiti«*Impact of PECVD SiON stoichiometry and post-annealing on the silicon surface passivation*» *Thin Solid Films* 516 (2008) 6954–6958.
- [Dupuis 01]** J. Dupuis , E. Fourmond , D. Ballutaud , N. Bererd , M. Lemiti«*Optical and structural properties of silicon oxynitride deposited by plasma enhanced chemical vapor deposition*» *Thin Solid Films* 519 (2010) 1325–1333.
- [El-Oyoun]**M. A. El-Oyoun, T. Inokuma, Y. Kurata, S. Hasegawa, «*Temperature dependence of the structural properties of amorphous silicon oxynitridelayers*»*Solid-State Electronics* 47 (2003) 1669–1676.
- [Fischer]** B. Fischer, «*Loss Analysis of Crystalline Silicon Cells Using Photoconductance and Quantum Efficiency Measurements*», Ph.D. Thesis, University of Konstanz, 2003, pp. 18–28.
- [Friz]** Martin Friz and Friedrich Waibel, «*Coating Materials*»
- [Fuyuki]**Fuyuki T, Allain Band Perrin J, *J. App. Phys.* 68 3322, 1990.
- [Guide]**Guide de Spectroscopic Ellipsometry, HORIBA JOBIN YVON.

[**Guillermo**] Guillermo Santana¹, Arturo Morales-Acevedo “*Optimization of PECVD SiN:H films for silicon solar cells*”.

[**Green**] Green MA, Emery K, Hishikawa Y, Warta W, Dunlop ED. «*Solar cell efficiency tables (Version 39)*» .Progress in Photovoltaics: Research and Applications 2012; 20: 12–20

[**Green 1**] Green MA, Emery K, Hishikawa Y, Warta W, Dunlop ED. «*Solar cell efficiency tables (Version 38)*» .Progress in Photovoltaics: Research and Applications 2011;19:565–572.

[**Hayashi**] Hayashi M, «*Non Equilibrium Processes in Partially Ionized Gases N_ATO AS_I series*», vol 220b p 333, 1990.

[**Hofstetter**] J. Hofstetter, C. del Cafiizo, S. Ponce-Alcantara, A. Luque “*optimization of SiN_x:H anti-reflection coatings for silicon solar cells*”1-4244-0869-5/07/2007, IEEE

[**Honsberg**] HONSBURG C. and BOWDEN S. Photovoltaics: «*Devices, Systems and Applications*» [CDROM]. Sydney, Australia: University of New South Wales, 1998.

[**Jeannot**] Simon Jeannot «*Développement de matériaux déposés par PECVD pour les interconnexions optiques dans les circuits intégrés par une approche "back-end"*» Thèse doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2006.

[**Katherine**] Katherine Han and Chih-Hung Chang «*Numerical Modeling of Sub-Wavelength Anti-Reflective Structures for Solar Module Applications*» Nanomaterials 2014, 4, 87-128.

[**Keavney**] Keavney CJ, Haven VE, Vernon SM. «*Emitter structures n MOCVD InP solar cells*». Conference Record, 21st IEEE Photovoltaic Specialists Conference, Kissimmee, May 1990; 141–144.

[**Koltun**] M. M. Koltun, «*Selective Optical of Sola Energy Concerters*», Nauka, Moscow (1979)

[**Kim**] Jae-Keun Kim, Sang-Hun Jeong, Bong-Soo Kim and Seok-Ho Shim «*Characterization and preparation of SiO₂ and SiOF films using an RF PECVD technique from TEOS/O₂ and TEOS/O₂/CF₄ precursors*» J. Phys. D: Appl. Phys.37(2004) 2425–2431.

[**Kühnhold**] S. Kühnhold, B. Kafle, L. Kroely, P. Saint-Cast, M. Hofmann, J. Rentsch, R. Preu «*Impact of Thermal Treatment on PECVD Al₂O₃ Passivation Layers*» Energy Procedia 27 (2012) 273 – 279.

