

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE
SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE LARBI BEN M'HIDI -OUM EL BOUAGHI-
FACULTE DES SCIENCES EXACTES ET DES SCIENCES DE LA NATURE
ET DE LA VIE
DEPARTEMENT DES SCIENCES DE LA MATIERE

N° d'ordre :.....
Série :.....

THESE

POUR OBTENIR LE DIPLOME DE DOCTORAT

SPECIALITE

PHYSIQUE DES MATERIAUX ET SEMI CONDUCTEURS

THEME

**Etude des propriétés optiques du réflecteur
arrière à base de silicium poreux gravé en
multicouche sur la face arrière des cellules
solaires en silicium**

Présenté Par :

Nora Guermit

Soutenue le 26/ 02/ 2023

Devant le jury :

Président :	M Abdelkader Nouri	Pr	Univ. Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi
Rapporteur :	M Louardi Remache	Pr	Univ. Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi
Examinatrice :	Mme Salima Benkara	M.C.A	Univ. Larbi Ben M'Hidi Oum El Bouaghi
Examineur :	M Yassine Sayad	Pr.	Univ. Mohamed-Cherif Messaadia Soukahras
Examineur :	M Nadhir Attaf	Pr.	Univ. Mentouri. Constantine 1

REMERCIEMENTS

Avant tout, je remercie **Allah** tout puissant de m'avoir donné la force, le courage et la patience de mettre en œuvre ce modeste travail.

Le travail présenté dans ce manuscrit a été réalisé au sein du Laboratoire des Matériaux et Structure des Systèmes Electromécaniques et leur Fiabilité LMSSF de l'université d'Oum El Bouaghi.

D'abord, j'exprime tous mes sincères remerciements et ma gratitude à mon encadreur **Pr. Louardi Remache** de m'avoir confié ce sujet. Son attention, ses encouragements, ses orientations, et ses conseils appréciables qui ont apportés un secours pour la réussite de ce travail. Je tiens à lui exprimer également mon profond respect pour son soutien, sa patience, sa constante disponibilité ainsi que sa générosité.

Ma très vive gratitude va au **Pr. Abdelhakim Mahdjoub** qui m'a ouvert les portes de son bureau pendant toute la période du travail. Je le remercie pour son aide précieuse, pour ses conseils, ses remarques, ses nombreuses propositions et ses connaissances variées.

J'exprime toute ma reconnaissance à Monsieur **Abdelkader Nouri**, Professeur à l'université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse.

Je tiens à remercier également Madame **Salima Benkara**, Maître de conférences à l'université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi, Monsieur **Yassine Sayad**, Professeur à l'université Mohamed-Cherif Messaadia de Soukahras, Monsieur **Nadhir Attaf**, Professeur à l'université Frères Mentouri – Constantine 1, d'avoir accepté de rapporter ce travail.

Un remerciement particulier à tous les techniciens et les ingénieurs de laboratoire des matériaux et structures des systèmes électromécanique et leur fiabilité LMSSEF, ainsi que les techniciens et les ingénieurs de laboratoire des Composants Actifs et Matériaux (LCAM) de l'université Larbi Ben M'hidi d'Oum El Bouaghi.

J'adresse vivement ma gratitude au professeur **Joël Charrier** qui m'a accueilli au sein du laboratoire des fonctions optiques pour les technologies de l'information à l'institut de FOTON de l'université de Rennes 1. Je le remercie vivement de m'avoir donné la chance de travailler avec son équipe. Cette occasion m'a permis de prendre contact avec Madame **Natalie Lorrain** et Monsieur **Mohamed Guendouz**. Je suis très reconnaissante à chaque membre de cette équipe, notamment à Monsieur **Mohamed Guendouz** qui m'a accompagnée et m'a aidée

à la fois sur le plan scientifique et sur le plan humain depuis mon arrivée en France jusqu'à mon départ.

Cette thèse n'aurait pas pu s'écrire sans l'appui moral de mes **PARENTS**, ma sœur **Saida**, ma copine **Fatima Zohra Aouachria** et de mes collègues, qu'ils trouvent ici mes sincères remerciements.

Enfin, ma reconnaissance va également à toutes les personnes avec lesquelles j'ai pu collaborer durant cette durée. J'ai conscience que les discussions que j'ai eu avec eux, ont apporté de près ou de loin un plus à ce travail.

المخلص

يهدف هذا البحث إلى دراسة وتطوير الهياكل متعددة الطبقات المختلفة والمصنوعة من السليكون المسامي (SP) من أجل استخدامها كعاكس خلفي (RA) في الخلايا الشمسية الرقيقة المصنوعة من مادة السليكون البلورية. أنواع هياكل العاكس الخلفي التي درست في هذا العمل هي: (i) مرآة براق (MB)، (ii) عاكس ذو سمك طبقات متزايد مع عدد الطبقات المستعمل (RBC)، (iii) مرآة متجاوزة ذات سمك طبقات متزايد مع عدد المرايا المستعمل (MBAC)، (iv) مرآة ذات سمك طبقات متغير وفقا لمنحنى فارمي (RBF). (v) وفي الأخير مرآة ذات سمك طبقات محسن حسابيا. تم تحسين معامل الإنعكاس لهذه الهياكل المختلفة، في نطاق الطول الموجي المحصور بين 800nm و 1200nm. تم إجراء التحسين بمعايرة العوامل التالية: سمك الطبقات، مسامية الطبقات وعدد الطبقات. أظهرت نتائج المحاكاة أن أداء هيكل MB محدود بمعاملي إنكسار الضوء المتعلقين بالطبقتين اللتين تشكلانهما. كذلك أثبتت نتائج المحاكاة أن جميع الهياكل ذات سمك طبقات متغير، تستطيع عكس الضوء على نطاق طيفي أوسع مقارنة مع هيكل MB. من أجل 20 طبقة من SP، حقق هيكل RBF أفضل معامل إنعكاس مقارنة مع باقي الهياكل. يقدر معامل إنعكاس الضوء لهذا الهيكل بـ: 80٪ في نطاق الطول الموجي المحصور بين 800nm و 1200nm. ساهم هذا الهيكل المحسن من توسيع مجال عكس الفوتونات بنسبة 56,8٪ على مجال طيفي يقدر بـ: 598 nm. جميع الهياكل المحسنة تمت صناعتها على ركائز السليكون (نوع P⁺) باستعمال تقنية الحفر الكهروكيميائية، عند درجتي حرارة مختلفتين (T = 20 C° و T = -20 C°). في كل حالة قمنا بالبحث عن الشروط التجريبية (شدة تيار، سرعة الحفر وتركيز حمض الفلوريديك في المحلول) التي تسمح لنا بصنع الهياكل المحسنة المذكورة سابقا. أظهرت صور هيكل MB وهيكل RBF المأخوذة باستعمال مكروسكوب الكتروني المسح (MEB)، التكوين الدوري لطبقات السليكون المسامي المختلفة. في المقابل، كان معامل الإنعكاس الخاص بالهياكل المصنوعة في درجة حرارة منخفضة، في المجال الطيفي المرغوب فيه مقارنة مع معامل الإنعكاس الخاص، بالهياكل المصنوعة في درجة حرارة الغرفة. هذا يثبت أن درجات الحرارة المنخفضة تساعد جيدا في تحسين صناعة طبقات السليكون المسامي. في نهاية هذا العمل، تم حساب معامل الإنعكاس الداخلي (R_B)، معامل امتصاص الضوء (A) وشدة التيار الضوئي (J_{ph}) لعاكس خلفي مكون من طبقة واحدة من السليكون المسامي (Si/ PS) كذلك العاكس المكون من سبيكة الألمنيوم (Si/ Al). بلغ معامل الإنعكاس الداخلي للعاكس (Si/ PS) قيمة تقدر بـ 86٪، ساهم هذا في تحسين معامل الإنعكاس الداخلي بنسبة 17٪ مقارنة مع العاكس الخلفي: Si/ Al. أدى ارتفاع معامل الإنعكاس الداخلي للعاكس (Si/ PS) الى تحسين معامل امتصاص الضوء وشدة التيار الضوئي حيث بلغت هذه الأخيرة قيمة تقدر بـ 32 mA. cm⁻² من أجل العاكس (Si/ PS) و 30.6 mA. cm⁻² من أجل العاكس (Si/ Al).

الكلمات المفتاحية: الخلايا الكهروضوئية ذات طبقات رقيقة، عاكس ضوء خلفي، مرآة براق، طيف معامل الإنعكاس، سليكون مسامي، مسامية، تقنية الحفر الكهروكيميائية.

Abstract

The aim of this thesis is to study and elaborate the various porous silicon multilayer structures in order to use it as a rear reflector (RA) for thin crystalline silicon solar cells. These different structures are: (i) Bragg Mirror (BM), (ii) Chirped Bragg reflector (CBR), (iii) Adjacent Chirped Bragg mirrors (ACBM), (iv) Bragg Reflector based on Fermi Profile (FBR) and (v) Optimized PS Multilayer structure. The reflectivity spectra of these different structures are optimized, in the wavelength range 800 – 1200 nm. The optimization is performed in relation to the parameters: thickness, porosity and number of periods. Simulation results show that the reflectivity spectrum of BM is limited by the ratio of the refractive indices of two stacked layers. For 20 layers stacked of PS, the different structures with variable thicknesses show extended reflectivity spectra in comparison with that of the BM. However, the best optical response is obtained for the FBR structure. This type of rear reflector could reflect more than 80% of light over a spectral range of 598 nm. About of 56,18 % improvement in photonic band gap is achieved compared to the standard structure. These structures are then elaborated by anodization process of P⁺ type of silicon substrates under different temperatures: T = 20 C° and T = -20 C°. The SEM images taken for the BM and RBF shows the periodicity of two porous layers stacked on top of each other. In contrast, the reflectivity spectra measured for structures prepared at low temperature (T = -20°C) are obtained in the desired spectral range and they are very close to the simulated spectra. This shows that anodizing PS layers at low temperature could improve their reproducibility and quality. This thesis work is completed by the calculation of the internal reflectivity (R_B), absorption factor (A), and the photocurrent (J_{ph}) of a PS reflective layer (structure Si/ SP) made on a P type silicon substrate, polished on both sides, and the structure with full aluminum plate (Si/Al). The R_B of Si/ PS structure reaches value of 86% in the interval: 800-1150, the improvement is estimated at more than 17% compared to the full plate Aluminum (Si/ Al). As a result, absorption factor and photocurrent are improved: The calculated J_{ph} is about 32 and 30,6 mA. cm⁻² for the Si/ SP and Si/Al structures respectively.

Keywords: Thin film silicon solar cell; Rear reflector, Bragg mirror; Reflectivity; Porous silicon; Porosity, Anodization process.

Résumé

Ce travail de thèse a pour objectif d'étudier et élaborer les différentes structures multicouches de silicium poreux afin de l'utiliser comme réflecteur arrière (RA) pour les cellules solaires minces en silicium cristallin. Ces différentes structures sont : (i) Le miroir de Bragg (MB), (ii) Le réflecteur de Bragg chirpé (RBC), (iii) Les miroirs de Bragg adjacents chirpés (MBAC), (iv) le réflecteur de Bragg à profil de Fermi (RBF) ainsi (v) la structure multicouches de SP optimisée. Les spectres de réflectivité de ces différentes structures sont optimisés, dans l'intervalle de longueur d'onde : 800 – 1200 nm. L'optimisation est effectuée par rapport aux paramètres : Epaisseur, porosité et nombre de périodes. Les résultats de simulation montrent que le spectre de réflectivité du MB est limité par le rapport entre les indices de réfraction de deux couches empilées. Pour 20 couches de SP empilées, Les différentes structures ayant des épaisseurs variables montrent des spectres de réflectivité plus élargis en comparaison avec celui du MB. Cependant, La meilleure réponse optique est obtenue pour la structure RBF. Ce type de réflecteur pourrait refléter plus de 80% de la lumière sur une gamme spectrale de 598 nm. Une amélioration de 56,18 % de la bande photonique (BP) est obtenue en comparaison avec la structure standard (MB). Ces structures sont ensuite élaborées par la méthode d'anodisation électrochimique des substrats de type P⁺ sous différentes températures : T = 20 C° et T = -20 C°. Les images MEB prises pour le MB et le RBF montrent, la périodicité de deux couches poreuses empilées l'une sur l'autre. En revanche, les spectres de réflectivité mesurés pour les structures préparées à basse température (T = -20°C), sont obtenus dans la gamme spectrale désirée et ils sont en concordance avec les spectres simulés. Cela montre que l'élaboration du SP à basse température améliore la qualité de reproductibilité des couches poreuses. Ce travail de thèse est achevé par le calcul de la réflectivité interne (R_B), le facteur d'absorption de lumière (A) et le photocourant (J_{ph}) d'une couche réfléchissante de SP (structure Si/ SP) réalisée sur un substrat de type P poli sur les deux faces et la structure en Aluminium plein plaque (Si/Al). Le R_B de la structure Si/SP atteint une valeur de l'ordre de 86% dans l'intervalle : 800-1150, l'amélioration est estimée à plus de 17% par rapport à la structure (Si/ Al). Par conséquent, le facteur d'absorption et la densité de photocourant sont améliorés : Le J_{ph} calculé est de l'ordre 32 et 30,6 mA. cm⁻² pour les structures Si/ SP et Si/Al respectivement.

Mots clés : Cellule solaire mince en silicium ; Réflecteur arrière, Miroir de Bragg ; Réflectivité, Silicium poreux ; Porosité, Anodisation électrochimique.

Tables de matières

Résumé

Introduction générale 1

Chapitre I: Cellules solaires minces et réflecteur arrière 8

Introduction 8

I.1 Le contexte énergétique 9

I.1.1 Les énergies renouvelables 9

I.1.2 L'énergie photovoltaïque 10

I.1.2.1 Les différentes filières du photovoltaïque 11

I.1.2.2 Le contexte mondiale du photovoltaïque..... 12

I.1.2.3 Coût photovoltaïque 13

I.2 Fonctionnement d'une cellule photovoltaïque au silicium cristallin..... 15

I.2.1 Principe de la conversion photovoltaïque 15

I.2.2 Caractéristiques électriques d'une cellule photovoltaïque..... 17

I.2.3 Propriétés spectrales..... 19

I.3 Cellules solaires minces en silicium..... 21

I.3.1 Cellules solaires conventionnelles amincies 21

□ Introduction..... 21

I.3.1.1 Procédé standard de fabrication des wafers de silicium cristallin 22

I.3.1.2 Limite d'amincissement des wafers de silicium cristallin par procédé standard 23

I.3.2 Cellules solaires minces déposées par épitaxié sur un substrat faible coût..... 24

I.3.2.1 Caractéristiques principales 24

I.3.2.2 Procédé de l'épitaxie en phase vapeur des couches mince de silicium cristallin 25

I.4	Conséquences du passage au substrat mince sur les caractéristiques électrique et optique de la cellule	27
I.4.1	Effet de l'épaisseur sur les caractéristiques électriques de la cellule.....	28
I.4.2	Effet de l'épaisseur sur l'absorption de la lumière dans la cellule solaire.....	31
I.5	Amélioration du piégeage optique :.....	34
I.5.1	Impact de la réflectivité interne sur la face arrière.....	35
I.6	Conclusion.....	41
Chapitre II: Le silicium poreux, formation et outils de caractérisations.....		48
	Introduction	48
II.1	Le silicium poreux	48
II.1.1	Historique	48
II.1.2	Fabrication de silicium poreux	50
II.1.2.1	Anodisation électrochimique de silicium	50
II.1.3	Propriétés du silicium poreux.....	56
II.1.3.1	Propriétés optique	56
II.1.3.2	Propriétés morphologiques	59
II.2	Fabrication des structures multicouches à base de silicium poreux	64
II.3	Dispositifs expérimentaux et caractérisation	65
II.3.1	Dispositif de fabrication	65
II.3.1.1	Cellule d'anodisation	66
II.3.1.2	Source de courant	67
II.3.1.3	Electrolyte sous faible température	68
II.3.2	Caractérisation des structures de SP :	69
II.3.2.1	Caractérisation morphologique.....	69
□	Microscopie électronique à balayage (MEB).....	69
II.3.2.2	Caractérisation optique du silicium poreux	70
□	Mesure de la réflectivité	70

II.4	Détermination de l'indice de réfraction et l'épaisseur des couches de SP	72
II.5	Dépôt d'Aluminium sur substrat de silicium.....	74
II.5.1	Pulvérisation cathodique	74
II.5.1.1	Pulvérisation cathodique magnétron	75
II.6	Conclusion.....	76
Chapitre III: Réflecteur arrière, étude théorique et simulation.....		83
	Introduction	83
III.1	Milieu homogène.....	84
III.1.1	Ondes planes progressives	84
III.1.2	Réflexion à l'interface de deux milieux homogènes.....	85
III.2	Systèmes multicouches.....	88
III.2.1	Description du modèle proposé.....	89
III.2.2	Calcul des propriétés optiques des milieux stratifiés	91
III.3	Loi de dispersion dans les milieux inhomogènes	95
III.3.1	Approximation des milieux effectifs de Bruggeman	95
III.4	Réflecteur arrière à base de multicouche de silicium poreux	98
III.4.1	Miroir de Bragg (MB).....	98
III.4.2	Réflecteur arrière en multicouche de SP et à bande photonique large.....	107
III.4.2.1	Réflecteur de Bragg chirpé (RBC) :.....	107
III.4.2.2	Miroirs de Bragg adjacents chirpés (MBAC).....	111
III.4.2.3	Réflecteur de Bragg à profil de Fermi (RBF)	116
III.4.2.4	Optimisation des épaisseurs et du nombre de couches du réflecteur.....	122
III.5	Comparaison entre les différentes structures optimisées.....	126
III.6	Conclusion.....	130
Chapitre IV: Résultats expérimentaux et interprétations		135
	Introduction	135

IV.1	Gravure électrochimique à température ambiante	136
IV.1.1	Courbes de calibration du dispositif d'anodisation à température ambiante....	136
IV.1.2	Fabrication des structures multicouches de SP à température ambiante.....	140
IV.1.2.1	Miroir de Bragg (MB).....	140
IV.1.2.2	Réflecteur de Bragg chirpé (RBC).....	143
IV.1.2.3	Miroirs de Bragg adjacents chirpés (MBAC)	145
IV.1.2.4	Structure multicouche optimisée.....	149
IV.1.3	Comparaison entre les différentes structures réalisées.....	151
IV.2	Gravure électrochimique à basse température ($T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$)	155
IV.2.1	Elaboration des structures multicouches de SP à basse température	159
IV.2.1.1	Miroir de Bragg (MB).....	159
IV.2.1.2	Réflecteur de Bragg chirpé (RBC).....	160
IV.2.1.3	Réflecteur de Bragg à quasi profil de Fermi (RBQF).....	162
IV.3	Effet du réflecteur arrière à base du SP sur les caractéristiques optiques et électriques d'une cellule solaire amincie	166
IV.3.1	Calibration du dispositif d'anodisation	166
□	Gravure du réflecteur arrière sur substrat P.....	167
IV.3.1.1	Réflectivité totale mesurée sur la structure Si/SP	168
IV.3.2	Extraction de la réflectivité interne R_B	169
IV.3.3	Calcul du facteur d'absorption de la lumière et la densité du photocourant	170
IV.4	Conclusion.....	171
	Conclusion Générale	177

Listes des figures

Chapitre I

Figure I. 1: Schéma regroupant les différents coûts (en \$ / kWh) de production des énergies renouvelables ; les valeurs pour l'année 2010 et l'année 2014 sont données [3] (CSP : photovoltaïque à concentration).	10
Figure I. 2: Répartition de la production photovoltaïque en fonction des différentes technologies [8].	11
Figure I. 3: (a) Évolution de la capacité installée d'énergie solaire photovoltaïque dans le monde de 2006 à 2018 [10]. (b) Puissance solaire photovoltaïque nouvellement installée dans le monde en 2018, selon le pays et en gigawatts [11].	12
Figure I. 4: Courbes d'apprentissage pour les technologies du PV [14].	14
Figure I. 5: Répartition des coûts de production lors de la fabrication d'un panneau photovoltaïque [17].	14
Figure I. 6 : Schéma d'une cellule solaire (droite) et schéma de la structure de bandes correspondant [19].	16
Figure I. 7 : Caractéristiques courant-tension sous obscurité et sous éclairement d'une cellule photovoltaïque [19].	18
Figure I. 8: Rendement quantique externe d'une cellule photovoltaïque (d'après [20])	20
Figure I. 9 : L'influence du réflecteur arrière sur le rendement quantique externe (EQE) d'une cellule solaire de silicium d'épaisseur 200 μm . La simulation est effectuée en utilisant le logiciel PC1D [21].	20
Figure I. 10: (a) Représentation schématique de la technique de découpe des plaquettes par scie multifils, (b) illustration de la perte de matière (Kerf-loss) engendrée par l'épaisseur des fils [24].	22
Figure I. 11: Prédications de réduction des épaisseurs des wafers de silicium cristallin pour la production industrielle des cellules solaires [28].	23
Figure I. 12: Schéma d'une cellule en couche mince de silicium cristallin [30].	25
Figure I. 13 : Principe simplifié de croissance de silicium par épitaxie en phase vapeur [14]. (1) Transport d'espèces gazeuses. (2) Réactions en phase gazeuse. (3) Adsorption d'espèces en surface. (4) Réactions en phase cristalline.	26
Figure I. 14 : Les différents types de réacteurs d'épitaxie en phase gazeuse [32].	27

Figure I. 15: Schéma des trois structures combinant aluminium et diélectrique en face arrière.	30
Figure I. 16 : En rouge : puissance spectrale du rayonnement solaire selon la norme	32
Figure I. 17: Piégeage optique. Allongement du chemin optique par différentes procédures : (a) CAR sur la face avant, (b) Réflecteur arrière, (c) Texturation pyramidale en face avant et un réflecteur en face arrière,(d) Texturation pyramidale sur les deux faces de la cellule.....	35
Figure I. 18 : Modèle optique décrivant les réflectivités considérées dans le calcul de R_b [42]	36
Figure I. 19 : Spectres de réflectivité totale mesurés sur des cellules solaire épitaxie ayant différentes structures du réflecteur sur la surface arrière [43].....	36
Figure I. 20 : L'impact de R_b et w sur la valeur maximale du courant de court-circuit J_{sc} en mA/cm^2 . Résultats de simulation de RAYN [46].	38