[**Kristopher**] Kristopher O. Davis, «*Investigation of the Internal Back Reflectance of Rear-side Dielectric Stacks for c-Si Solar Cells*», 2156-3381, iee journal of photovoltaics, 2012.

[**Layeillon**] L, Duverneuil P, Couderc J P and Despax, Plasma Sources: Sri Technol. 361, 1994.

[**Lelievre**] LELIEVRE J.-F., Elaboration de SiN_x:H par PECVD : «*Optimisation des propriétés optiques, passivantes et structurales pour applications photovoltaïques*», Thèse EEA, Lyon : INL - INSA de Lyon, 2007.

[**Longqiang**] Longqiang Ye, Yulu Zhang , Xinxiang Zhang , Teng Hu, Rui Ji , Bin Ding , Bo Jiang “*Sol-gel preparation of SiO₂/TiO₂/SiO₂-TiO₂ broadband antireflective coating for solar cell cover glass*” Solar Energy Materials & Solar Cells 111 (2013) 160–164.

[Lipinski] M. LIPIŃSKI, S. KLUSKA, H. CZTERNASTEK, P. ZIEBA «*Graded SiO_xN_y layers as antireflection coatings for solar cells application*» Material Science-Poland, Vol. 24, No. 4, 2006.

[MÄCKEL] MÄCKEL H. and LÜDEMANN R. «*Detailed study of the composition of hydrogenated SiN_x layers for high-quality silicon surface passivation*». Journal of Applied Physics, 2002, vol. 92, n° 5, pp. 2602-2609.

[Macleod] H.A. Macleod, "Thin-Film Optical Filters", 2nd ed. Hilger, Bristol (UK), p. 59 (1986)

[Nakanishi] Yuki Nakanishi, Kazuhiro Kato, Hideo Omoto, Takao Tomioka, Atsushi Takamatsu «*Stable deposition of silicon oxynitride thin films with intermediate refractive indices by reactive sputtering*» Thin Solid Films 520 (2012) 3862–3864.

[Nils] Nils Brinkmann, Daniel Sommer, Gabriel Micard, Giso Hahn, Barbara Terheiden «*Electrical, optical and structural investigation of plasma-enhanced chemical-vapor-deposited amorphous silicon oxynitride films for solar cell applications*» Solar Energy Materials & Solar Cells 108 (2013) 180–188.

[Nozik] NOZIK A. «*Third Generation Solar Photon Conversion: High Efficiency through Multiple Exciton Generation in Quantum Dots*». Energy & Nanotech. Workshop II: Prospects for Solar Energy in the 21st Century, Oct. 2004, Rice University, Houston, USA.

[Ohmori] Ohmori Y. Shimozuma M and Taeashira J 1988 J. Phys. D: Appl. Phys 19 1029.

[Perkins] Perkins G, Austin E and Lampe F Am. Chem. Soc. 101 1109, 1979.

[Papet] PAPET P. «*Nouveaux concepts pour la réalisation de cellules photovoltaïques à contacts interdigités sur substrats minces en silicium cristallin*», Thèse EEA. Lyon : INL - INSA de Lyon, 2007, 157 p.

[Pardo] B. Pardo, T. Megademini, J.M. André, «*X-UV synthetic interference mirrors: theoretical approach*», Rev. Phys. Appl. 23, 1579 (1988).

[Petermann] Petermann JH, Zielke D, Schmidt J, Haase F, Rojas EG, Brendel R. «*19%-efficient and 43 um-thick crystalline Si solar cell from layer transfer using porous silicon*». Progress in Photovoltaics 2012; published online DOI: 10.1002/pip.1129.

[Pinard] L. Pinard, J. M. Mackowski, «*Optical losses of multilayer stacks synthesized with silicon oxynitride by r.f. magnetron sputtering*» Thin Solid Films 333 (1998) 126±133.