Chapitre II

Figure II. 1 : Caractéristique $I(V)$ réalisée sur un substrat de silicium De type P^+ [22].	51
Figure II. 2 : Influence de la densité de courant sur la taille des pores (d'après [23]):	53
Figure II. 3: Mécanisme de formation du silicium poreux (d'après [27]).	54
Figure II. 4: Indice de réfraction du silicium méso-poreux en fonction de sa porosité, pour une longueur d'onde de 2000 nm.	58
Figure II. 5 : Absorption optique (α) du silicium massif (c-Si) et du silicium poreux (SP) en fonction de l'énergie de la lumière incidente.....	59
Figure II. 6: Photographies XTEM de la structure poreuse obtenue par anodisation de substrats P (a), N (b), P^+ (c) et N^+ (d) [44]. Les conditions d'anodisation furent les mêmes pour tous les types de substrat ($[\text{HF}] = 49\%$ et $j = 10 \text{ mA}/\text{cm}^2$).....	61
Figure II. 7 : Rugosité le long des rayons du wafer de silicium du aux inhomogénéités de dopage : Waviness [46].	62
Figure II. 8: Influence de l'épaisseur et de la température sur la rugosité pour un silicium mésoporeux (p^+) anodisé à $166 \text{ mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ [47].....	63
Figure II. 9: Profil de densité de courant en fonction du temps pour obtenir un multicouche avec deux porosités différentes.	65
Figure II. 10 : schéma du système de fabrication de silicium poreux.....	66
Figure II. 11: Schéma de la cellule d'anodisation utilisée pour la formation du silicium poreux.	67
Figure II. 12: Générateur de courant: le Keithley 228A	68

Figure II. 13 : mini- congélateur.	68
Figure II. 14 : Photos du MEB à effet de champ « JEOL JSM 6301F » (Institut de Foton, Univ. Rennes 1 - France).....	70
Figure II. 15 : Présentation des spectrophotomètres utilisés dans ce travail : (a) spectromètre à fibre optique et à haute vitesse de balayage " HR 4000 " (Ocean Opics). (b) spectromètre UV/VIS/PIR "Lambda 900" (Perkin Elmer).	71
Figure II. 16 : (a) Exemple de spectre de réflectivité mesuré (en rouge) et simulé (en blue) d'une couche de silicium poreux, fabriquée par anodisation d'un substrat de résistivité (1 - 5 m Ω . cm), dans une solution à 35 % de HF, à 170 mA/ cm ² pendant 50s. (b) L'image MEB de la couche poreuse d'épaisseur de 6, 7 μ m.	73
Figure II. 17 : Principe de la pulvérisation à cathode magnétron.	75
Figure II. 18 : Photo du bâti de pulvérisation cathodique magnétron AICATEL de type : SCM600 à l'INL.....	75

Chapitre III

Figure III. 1 : Réflexion d'une onde sur une surface (chaque flèche représente un vecteur d'onde). Les amplitudes des champs électriques associés sont indiquées près de chaque flèche.	85
Figure III. 2 : Empilement de N couches utilisées comme réflecteur arrière pour les cellules solaires minces.	90
Figure III. 3 : Courbes de dispersion du SP en fonction de la porosité.	97
Figure III. 4 : (a) Spectre de réflectivité idéal d'un MB. (b) Schéma de principe du miroir de Bragg.	99
Figure III. 5 : Spectre de réflectivité d'un MB calculé par Pavesi (spectre noir) [26], comparé avec des spectres calculés en considérant la dispersion d'indice de réfraction (spectre en bleu) et la dispersion et l'absorption des matériaux (spectre en rouge).	102
Figure III. 6 : L'influence de rapport d'indice de réfraction $r = n_H n_L$ et le nombre de période N sur le maximum du facteur de réflexion calculé à $\lambda_B = 800$ nm.	103
Figure III. 7 : L'évolution de Δ_{BP} en fonction de rapport d'indice de réfraction $r = n_H / n_L$, pour différente nombre de période N (4, 6, 8, 10, 14). Le Δ_{BP} est calculé à 0,99 R_{max} et pour $\lambda_B = 800$ nm.	104

Figure III. 8 : Longueurs d'ondes qui limitant le plateau de haute réflectivité en fonction du rapport d'indice de réfraction $r = n_H / n_L$. Le calcul est effectué pour $N = 10$ et pour trois valeurs de λ_B : 900, 940 et 1000 nm.	105
Figure III. 9: Spectre de réflectivité d'un MB utilisé comme un réflecteur conventionnel pour les CS en couche minces de Si. Les paramètres du MB sont : $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$, $\lambda_B = 950$ nm et $N = 10$	106
Figure III. 10: Structure d'un réflecteur de Bragg chirpé.	108
Figure III. 11: Influence du nombre des périodes N sur le spectre de réflectivité du RBC. Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm.	109
Figure III. 12: L'évolution de Δ_{BP} et δ' , du RBC, en fonction du nombre des périodes N . Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm. Le Δ_{BP} est calculé pour $R > 80$ %	110
Figure III. 13: L'influence de variation de λ_{Bf} sur Δ_{BP} et δ' , du RBC. Le calcul est effectué pour $N = 10$, $\lambda_{B0} = 800$ nm et $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$. Le Δ_{BP} est calculé pour $R > 80$ %	111
Figure III. 14 : Structure d'un réflecteur de Bragg à base des miroirs de Bragg adjacents chirpés.	112
Figure III. 15: Le chevauchement entre les spectres de réflectivité des miroirs de Bragg adjacents chirpés.	113
Figure III. 16: La variation de Δ_{BP} en fonction du nombre des sub-miroirs. Le calcul de Δ_{BP} est effectués pour différentes valeurs de nombre des périodes des sub-miroirs (N_i) et en utilisant ces paramètres: $\lambda_{B0} = 800$ nm et $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$	114
Figure III. 17: L'évolution de δ' , du RB à base des MBAC, en fonction du nombre des sub-miroirs N_{seg} . Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm.	114
Figure III. 18 : L'influence de la variation de λ_{Bf} sur Δ_{BP} et δ' , de RB à base de MBAC. Le calcul est effectué pour $N_{seg} = 5$, $N_i = 2$, $\lambda_{B0} = 800$ nm et $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$	115
Figure III. 19: Les différentes configurations du profil de Fermi de la longueur d'onde des périodes pour le RB.	117
Figure III. 20 : Les BPs des sous substructures du RBQPF.	118
Figure III. 21: L'influence du nombre des périodes N_{Totale} sur le spectre de réflectivité du RBF. Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm ; (a) pour $\beta = 1$ et (b) pour $\beta = 6$	119
Figure III. 22 : L'influence de λ_{Bf} sur le spectre de réflectivité de RBQPF. Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $N_{Totale} = 10$ et $\beta = 6$	120

Figure III. 23: (a) le δ' calculé pour $\beta = 1$ et 6. (b) les spectres de réflectivité de RBF pour $\beta = 1$ et 6.	122
Figure III. 24: Variation de $R_{\text{moyenne, max}}$ de la structure optimisée en fonction du nombre de couches empilées.....	123
Figure III. 25: Les épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} optimisées pour $N_c = 7$. Le spectre de la réflectivité de cette structure.	124
Figure III. 26 : Les épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} optimisées pour $N_c = 12$. Le spectre de la réflectivité de cette structure.....	125
Figure III. 27: Les épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} optimisées pour $N_c = 20$	125
Figure III. 28 : Spectre de la réflectivité d'un réflecteur ayant une structure de 20 couches (10 périodes) optimisées.....	126
Figure III. 29 : Spectres de la réflectivité de différentes structures optimisées. Les paramètres d'optimisation commun sont : $N = 10$, $n_H = 2,66$ et $n_L = 1,77$	128
Figure III. 30 : La valeur moyenne de la réflectivité de différentes structures étudiées. Le calcul est effectué pour $N = 10$ et $800 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1200 \text{ nm}$, $n_H = 2,66$ et $n_L = 1,77$	129

Chapitre IV

Figure IV. 1 : Variation de la porosité et l'indice de réfraction de la couche poreuse en fonction de la densité de courant appliquée, pour différentes concentration en acide	137
Figure IV. 2 : Evolution de la vitesse de gravure en fonction des densités de courant et....	138
Figure IV. 3 : L'image MEB d'un MB de 10 périodes avec $\lambda_B = 950 \text{ nm}$. Les paramètres expérimentales utilisées sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $t_L = 14, 28 \text{ s}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $t_H = 0,96 \text{ s}$. La concentration de l'HF est de 35 %.	141
Figure IV. 4: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé d'un miroir de Bragg de 10 périodes et pour $\lambda_B = 950 \text{ nm}$. Les paramètres expérimentales sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $t_H = 14,28 \text{ s}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $t_L = 0,96 \text{ s}$, $[\text{HF}] = 35 \%$	142
Figure IV. 5: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé du RBC de $N = 10$, $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1200 \text{ nm}$. Les paramètres expérimentales sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$; $t_{gH0} = 12 \text{ s}$ et $t_{gL0} = 0, 83 \text{ s}$; $t_{gH10} = 17,76 \text{ s}$ et $t_{gL10} = 1,22 \text{ s}$; $\delta t_g = 0, 68 \text{ s}$ et $[\text{HF}] = 35 \%$	144
Figure IV. 6: (a) Schéma de la structure des MBAC élaborée.....	145
Figure IV. 7: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et le spectre simulé des MBAC pour $N_{\text{seg}} = 5$ et $N_i = 2$, $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1200 \text{ nm}$. Les paramètres expérimentales	

sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$; $t_{gH0} = 12 \text{ s}$ et $t_{gL0} = 0,83 \text{ s}$; $t_{gH5} = 16,84 \text{ s}$ et $t_{gL5} = 1,16 \text{ s}$; $\delta t_g = 1,29 \text{ s}$ et $[\text{HF}] = 35 \%$ 146

Figure IV. 8 : L'image MEB du RBQF préparé à température ambiante. Les paramètres d'anodisation utilisées sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$, $[\text{HF}] = 35 \%$. Le nombre de période pour chaque substructure sont respectivement : 4, 1 et 5. 148

Figure IV. 9: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé du RBQF. Les paramètres de simulation sont : $N_{\text{Totale}} = 10$, $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1100 \text{ nm}$. Les paramètres expérimentales sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$, $[\text{HF}] = 35 \%$. Le nombre de période pour chaque substructure sont respectivement : 4, 1 et 5. 148

Figure IV. 10: Les valeurs de t_{gHi} et t_{gLi} (Les temps de gravure des couches de fort et de faible indice de réfraction de la structure du réflecteur optimisée). Les paramètres d'anodisations sont: $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$; $[\text{HF}] = 35 \%$. Le nombre des périodes gravé est: $N = 10$ 150

Figure IV. 11: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé de la structure du réflecteur optimisée. Les paramètres d'anodisations sont: $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$; $[\text{HF}] = 35 \%$. Le nombre des périodes gravé est: $N = 10$ 150

Figure IV. 12: Comparaison entre tous les spectres mesurés de différentes structures du réflecteur fabriquées. Les paramètres d'anodisations sont: $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$; $[\text{HF}] = 35 \%$. Le nombre des périodes gravé est: $N = 10$ 153

Figure IV. 13 : La valeur moyenne de réflectivité de différentes structures fabriquées, Le R_{moyenne} est calculé dans l'intervalle des longueurs d'ondes de $[800 - 1200 \text{ nm}]$. Le nombre des périodes est de 10 pour toutes les structures. 154

Figure IV. 14: Courbes de calibration pour une anodisation du silicium à basse température (-20°C) et avec un électrolyte ayant une concentration en acide fluorhydrique de 35% : (a) la variation de porosité et l'indice de réfraction en fonction de la densité de courant. (b) la variation de vitesse de gravure en fonction de la densité de courant. 156

Figure IV. 15 : La comparaison entre la porosité obtenue à température ambiante et à basse température ($T = -20^\circ\text{C}$), l'électrolyte utilisé ayant une concentration en acide fluorhydrique de 35%. 157

Figure IV. 16 : La comparaison entre la vitesse de gravure obtenue à température ambiante et à basse température ($T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$), l'électrolyte utilisé ayant une concentration en acide fluorhydrique de 35 %.....	158
Figure IV. 17 : Comparaison entre les spectres de réflectivités d'un MB fabriqué à $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ et à température ambiante en utilisant la même concentration de l'HF ($[\text{HF}] = 35\text{ }%$). Le spectre de réflectivité théorique désiré est attaché également avec les spectres expérimentaux mesurés. Les paramètres d'anodisation du MB à $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ sont: $J_L = 5\text{ mA/ cm}^2$, $t_{gH} = 16,15\text{ s}$ et $J_H = 70\text{ mA/ cm}^2$, $t_{gL} = 2,96\text{ s}$. A température ambiante, le MB a été anodisé en utilisant ces paramètres : $J_L = 5\text{ mA/ cm}^2$, $t_{gH} = 24, \text{ s}$ et $J_H = 200\text{ mA/ cm}^2$, $t_{gL} = 14,28\text{ s}$. Le nombre des périodes élaborés est $N = 10$	160
Figure IV. 18 : Comparaison entre les spectres de réflectivités des RBC fabriqués à basse $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ et à température ambiante en utilisant la même concentration de l'HF ($[\text{HF}] = 35\text{ }%$). Le spectre de réflectivité théorique désiré est attaché également avec les spectres expérimentaux mesurés. Les paramètres d'anodisation du RBC à $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ sont: $J_L = 5\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gL} = 6\text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 70\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gH} = 50\text{ nm. s}^{-1}$. Les durés de gravures sont : $t_{gH1} = 13,62\text{ s}$ et $t_{gL1} = 2,52\text{ s}$; $t_{gH10} = 20,43\text{ s}$ et $t_{gL10} = 3,785\text{ s}$; $\delta t_g = 0,779\text{ s}$. A température ambiante, le RBC a été anodisé en utilisant ces paramètres: $J_L = 5\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gL} = 6,25\text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gH} = 139\text{ nm. s}^{-1}$; $t_{gL0} = 12,03\text{ s}$ et $t_{gH0} = 0,813\text{ s}$; $t_{gL10} = 17,44\text{ s}$ et $t_{gH10} = 1,2\text{ s}$; $\delta t_g = 0,643\text{ s}$. Le nombre des périodes élaborés est $N = 10$	161
Figure IV. 19: L'image MEB du RBQF préparé à $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$. Les paramètres d'anodisation utilisées sont : $J_L = 5\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gL} = 6\text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 70\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gH} = 50\text{ nm. s}^{-1}$. La concentration de l'HF est de 35 %. Le nombre de période pour chaque substructure sont respectivement : 4, 1 et 5.....	164
Figure IV. 20: Influence de la température d'anodisation sur les spectres de réflectivité du RBQF. Le spectre de la réflectivité du RBQF simulé est également attaché dans la figure en noir. Le spectre obtenue à température ambiante est en rouge et celui obtenue à $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ est en bleu. Les paramètres de simulation sont : $N_{\text{Totale}} = 10$, $\lambda_{B0} = 800\text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1100\text{ nm}$. Les paramètres expérimentales à température ambiante sont : $J_L = 5\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gL} = 6,25\text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gH} = 139\text{ nm. s}^{-1}$; pour $T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$ sont : $J_L = 5\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gL} = 6,067\text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 70\text{ mA/ cm}^2$, $V_{gH} = 50,167\text{ nm. s}^{-1}$. La concentration de l'HF dans la solution est d'environ 35 %.....	164
Figure IV. 21 : Comparaison entre les valeurs de R_{moyenne} obtenues à température ambiante ($T = 20\text{ }^{\circ}\text{C}$) et à basse température ($T = -20\text{ }^{\circ}\text{C}$) pour les structures : MB, RBC et RBQF.....	165

Figure IV. 22 : Courbes de variation : (a) de la porosité en fonction de la densité de courant, (b) de l'épaisseur en fonction de la durée d'anodisation.....	167
Figure IV. 23 : Image MEB d'une découpe transversale d'une couche de SP de porosité de 62% gravée pendant 1,3s. Le profil de gravure est homogène le long de la découpe.....	168
Figure IV. 24 : Spectres de réflectivité totale mesurée sur la face avant des structures :Si/ SP, Si/ Al et le substrat de silicium (Si).....	169
Figure IV. 25 : Spectres des réflectivité internes calculés à partir R_{Totale} pour les structures : Si/ SP et Si/Al.....	170
Figure IV. 26 : Le facteur Z	170
Figure IV. 27 : Spectres d'absorption (A) calculés à partir R_{Totale} pour les structures : Si/ SP et Si/ Al.	171
Figure IV. 28 : Densité de photoncourant calculé à partir R_{Totale} pour les structures : Si/ SP et Si/ Al.	171

Liste des tableaux

Chapitre II

Tableau II. 1: Les différents types de silicium poreux. 60

Chapitre III

Tableau III. 1: L'influence de x_0 sur la largeur de la BP du RBF. Les calculs sont effectués pour $\beta = 1$ et $\beta = 6$; $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$, $N_{\text{Totale}} = 10$, $\lambda_0 = 800$ nm et $\lambda_{f, \beta=1} = 1200$ nm, $\lambda_{f, \beta=6} = 1150$ nm..... 121

Tableau III. 2: Récapitulation des résultats de différentes structures optimisées..... 127

Chapitre IV

Tableau IV. 1 : La largeur de la BP de différentes structures du réflecteur fabriquées..... 152

Tableau IV. 2 : Les paramètres d'anodisation électrochimique utilisés pour élaborer la structure de RBQF à basse température ($T = - 20$ °C), la concentration de l'HF est de 35 %..... 163

INTRODUCTION

Face à l'augmentation des besoins énergétiques mondiaux, à l'épuisement prévisible des ressources d'énergies fossiles et à la dégradation globale de l'environnement, le développement de sources d'énergie respectueuses de l'environnement est nécessaire. Une des solutions consiste à développer des sources d'énergies renouvelables bon marché. Parmi lesquelles, l'énergie photovoltaïque qui consiste en la conversion directe de l'énergie solaire en énergie électrique. Elle est une des plus prometteuses et fait l'objet d'intenses recherches. Contrairement à d'autres énergies renouvelables (issues du vent, de la biomasse, de l'eau...), l'énergie solaire est disponible partout sur le globe avec plus ou moins d'intensité [1- 3].

L'industrie photovoltaïque (PV) connaît depuis quelques années une accélération des investissements de production de cellules et modules photovoltaïques [4, 5]. La production PV est dominée par les cellules solaires en silicium sous différentes formes cristallines [6]. En effet, l'abondance du silicium sur terre, son non toxicité et sa technologie maîtrisée dans le domaine de l'industrie microélectronique en font un matériau optimal. Les efficacités de conversion maximales de cette classe de cellules dites de 1^{ère} génération sont actuellement de 24,7% (c-Si) et 20,3% (mc-Si) [7].

Le développement de la capacité d'installation des cellules solaires de 1^{ère} génération est retenu par le coût de production des systèmes photovoltaïques, et en particulier ceux des cellules solaires [8]. La réduction du coût de production des modules solaires standard en silicium passe inévitablement par la réduction du coût de la plaquette et de la cellule. Cette dernière représente en effet plus de 29% du coût du module final, à cause notamment du coût de purification du silicium, mais surtout de la perte considérable de matériau lors de l'étape de découpe des lingots en plaquettes de silicium [9]. Par conséquent, la diminution de la quantité de silicium purifié utilisée, qui se traduit par la réduction de l'épaisseur des plaquettes de silicium utilisé dans la fabrication des cellules, pourrait engendrer une réduction considérable du coût PV [10]. Cependant, La diminution de l'épaisseur du silicium peut causer une baisse du rendement de conversion de la cellule à cause du volume de silicium réduit, qui pourra absorber l'énergie solaire et la convertir en énergie électrique [11]. Or, le coût de fabrication d'un module photovoltaïque (exprimé par watt-crête) est très sensible au rendement de

conversion du module, et par conséquent, une baisse de l'épaisseur de silicium ne doit pas se traduire par une baisse du rendement de conversion.

La solution proposée pour améliorer l'absorption des photons de faibles énergies dans les cellules solaire minces et d'implanter un réflecteur arrière (RA), qui pourrait arrêter la propagation de ces photons en dehors de la couche active de la cellule [12]. Dans ce contexte, certains groupes ont développé de nouvelles structures photovoltaïques en vue d'améliorer le confinement optique à l'intérieur de la cellule, parmi ces structures on note : les structures monocouches, les structures bicouches diélectriques et les miroirs de Bragg (MBs) [12-17]. Ces nouvelles structures photovoltaïques se basant essentiellement sur la déposition des couches diélectriques optimisées pour réfléchir au maximum la lumière atteignant la face arrière et limiter ainsi les pertes optique. Ces couches diélectriques doivent être minutieusement optimisées pour assurer une compatibilité avec le procédé de fabrication des cellules photovoltaïques (PV). Entre outre, elles doivent répondre à l'exigence de l'abaissement du coût de production PV [18]. Les MBs sont constitués d'une répétition périodique de deux couches diélectriques d'indices de réfraction différents et des 'épaisseurs optiques de l'ordre du quart de la longueur d'onde désirée [18]. L'avantage des miroirs de Bragg par rapport aux structures constituées de monocouches ou de bicouches diélectriques, c'est que ces miroirs peuvent refléter fortement la lumière sur une gamme spectrale plus large. Cette gamme spectrale de haute réflectivité est nommée la bande photonique du miroir (BP) [19]. Toutefois, la largeur de la BP du MB est limitée par le rapport entre les deux indices de réfraction des deux couches empilées [16, 17]. Les miroirs de Bragg chirpés et les miroirs de Bragg centrés sur des longueurs d'onde distinctes, empilés l'un sur l'autre sont utilisés pour élargir la BP du réflecteur arrière [20, 21]. Plusieurs matériaux déposés par différentes techniques font office de RA : SiO_2 , Si_3N_4 , a-Si : H, Al_2O_3 et le silicium poreux (SP) [12-17].