[Poon] M. C. Poon, C. W. Kok, H. Wong, P. J. Chan, Thin Solid Films 2004, 462-463, 42.

[Prado] A. del Prado, E. San Andrés, F.L. Martínez, et al «*Composition and optical properties of silicon oxynitride films deposited by electron cyclotron resonance*» Vacuum 67 (2002) 507–512.

[REBIB 01] «*Etude structurale, optique et électrique de couches minces d'oxynitride de silicium déposées par pulvérisation cathodique radiofréquence réactive* » Thèse Doctorat, UNIVERSITE BLAISE PASCAL, 2006.

[Remache] L. Remache, A. Mahdjoub, E. Fourmond, J. Dupuis, and M. Lemiti «*Influence of PECVD SiO_x and SiN_x:H films on optical and passivation properties of antireflective porous silicon coatings for silicon solar cells*» Phys. Status Solidi C 8, No. 6, 1893–1897 (2011).

[Reynes] b. reynesc.ance j. p. stoquert j. c. bruyire « *Composition, etching and optical properties of silicon nitride films deposited by plasma-enhanced chemical vapour deposition prepared in variable nh₃-n₂ gas mixture diluted with helium*» *Thin Solid Films*, 203 (1991) 87-94.

[Richards]B.S. Richards «*Single-material TiO₂ double-layer antireflection coatings*» *Solar Energy Materials & Solar Cells* 79 (2003) 369–390.

[Ricaud]Ricaud A. « *Photopiles solaires* » .Lausanne, Suisse : Presse polytechniques et universitaires romandes, 1997, 332 p.

[Tucci] TUCCI M., SERENELLI L., SALZA E. et al., «*Bragg reflector and laser fired back contact in a-Si :H/c-Si heterostructure solar cell*», *Materials Science and Engineering B* vol.159-160 (2009) pp. 48-52.

[Sahouane] Sahouane N, Zerag A, Zeaggai O. «*Effect of the Back Surface Reflector and Passivated Rear Contacts With PERT Solar Cells*» June, 2015, Vol. 137/ 050801-1 [DOI: 10.1115/1.4030780].

[Service] Service R. «*Outlook brightens for plastic solar cells*». *Science* 2011; 332 (6027): 293.

[Schultz] Schultz O, Glunz SW, Willeke GP.«*Multicrystalline silicon solar cells exceeding 20 % efficiency*». *Progress in Photovoltaics: Research and Applications* 2004; 12: 553–558.

[Smith] SMITH D.L. et ALIMONDA A.S. «*Chemistry of SiO₂ plasma deposition*», *Journal of the Electrochemical Society* vol.140 (1993) n°5, pp. 1496-1503.

[Suresh] Suresh Kumar Dhungel, Jinsu Yoo, Kyunghae Kim, Sungwook Jung, Somnath Ghosh and Junsin Yi «*Double-Layer Antireflection Coating of MgF₂/SiN_x for Crystalline Silicon Solar Cells*» *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 49, No. 3, September 2006, pp. 885_889

[Soppe]Wim Soppe, Henk Rieffe and Arthur Weeber«*Bulk and Surface Passivation of Silicon Solar Cells Accomplished by Silicon Nitride Deposited on Industrial Scale by Microwave PECVD*»*Prog. Photovolt: Res. Appl.*2005;13:551–569

[Sze] S. M. Sze,«*Physics of semiconductor devices*» 2nd edition, Ed John Wiley & sons 1981.

[Venkatasubramanian]Venkatasubramanian R, O'Quinn BC, Hills JS, Sharps PR, Timmons ML, Hutchby JA, Field H, Ahrenkiel A, Keyes B. «*18.2 % (AM1.5) efficient GaAs solar cell on optical-grade polycrystalline Ge substrate*». *Conference Record, 25th IEEE Photovoltaic Specialists Conference*, Washington, May 1997; 31–36.