Ces dernières années, plusieurs recherches se sont focalisées sur le silicium poreux (SP) en vue d'élaborer des structures multicouches poreuses optimisées et qui assurent une meilleure réflexion des photons de faibles énergies, et cela grâce à ses nombreuses propriétés, dont on cite :

- La méthode électrochimique pour l'élaboration du SP est facile à mettre en œuvre et n'est pas coûteuse. En plus, elle assure une bonne homogénéité en surface et permet une bonne maîtrise des paramètres de fabrication [22].

- La possibilité de varier son indice de réfraction en fonction de la porosité, de contrôler l'épaisseur de la couche poreuse gravée et la réalisation de structures multicouches en une seule étape de fabrication et sans complexité [23].
- Le SP ayant la capacité d'absorber les impuretés métalliques, qui peuvent provenir du substrat de bas coût utilisé comme support, et limiter ainsi la concentration de défauts profonds dans le volume de la cellule épitaxiée [20, 24].
- Le SP peut également assurer la conduction du courant vers le contact [25].
- Le SP est adapté pour les ouvertures locales par laser pour former le contact local il supporte ainsi les procédés à haute température [18, 25, 26].

L'objectif de ce travail de thèse est d'optimiser le réflecteur arrière à base de silicium poreux dans l'intervalle : 800-1200 nm, et cela en menant une étude plus approfondie des différentes structures du réflecteur arrière à base de multicouche de silicium poreux.

La thèse est structurée comme suit :

Le premier chapitre est consacré à la présentation du contexte énergétique dans le monde plus précisément l'énergie photovoltaïque et son aspect économique. Nous y exposerons brièvement le principe de fonctionnement des cellules photovoltaïques en silicium et leurs caractéristiques principales, les technologies de la filière de cellules solaires minces en silicium : les cellules photovoltaïques amincies par le procédé standard et celle des cellules solaires en couche mince épitaxie sur des substrats de faible coût. Nous y décrirons également les conséquences majeures du passage au substrat mince sur les caractéristiques électriques et optiques de la cellule photovoltaïque. Les moyens d'amélioration du piégeage optique sur la face arrière des cellules solaires en silicium seront développés aussi dans ce chapitre.

Le deuxième chapitre présente, dans un premier temps une étude détaillée du processus d'élaboration du silicium poreux par la méthode d'anodisation électrochimique, ainsi que les mécanismes complexes mis en jeu lors de sa formation. Le phénomène de l'amorçage et de passivation des pores y est expliqué. Les propriétés optiques et morphologiques du silicium poreux, ainsi que les méthodes de fabrication des structures multicouches seront exposées. Ensuite, les différentes méthodes de caractérisation utilisées dans ce travail, permettant de

caractériser les propriétés optiques et structurales du silicium poreux sont décrites. La méthode de modulation des spectres de réflectivité qui permet de déterminer les propriétés optiques (indices de réfractions et épaisseurs) des couches de silicium poreux est abordée dans ce chapitre.

Le troisième chapitre est structuré en deux parties. Dans la première partie, nous allons rappeler les principes de base qui gouvernent la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques. Nous décrirons également les éléments théoriques qui permettent le calcul des propriétés optiques de deux milieux d'indices différents. Nous présenterons dans ce même contexte un modèle qui permet de calculer les propriétés optiques des milieux stratifiés et une méthode approximative qui permet la détermination de la loi de dispersion des milieux inhomogènes, cela permet de simuler le comportement optique des films inhomogènes et de déterminer en particulier leur coefficient de réflexion.

Dans la deuxième partie, nous présenterons les résultats de simulation obtenus pour les différentes structures du RA étudiés.

Le dernier chapitre est consacré à la présentation du processus de fabrication des structures optimisées dans le troisième chapitre. Nous commencerons notre étude expérimentale par le choix des conditions d'anodisation électrochimique à température ambiante, à savoir la concentration d'acide fluoridrique dans l'électrolyte et la gamme de la densité de courant appliquée, sur des substrats de type P⁺. Une présentation des spectres de réflectivité et des images MEB est illustrée. Ensuite, nous introduisons les raisons pour lesquelles nous avons choisi de travailler à basse température et nous présenterons en outre les courbes des spectres de réflectivité obtenus à basse température (T = - 20 °C). En fin, nous illustrons l'impact d'un réflecteur arrière constitué d'une seule couche de SP sur l'amélioration de la réflectivité interne, l'absorption de la lumière et le photon courant d'une cellule solaire mince.

Bibliographie:

- [1] International Renewable Energy Agency, “Renewable Power Generation Costs in 2014: An Overview,” Irena Homepage, 2015.
- [2] Officers of the World Energy Council, “2010 survey of energy resources,” rapport du Conseil Mondial de l’Energie, page 408, 2010.
- [3] Energie-Atlas, données de Meteonorm 6.0. <http://www.energie-atlas.ch>.
- [4] <https://fr.statista.com/statistiques/753480/capacite-solaire-photovoltaique-monde/>
- [5] <https://fr.statista.com/statistiques/753498/capacite-puissance-solaire-photovoltaique-nouvellement-installee-selon-le-pays-monde/>
- [6] « IHS Markit - PV Module Supply Chain Tracker », 2018.
- [7] W. C. O’Mara, R. B. Herring, and L. P. Hunt, Handbook of Semiconductor Silicon Technology, Noyes Publications, Park Ridge, New Jersey, U.S.A, 1990.
- [8] « Plan d’action national en faveur des énergies renouvelables - Période 2009-2020 », Ministère de l’écologie, de l’énergie, du développement durable et de la mer – République Française, 2009, <https://temis.documentation.developpement-durable.gouv.fr/>
- [9] Doris NICKLAUS, Stéphane GLORiant, Aurélie LECUREUIL, Hélène GAUBERT, « Le photovoltaïque : choix technologiques, enjeux matières et opportunités industrielles » ; Document édité par : Commissariat général au développement durable, page 26, Décembre 2020.
- [10] “International Technology Roadmap for Photovoltaic Seventh Edition (www.itrpv.net)”, 2016.
- [11] R. Brendel, Thin-film crystalline silicon solar cells: physics and technology. John Wiley & Sons, Weinheim, Germany, 2011.

- [12] D. Kray, M. Hermle, and S. W. Glunz, “Theory and experiments on the back side reflectance of silicon wafer solar cells,” *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 16, no. 1, pp. 1–15, 2008.
- [13] Tucci, L. Serenelli, E. Salza, L. Pirozzi, G. De Cesare, D. Caputo, M. Ceccarelli, Bragg reflector and laser fired back contact in a-Si:H/c-Si heterostructure solar cell, *Materials Science and EngineeringB*, Vol. 159–160, pp. 48–52, March. 2009.
- [14] Julien Dupuis, *Elaboration et caractérisation de couches de SiOxNy :H et SiNx :H réalisées par méthode PECVD : application à la face arrière des cellules photovoltaïques en silicium*, Thèse de Doctorat de l’Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, soutenue le 27 novembre 2009.
- [15] L. REMACHE, T. NYCHYPORUK, N. GUERMIT, E. FOURMOND, A. MAHDJOUR, M. LEMITI, Optical properties of porous Si/PECVD SiNx:H reflector on single crystalline Si for solar cells, *Materials Science-Poland*, Vol. 34(1), pp. 94-100, 2016.
- [16] I.I. Ivanov, T.V. Nychyporuk, V.A. Skryshevsky, M. Lemiti, Thin silicon solar cells with SiOx /SiNx Bragg mirror rear surface reflector, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, Vol. 12, N 4, pp. 406-411, 2009.
- [17] I.I. Ivanov, V.A. Skryshevsky, T. Nychyporuk, M. Lemiti, A.V. Makarov, N.I. Klyui, O.V. Tretyak, Porous silicon Bragg mirrors on single and multi-crystalline silicon for solar cells, *Renew. Energy* ; Vol. 55, pp.79–84, 2013.
- [18] Félix Gérenton, *Procédés innovants adaptés aux cellules photovoltaïques PERC en couches minces de silicium cristallin*, thèse de Doctorat de l’Université de Lyon-France, soutenue le 16/ 12/ 2016.
- [19] V. Agarwal, J.A. del Río, Tailoring the photonic band gap of a porous silicon dielectric mirror, *Appl. Phys. Lett.* 82, 1512–1514, 2003.
- [20] I. J. Kuzma-Filipek, F. Duerinckx, E. V. Kerschaver, K. V. Nieuwenhuysen, G. Beaucarne, and J. Poortmans, “Chirped porous silicon reflectors for thin-film epitaxial silicon solar cells,” *Journal Of Applied Physics* , vol. 104, no. 7, p. 073529, 2008.

- [21] I. Kuzma-Filipek, K.V. Nieuwenhuysen, J.V. Hoeymissen, M.R. Payo, E. V. Kerschaver, J. Poortmans, R. Mertens, G. Beaucarne, E. Schmich, S. Lindekugel, S. Reber, Efficiency (> 15 %) for thin-film epitaxial silicon solar cells on 70 cm² area offspec silicon substrate using porous silicon segmented mirrors, *Prog. Photovolt. Res. Appl.* Vol.18, p.137–143, 2010.
- [22] R. L. Smith, S. D. Collins, “Porous silicon formation mechanisms”, *Journal of applied physics*, Vol.71, no 8, R1- R22, 1992.
- [23] V. Agarwal, Porous silicon multilayers and superlattices, in: L. Canham (Ed.), *Handbook of Porous Silicon*, Springer, Cham, pp. 153–162, 2018.
- [24] H. S. Radhakrishnan, C. Ahn, J. Van Hoeymissen, F. Dross, N. Cowern, K. Van Nieuwenhuysen, I. Gordon, R. Mertens, and J. Poortmans, “Gettering of transition metals by porous silicon in epitaxial silicon solar cells,” *physica status solidi (a)*, vol. 209, pp. 1866–1871, Oct. 2012.
- [25] Maïlys Grau, Réalisation de nouvelles structures de cellules solaires photovoltaïques à partir de couches minces de silicium cristallin sur substrat de silicium préparé par frittage de poudres, Thèse de Doctorat de l’Institut National des Sciences Appliquées de Lyon - France, Soutenue le 4 mai 2012.
- [26] F. Duerinckx, I. Kuzma-Filipek, K. Van Nieuwenhuysen, G. Beaucarne, and J. Poortmans, Reorganized Porous Silicon Bragg Reflectors for Thin-Film Silicon Solar Cells, *IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS*, Vol. 27, no. 10, October 2006.

Chapitre I: Cellules solaires minces et réflecteur arrière

Introduction

Ce chapitre présente les notions de base indispensables à la compréhension du sujet dans sa globalité, avant d'aborder plus en détail les travaux effectués dans le cadre de cette thèse. Nous présenterons d'abord le contexte énergétique dans le monde, plus précisément l'énergie photovoltaïque et son aspect économique, nous décrirons ensuite le principe de fonctionnement des cellules photovoltaïques en silicium et leurs caractéristiques principales. Nous exposerons brièvement les technologies de la filière des cellules solaires minces en silicium : les cellules photovoltaïques amincies par le procédé standard et celle des cellules solaires en couche mince déposées par épitaxie sur des substrats de faible coût. Les conséquences majeures du passage au substrat mince sur les caractéristiques électriques et optiques de la cellule photovoltaïque, est un point qui devra être exposé brièvement dans ce chapitre. Enfin, nous terminerons par l'étude des moyens d'amélioration du phénomène de piégeage optique sur la face arrière des cellules solaire en silicium.

I.1 Le contexte énergétique

I.1.1 Les énergies renouvelables

À la croissance de notre société est indéniablement associée une consommation énergétique effrénée, nécessaire au développement de l'industrie, du transport ou encore de l'agriculture. Notre consommation, de plus en plus importante d'année en année, soulève de nombreuses problématiques. Encore aujourd'hui, la production énergétique mondiale provient très majoritairement des énergies fossiles comme le pétrole (31,7%), le charbon (28,1%), ou le gaz naturel (21,6%) [1]. Ces derniers sont par définition limités à l'échelle de la planète, et l'augmentation de la consommation énergétique mondiale précipite le tarissement de ces sources d'énergie. Notre consommation énergétique ne peut donc pas se poursuivre sur le long terme en gardant ce fonctionnement basé sur des sources non renouvelables. De plus, l'extraction, la transformation et l'utilisation de ces ressources sont bien connues pour perturber l'équilibre naturel de la planète. L'exemple le plus connu (mais loin d'être unique) est le réchauffement climatique, dû notamment à l'émissions de gaz à effet de serre comme le dioxyde de carbone [2]. Ces problèmes sont très amoindris en ce qui concerne des énergies renouvelables. Ces dernières sont variées mais certaines définitions plus strictes désignent comme énergies renouvelables les énergies basées sur l'exploitation d'un flux, principalement le rayonnement solaire, le vent et les circulations d'eau (rivières ou courants marins), qui se renouvellera en permanence à l'échelle de temps de l'humanité et qui sont mieux réparties sur le globe. En outre, elles sont aussi peu génératrices de gaz à effet de serre [3]. Cependant, elles sont encore très minoritaires dans la production d'énergie. Cela est attribué à une densité de production d'énergie faible, des coûts élevés et des rendements encore trop bas. Résoudre ces difficultés permettrait donc d'augmenter leur part dans le bouquet énergétique et ainsi d'atténuer les inconvénients que l'utilisation massive d'énergies fossiles nous fait subir. La **Figure I. 1** représente l'évolution, entre 2010 et 2014, du coût du kWh pour les différentes filières des énergies renouvelables, pour des installations de toutes dimensions à travers le monde. Il apparaît donc que de nombreuses sources d'énergies renouvelables, dont l'éolien, sont devenus compétitives par rapport aux énergies fossiles traditionnelles. Les technologies de production solaires, encore chères, connaissent une diminution drastique de leur coût qui devrait l'équilibrer avec celui des autres énergies d'ici 2025 selon l'IEA (International Energy Agency) [3].

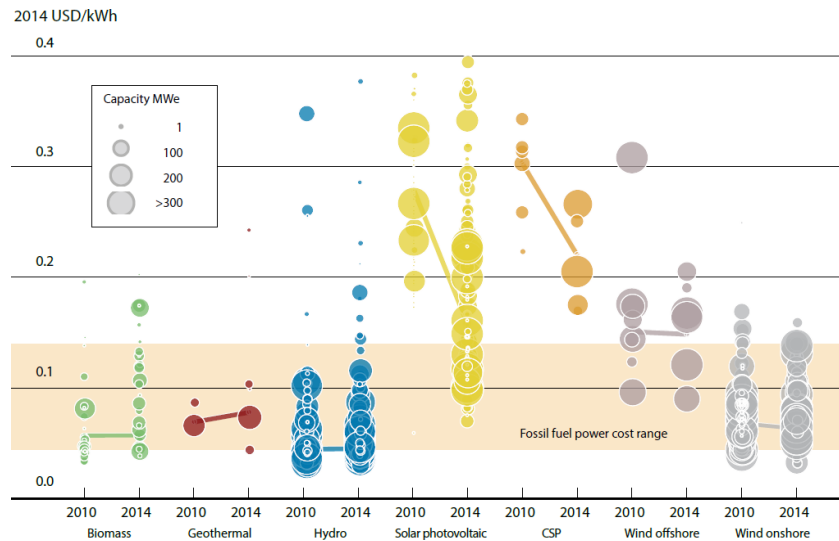


Figure I. 1: Schéma regroupant les différents coûts (en \$ / kWh) de production des énergies renouvelables ; les valeurs pour l'année 2010 et l'année 2014 sont données [3] (CSP : photovoltaïque à concentration).

Il est important de noter que la part du solaire dans les graphiques ci-dessus regroupe les deux principales technologies. La technologie des panneaux photovoltaïques dans laquelle on utilise les propriétés des semi-conducteurs qui génèrent un courant électrique en présence de la lumière. La seconde technologie est celle des centrales solaires thermiques et thermodynamiques (CSP), qui consiste à utiliser des miroirs pour concentrer le rayonnement solaire sur un point focal permettant d'avoir des températures très élevées allant de 400 à 1000°C pour produire l'électricité.

I.1.2 L'énergie photovoltaïque

L'énergie solaire photovoltaïque est issue de la conversion directe de la lumière venant du soleil, en électricité. Cette dernière est une forme d'énergie des plus pratiques car aisément exploitable pour de très nombreux usages. Indépendamment des points communs avec les autres énergies renouvelables, l'énergie photovoltaïque (ENPV) reste toutefois une voie extrêmement prometteuse pour l'avenir pour de nombreux arguments. Tout d'abord, la ressource de ENPV (le rayonnement solaire) est relativement bien répartie à la surface du globe et facilement disponible, ce qui la rend particulièrement appropriée aux régions isolées [4, 5]. Le recouvrement de 5% des déserts suffirait à alimenter toute la planète [6]. Ensuite, le caractère modulaire des panneaux photovoltaïques permet un montage simple et adaptable à

des besoins énergétiques divers. En outre, La production photovoltaïque est efficace indépendamment de l'échelle du dispositif, ce qui la désigne comme une solution sérieuse aux besoins de mobilités, de transportabilité et de production régionalisée. De plus, Les technologies et dispositifs photovoltaïques sont très robustes et demandent peu de maintenance et sont garantis pour des durées d'exploitation de 25 à 30 ans, ce qui rend leurs coûts de fonctionnement très faibles [7].

I.1.2.1 Les différentes filières du photovoltaïque

Il existe plusieurs catégories de cellules solaires : les cellules à base de silicium cristallin (c-Si), les cellules en couches minces inorganiques ou organiques ou encore les structures tandems/ multi-jonctions à base de semi-conducteurs III-V. Néanmoins, deux technologies se partagent le marché de la production de masse : les cellules à base de silicium (Si)-monocristallin ou multicristallin- dominant le marché à 91% et les couches minces quant à elles représentent les 9% restant (voir **Figure I. 2**) [8]. Cette répartition peut notamment être justifiée par le rendement de conversion moyen des modules commercialisés s'élevant pour la technologie à base de silicium entre 17% et 21% (pour des substrat monocristallins) contrairement aux couches minces n'excédant pas les 16% [8]. Le coût de fabrication de ces derniers est plus faible en comparaison avec les cellules en Si [9].

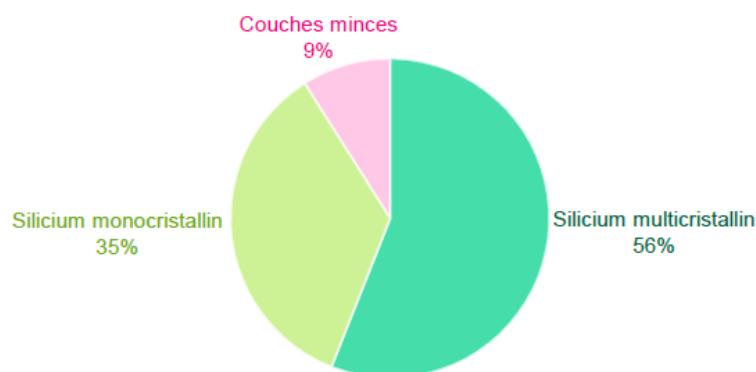


Figure I. 2: Répartition de la production photovoltaïque en fonction des différentes technologies [8].

Les pourcentages représentent la puissance produite pour chacune des technologies sur une année. Il est estimé qu'en 2017 autour de 97,5 GWc de puissance ont été produits.

De manière générale, les cellules organiques bien que peu onéreuses ne sont ainsi que très peu répandues à l'échelle industrielle de par leurs faibles rendements. Les cellules tandems et multi-jonctions, permettent quant à elles d'obtenir de plus hauts rendements de conversion mais présentent à l'heure actuelle un coût de production trop élevé pour les applications photovoltaïques terrestres industrielles.

I.1.2.2 Le contexte mondiale du photovoltaïque

La part de l'ENPV dans le bouquet énergétique mondial est encore très faible, mais sa capacité de production croît de façon significative au cours des années, comme en témoigne la **Figure I. 3 (a)**. On peut constater que la capacité en énergie solaire photovoltaïque a grandi dans les années 2006 - 2018, passant de moins de dix gigawatts en 2007 à plus de 505 gigawatts en 2018 [10].

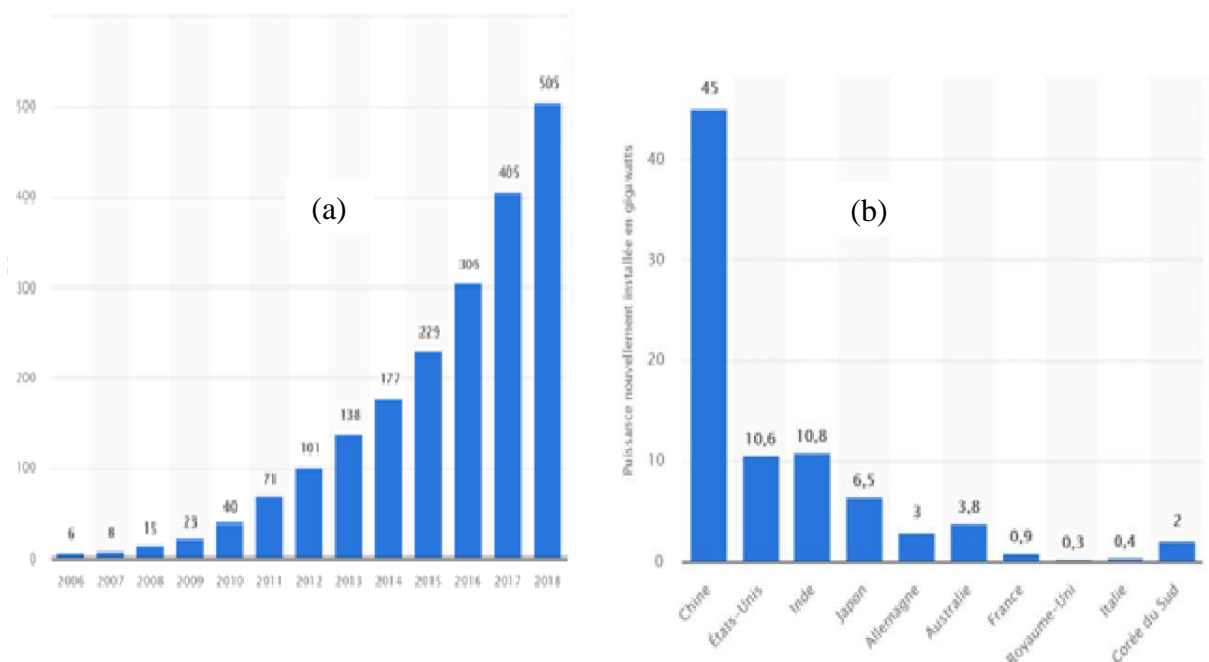


Figure I. 3: (a) Évolution de la capacité installée d'énergie solaire photovoltaïque dans le monde de 2006 à 2018 [10]. (b) Puissance solaire photovoltaïque nouvellement installée dans le monde en 2018, selon le pays et en gigawatts [11].