[Wang]Yongjin Wang, Xinli Cheng, Zhilang Lin, Changsheng Zhang, Feng Zhang «*Optimization of PECVD silicon oxynitride films for anti-reflection coating*» *Vacuum* 72 (2004) 345–349.

[Wesunorland]Wesunorland P R, Howard J B, Longwell J P and Dean A , *Inst. Chem. Eng. J.* 32 197, 1986.

[Wong]Hei Wong V.A. Gritsenko, « *Defects in silicon oxynitride gate dielectric films*», Volume 42, Issues 4–5, April–May 2002, Pages 597–605.

[Yamamoto] Yamamoto K, Toshimi M, Suzuki T, Tawada Y, Okamoto T, Nakajima A. «*Thin film poly-Si solar cell on glass substrate fabricated at low temperature*». *MRS Spring Meeting*, April 1998, San Francisco.

[Zerga]Zerga. A «*Caractérisation, Modélisation et Simulation Numérique des Cellules Photovoltaïques à base de Silicium Polycristallin en Couche Mince Déposée par RT-CVD*» Thèse doctorat, Université de Tlemcen, 2005.

[Zhao] Zhao J, Wang A, Green MA, Ferrazza F. «*Novel 19.8% efficient “honeycomb” textured multicrystalline and 24.4% monocrystalline silicon solar cells*». *Applied Physics Letters*1998;73: 1991–1993.

[Zhao 1] Zhao J, Wang A, Yun F, Zhang G, Roche DM, Wenham SR, Green MA. «*20, 000 PERL silicon cells for the “1996 World Solar Challenge” solar car race*». *Progress in Photovoltaics*1997; 5: 269–276.

Site Internet:

[phtov] <http://f44egcf.eficom2.info>.

Publications de l'auteur

1) «Effect of the Back Surface Reflector and Passivated Rear Contacts With PERT Solar Cells»

Nordine Sahouane, Abdellatif Zerga, Oussama Zeggai

Journal of Solar Energy Engineering, DOI: 10.1115/1.4030780, 2015, www.asme.org.

2) « Influence of SiN_x: H and SiO_xN_y films on optical and electrical properties of antireflective coatings for silicon solar cells»

N. Sahouane, A. Zerga, I. Bensefia

International journal of scientific and technology research, 1113-7701, 2014

3) « Optimization of antireflection multilayer for industrial crystalline silicon solar cells»

SAHOUANE Nordine, Abdellatif Zerga

Energy Procedia 44 (2014) 118 – 1252013. www.sciencedirect.com.

→ Presentation poster: E-MRS 2013 SPRING MEETING, May 27-31, Strasbourg, France

4) «Numerical study of InGaN based photovoltaic by SCAPs simulation»

L. Boudaoud, S. Khelifi, A. K. Rouabhia, N. Sahouane.

Energy Procedia 74 (2015) 745 – 751

→ International Conference on Technologies and Materials for Renewable Energy, Environment and Sustainability, TMREES15

5) «Biological detection by high electron mobility transistor (HEMT) based AlGaIn/GaN»

Oussama Zeggai, Amaria Ould-Abbas, Hichem Zeggai, Nordine Sahouane, Malika Madani, Djamel Trari, Meriem Boukais, and N.-E. Chabane-Sari

Phys. Status Solidi C 11, No. 2, 274– 279 (2014) / DOI 10.1002/pssc.201300296.

6) «Study on functionalizing the surface of AlGaIn/GaN high electron mobility transistor based sensors»

A. OULD-ABBAS, O. ZEGGAI, H. ZEGGAI, N. SAHOUANE, M. MADANI, M. BOUKAIS, N.-E. CHABANE-SARI

Journal of Optoelectronics and Advanced Materials vol. 15, no. 11-12, november - december 2013, p. 1323 -1327.