Cette croissance est portée par le marché Chinois qui a le plus ajouté de nouvelles capacités en 2018 (Il a installé environ de 45 GW en 2018). Les États -Unis et l'Inde est juste derrière avec près de 10,6 GW de puissance PV installé puis viennent ensuite le Japon et

l'Australie avec 6,5 GW et 3,8 GW. Des développements majeurs sont également en cours dans d'autres pays européens notamment l'Allemagne qui a installé près de 3 GW d'énergie PV en 2018 [11] (voir **Figure I. 3 (b)**).

Malgré le marché dynamique de l'énergie photovoltaïque, sa part dans le mix énergétique n'a pas dépassé 2,4 % en 2018 [12]. Cette faible exploitation d'une ressource aussi abondante s'explique par son coût, point extrêmement critique pour le choix d'investir dans une ressource énergétique plutôt que dans une autre. Le prix de l'électricité est fixé par l'ensemble des sources d'énergie déjà présentes sur le réseau, et par conséquent, une nouvelle ressource ne pourra s'installer de façon pérenne que si son coût permet la parité avec le réseau.

I.1.2.3 Coût photovoltaïque

Le coût PV exprimé en euro ou dollar par watt crête (W_c), correspond à la puissance électrique produite dans des conditions standard d'exposition. Il vient d'une part de l'environnement de l'installation (ensoleillement notamment), et d'autre part des différents éléments du système et de leur exploitation : rattachement au réseau, éléments de puissance (onduleurs), montage de l'installation, coût du terrain, et finalement modules photovoltaïques. La valeur du coût PV permet de mesurer la rentabilité d'une technologie pour un industriel, et a également un impact direct sur le prix de l'électricité et sur le temps de retour énergétique (temps nécessaire pour produire autant d'énergie que consommé pour la fabrication du système) [13]

Les prix de production des différentes technologies photovoltaïques ont jusqu'à maintenant suivi une courbe d'apprentissage, diminuant avec la capacité de production industrielle (**Figure I. 4**). La pente de chaque courbe mesure donc la rapidité de l'apprentissage. Les coûts de production des modules ont baissé plus vite pour le silicium cristallin en comparaison avec les modules à base de la technologie des couches minces faites de CdTe (Tellure de cadmium) et CIGS (Cuivre, indium, gallium et sélénium) (**Figure I. 4**). L'avantage sur les prix qu'avaient initialement les technologies couches minces a donc fini par quasiment disparaître [14]. En raison de cette réduction des prix, la parité avec le réseau, signifiant que l'électricité photovoltaïque a atteint le prix de l'électricité conventionnelle, a été atteinte ou en est proche dans de nombreux pays [15, 16].

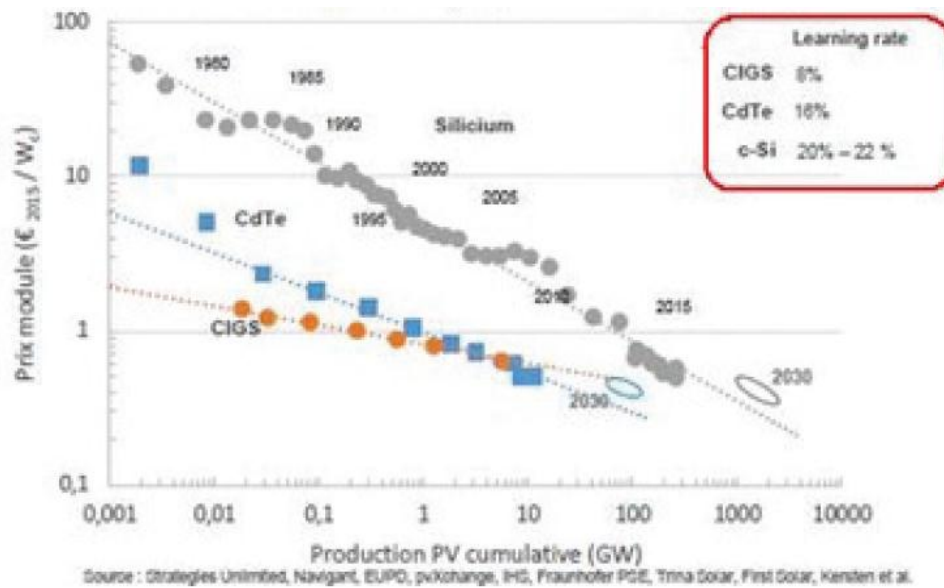


Figure I. 4: Courbes d'apprentissage pour les technologies du PV [14].

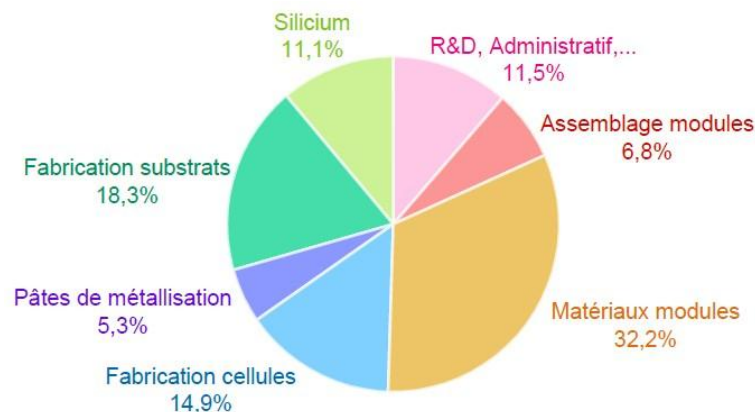


Figure I. 5: Répartition des coûts de production lors de la fabrication d'un panneau photovoltaïque [17].

Cette répartition peut différer en fonction des technologies employées, mais aussi de la zone géographique de production. La répartition des coûts représentée sur le graphe correspond à la production d'un module de 60 cellules monocristallines fabriqué en Chine en 2018 et revenant à un prix final de 0,37 U.S.\$ par Watt.

Afin d'atteindre la partie réseau dans l'ensemble des pays, le coût des systèmes photovoltaïques doit encore être fortement réduit. Différents leviers ont été utilisés pour réduire ces coûts. Au niveau de module photovoltaïque, la baisse du prix par watt crête peut se faire

par une réduction des coûts de production ou l'amélioration du rendement. Concernant l'ENPV à base de silicium cristallin, le procédé de mise en module (matériaux et assemblage) ainsi que la production du substrat de silicium (matière première, fabrication et sciage) représentent les deux coûts majeurs de la fabrication de panneaux photovoltaïques (voir **Figure I. 5**).

Plusieurs aspects ont été proposés pour la réduction des coûts de production des cellules photovoltaïques en silicium. La réduction de la quantité du silicium nécessaire à une cellule est l'un de ces aspects. Cette réduction de la consommation de matériau passe nécessairement par une réduction de l'épaisseur de silicium dans la cellule, qui constitue la couche active de la cellule. La diminution de l'épaisseur de silicium peut causer une baisse du rendement de conversion de la cellule à cause du volume de silicium réduit pour absorber l'énergie solaire et la convertir en énergie électrique. Or, le coût de fabrication d'un module photovoltaïque (exprimé par watt-crête) est très sensible au rendement de conversion du module [17], et par conséquent, une baisse de l'épaisseur de silicium ne doit pas se traduire par une baisse du rendement de conversion. La problématique est alors double : trouver les solutions techniques permettant la réduction de l'épaisseur de silicium tout en conservant le coût réduit de fabrication ; et maintenir dans ces conditions un rendement de conversion proche de celui d'une cellule photovoltaïque d'épaisseur standard, voire meilleur.

I.2 Fonctionnement d'une cellule photovoltaïque au silicium cristallin

I.2.1 Principe de la conversion photovoltaïque

La conversion de l'énergie solaire en électricité repose sur l'effet photoélectrique, découvert par A. Becquerel en 1835 et expliqué par A. Einstein en 1905 [18]. Cet effet consiste à la génération des charges électriques libres (paires électron/ trous) en absorbant des photons (de rayonnement solaire) par un matériau. Les porteurs libres photogénérés sont ensuite séparés et collectés dans un circuit électrique extérieur. Dans le cas de la cellule photovoltaïque classique biface en silicium, la séparation des porteurs de charges se fait grâce à la jonction PN (**Figure I. 6**). Cette dernière est la juxtaposition de deux zones, l'une comportant un fort excès d'électrons libres : partie N, et l'autre comportant un fort défaut d'électrons libres (ou excès de trous), partie P. La jonction PN engendre un champ électrique dans la zone de charge d'espace, à l'interface des deux zones N et P. Les photons incidents créent des porteurs dans les zones N

et P et dans la zone de charge d'espace. Ces porteurs ont un comportement différent suivant la région où ils sont générés :

- Dans la zone N ou P, les porteurs minoritaires qui atteignent la zone de charge d'espace sont "envoyés" par le champ électrique dans la zone P (pour les trous) ou dans la zone N (pour les électrons) où ils seront majoritaires. On aura un photo-courant de diffusion.
- Dans la zone de charge d'espace, les paires électron/trou créées par les photons incidents sont dissociées par le champ électrique : les électrons vont aller vers la région N, les trous vers la région P. On aura un photo-courant de génération.

Ces deux contributions s'ajoutent pour donner un photo-courant résultant I_{ph} . C'est un courant de porteurs minoritaires. Il est proportionnel à l'intensité lumineuse.

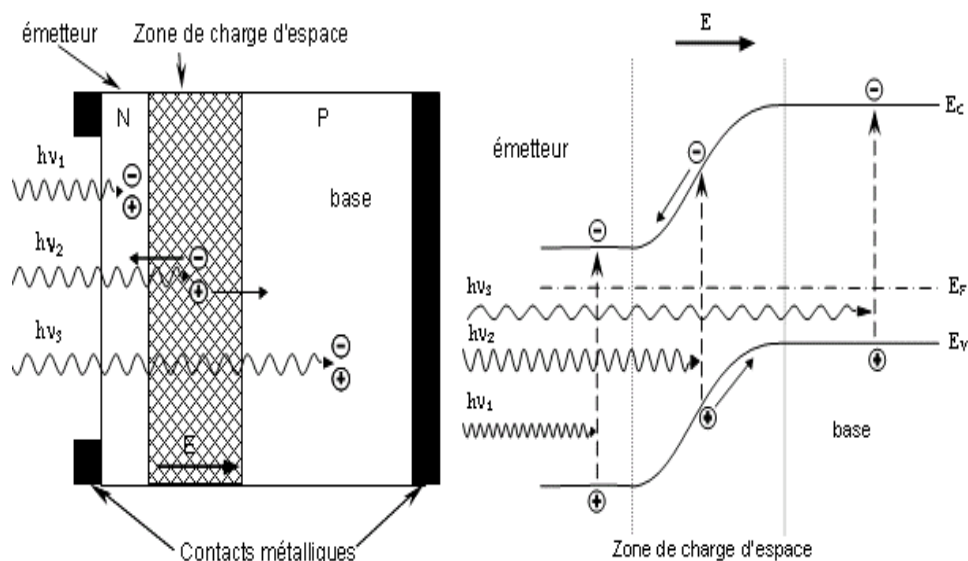


Figure I. 6 : Schéma d'une cellule solaire (droite) et schéma de la structure de bandes correspondant [19].