Résumé

Le dépôt d'un revêtement antireflet sur les faces avant et arrière des cellules solaires est devenu une étape indispensable de la production industrielle solaire. Ils constituent un moyen efficace et peu coûteux pour assurer une faible réflectivité et une bonne passivation des cellules photovoltaïques en silicium. Ce travail de thèse s'attache à optimiser, réaliser et caractériser plusieurs couches antireflets de nitrure de silicium (SiN) associées aux couches d'oxynitrure de silicium (SiON) et d'oxyde de silicium (SiO₂) par la méthode PECVD, l'utilisation de ces différentes structures sur les faces arrière des cellules solaires de type PERT est une voie envisagée pour améliorer leurs propriétés de réflexion et donc leur rendement de conversion.

Les différents empilements des couches antireflet ont été caractérisés optiquement, les résultats confirment les différents résultats prédit par nos calculs théoriques, ils montrent que l'utilisation des multicouches sur les deux faces permettent d'avoir une meilleure réflectivité. En fin, une étude théorique de couche antireflet avec un indice graduel a été réalisée, le nouveau profil d'indice construit dans ce travail permet d'avoir des couches antireflets moins absorbantes et des réflectivités meilleures par rapport aux autres profils d'indices connus.

Les résultats précédents ont été complétés par une étude de optique réalisés à partir des couches de SiO₂ et de SiN_x: H sur la face arrière des cellules solaires de type PERT.

Abstract

Depositing an antireflection coating on the front and back sides of the solar cells has become an indispensable element in solar industrial production, have been considered as an efficient and cheap material to minimize the silicon solar cell reflectivity and to ensure an excellent passivation. This work aims to optimize, produce and characterize more antireflective layers of silicon nitride (SiN) associate with layers of silicon oxynitride (SiON) and silicon oxide (SiO₂) by PECVD method, using these different structures on the rear side of the solar cell type PERT is a proposed way to improve their passivation and reflection properties and thus their conversion efficiency.

The various stacks of antireflective layers were characterized optically; the results confirm the different results predicted by our theoretical calculations, they show that use of multi-layer on both sides make it possible to have a better reflectivity. Finally, a theoretical study antireflection layer with a gradual index was performed, the new index profile constructed in this work allows for antireflective layers less absorbent and best reflectivity compared to other known showings profiles.

The results above have been supplemented by an optical study made from layers of SiO₂ and SiN_x: H on the back PERT type solar cells.

ملخص

إن وضع طبقات مضاد للانعكاس على الوجه الأمامي والخلفي للخلايا الشمسية خطوة أساسية للإنتاج الصناعي للطاقة الشمسية. وطريقة فعالة وغير مكلفة لضمان انعكاسية منخفضة وتحميل جيدة لخلايا الطاقة الشمسية المكونة من السليكون. العمل المنجز في هذه الأطروحة ملتزمة بتحسين وبناء وتوصيف عدة طبقات الانعكاس معاون (SiN) نيتريد السيليكون مع طبقات السليكون أو كسينيتريد (SiON) وأكسيد السيليكون (SiO₂) بواسطة المفاعل PECVD، واستخدام هذه الهياكل المختلفة في الجانب الخلفي من الخلايا الشمسية من النوع PERT.

طبقات مختلفة اتسمت مكدرات مضاد للانعكاس بصريا تؤكد النتائج المختلفة التي تنبأ بها الحسابات النظرية التي اجرينها أنها تظهر أن استخدام المضاد الانعكاس على حد سواء السماح للجانبين أن يكون انعكاسية أفضل. وفي النهاية، أجريت دراسة نظرية لطلاع مع مؤشر تدريجي، التشكيل الجانبي الجديد لمؤشر شديت في هذا العمل يمكن أن يكون أقل طبقات مضادة للانعكاس ماصة و إنعكاس أفضل بالمقارنة مع المؤشرات الأخرى المعروفة التشكيلات الجانبية.

النتائج المذكورة أعلاه واستكملت دراسة البصرييات مصنوعة من طبقات من SiO₂ و SiN على الجانب الخلفي لخلايا الشمسية من النوع RTPE