I.2.2 Caractéristiques électriques d'une cellule photovoltaïque

Le courant débité par la cellule photovoltaïque, sous éclairage normalisé (spectre solaire AM1.5G, d'une puissance de 1000 W/ m², à 25°C), est la somme du courant d'obscurité de la diode et du courant photogénéré; il s'écrit:

$$I(V) = I_{\text{obsc}}(V) - I_{\text{ph}} \quad \text{Eq. I. 1}$$

Ainsi, il existe deux courants opposés au sein de la cellule : le courant I_{ph} , obtenu par éclairage, contribue au courant inverse de la diode et le courant d'obscurité I_{obsc} , direct, résulte de la polarisation du composant. Les caractéristiques sous obscurité et sous éclairage sont représentées sur la **Figure I. 7**.

A partir des caractéristiques $I(V)$ d'une cellule photovoltaïque, on déduit les paramètres suivants :

- I_{cc} : le courant de court-circuit (obtenu pour $V = 0$) qui caractérise le courant de sortie de la cellule si la charge à ses bornes est d'impédance nulle. Elle dépend ainsi de l'efficacité de collecte du courant généré et est ainsi liée aux mécanismes de recombinaisons volumique et surfacique. Par ailleurs, J_{SC} est aussi lié aux pertes optiques de la cellule (réflexion et absorption).
- V_{OC} : la tension de circuit ouvert obtenue lorsque le courant de sortie est nul ($I = 0$). Elle est dépendante des différentes recombinaisons de charges au sein du dispositif photovoltaïque. Ainsi, le V_{OC} est fortement dépendant des défauts initialement présents dans le substrat, du taux d'impureté dans les zones surdopées ainsi que du taux de recombinaisons surfaciques lié à l'état de passivation de surface.
- I_{m} et V_{m} : courant et tension qui correspondent à la puissance maximale P_{m} fournie par la cellule photovoltaïque avec :

$$P_{\text{m}} = V_{\text{m}} I_{\text{m}} \quad \text{Eq. I. 2}$$

- le facteur de forme FF:

$$FF = \frac{V_m I_m}{V_{OC} I_{CC}} \quad \text{Eq. I. 3}$$

Ce facteur détermine la qualité électrique de la cellule : il compte des effets des résistances série et parallèle. Des valeurs proches de 0, 80 sont très convenables.

- Le rendement de conversion, η , qui correspond au rapport entre la puissance électrique maximale fournie par la cellule et la puissance solaire incidente :

$$\eta = \frac{V_m I_m}{P_i S} = \frac{FF V_{OC} I_{CC}}{P_i S} \quad \text{Eq. I. 4}$$

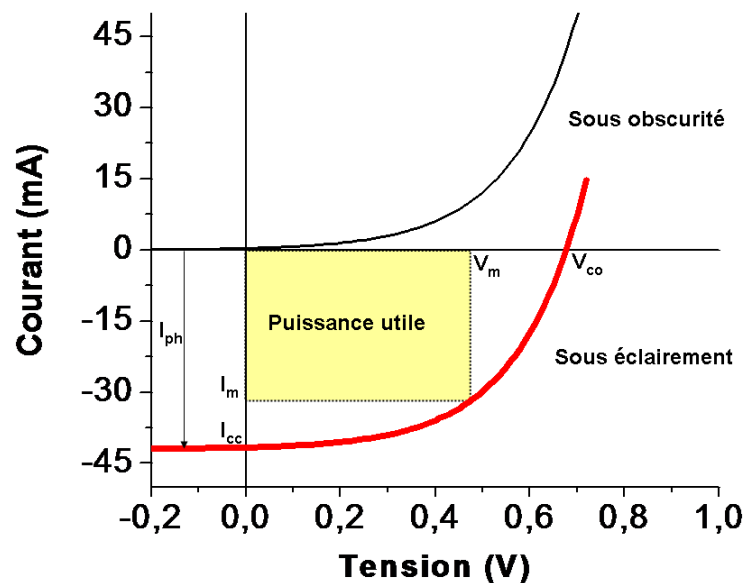


Figure I. 7 : Caractéristiques courant-tension sous obscurité et sous éclairage d'une cellule photovoltaïque [19].

Avec P_i , puissance de l'éclairage reçue par unité de surface (1000 W.m^{-2} dans les conditions normalisées) et S , surface de la cellule photovoltaïque.

- Les résistances série R_s , qui quantifient les pertes de courant dans les métallisations, au niveau des contacts et du substrat. Une valeur correcte est de $0,5 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ [19].
- La résistance parallèle R_p , qui met en évidence les courants de fuite au niveau de la jonction PN. Des valeurs élevées sont préférables, supérieures à $10000 \Omega \cdot \text{cm}^{-1}$ [19].

I.2.3 Propriétés spectrales

Les caractéristiques électriques de la cellule photovoltaïque obtenues avec une caractérisation $I(V)$ nous renseignent que sur les performances globales de celle-ci sans indiquer précisément leurs origines. Cependant, ses propriétés spectrales déterminant les réponses de la cellule en fonction de la longueur d'onde tel que : le rendement quantique externe et interne, nous permettent de localiser dans la cellule les sources qui limitent (ou non) ses performances.

Le rendement quantique externe (η_{ext}), compris entre 0 et 1, est le rapport entre le nombre de paires électrons trous photo-générés collectés par les contacts ohmiques et le nombre de photons incidents pour une longueur d'onde donnée. D'autre part, le rendement quantique interne (η_{int}) prend en considération que les photons absorbés : le nombre de paires électrons-trous collectés divisé par le nombre de photons absorbés.

$$\eta_{\text{ext}} = \frac{J_{\text{ph}}(\lambda)}{q N(\lambda)} \quad \text{et} \quad \eta_{\text{int}} = \frac{J_{\text{ph}}(\lambda)}{q N(\lambda) [1-R(\lambda)-T(\lambda)]} \quad \text{Eq. I. 5}$$

Où :

- $J_{\text{ph}}(\lambda)$: la densité de courant fournie sous éclairage par la longueur d'onde λ .
- $N(\lambda)$: le nombre de photons incidents.
- $R(\lambda)$: le coefficient de réflexion à la surface d'une cellule solaire.
- $T(\lambda)$: le coefficient de transmission à travers la surface arrière d'une cellule solaire.

➤ q : la charge de l'électron.

Alors, l'influence des pertes optiques comme la réflexion (R) ou la transmission à travers la cellule peuvent être vu sur la courbe de η_{ext} mesurés en fonction de la longueur d'ondes de la lumière incidente. L'impact de la longueur de diffusion et les recombinaisons en surface et en volume apparaissent également dans la courbe de $\eta_{\text{ext}}(\lambda)$. Le rendement quantique interne tient en compte beaucoup plus les caractéristiques propres de la cellule tel que: la longueur de diffusion des porteurs et les recombinaisons en surface et en volume.

En effet, nous savons bien que le coefficient d'absorption du silicium varie avec la longueur d'onde du rayonnement (il diminue avec la longueur d'onde du rayonnement), les photons de faible longueur d'onde sont absorbés près de la surface (dans l'émetteur) alors que ceux de longueur d'onde plus élevée sont majoritairement absorbés au cœur de la cellule (dans la base). Il est donc possible d'accéder au comportement et à l'efficacité de chaque région de la cellule.

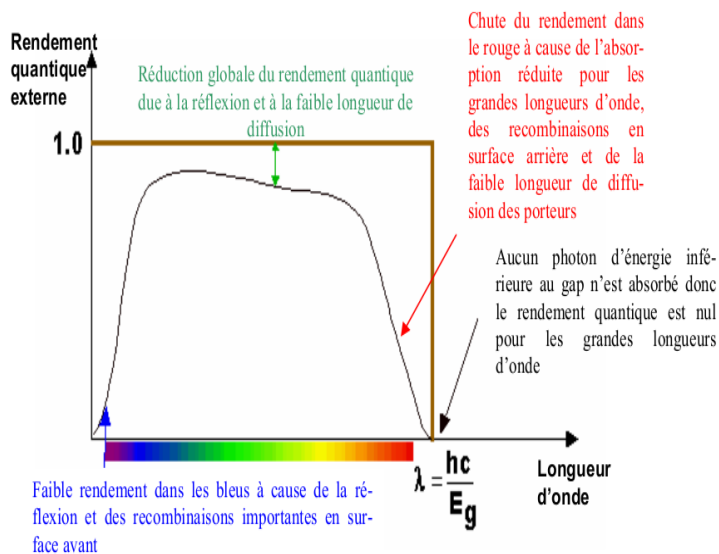


Figure I. 8: Rendement quantique externe d'une cellule photovoltaïque (d'après [20])

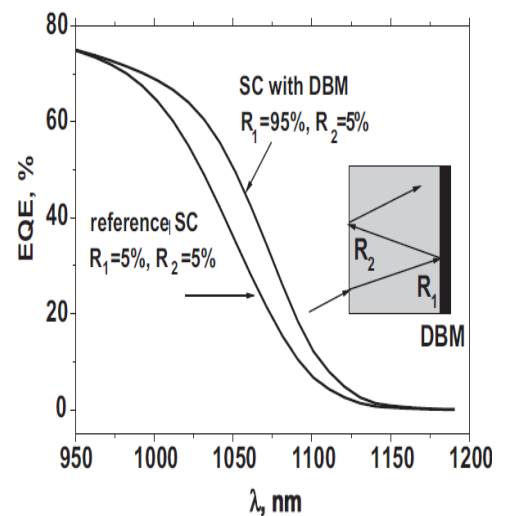


Figure I. 9 : L'influence du réflecteur arrière sur le rendement quantique externe (EQE) d'une cellule solaire de silicium d'épaisseur 200 μm . La simulation est effectuée en utilisant le logiciel PC1D [21].

Plusieurs facteurs sont responsables de la diminution du rendement quantique externe : citons les phénomènes de recombinaison aussi bien en surface qu'en volume, la longueur de diffusion des porteurs, la réflexion de la face avant ainsi que la transmission à travers la face arrière (il est à noter que l'influence de la transmission à travers la face arrière est négligeable pour les cellules solaire conventionnelles d'épaisseur supérieure à de 200 μm [21]). Les principaux facteurs de perte selon la longueur d'onde considérée sont illustrés sur la **Figure I. 8** [20].

La **Figure I. 9** montre que la faible réflexion, des de longueur d'onde située entre 950 et 1200 nm, sur la face arrière de la cellule ayant un impact destructif sur son rendement quantique externe. L'utilisation d'un réflecteur arrière pourrait améliorer significativement le η_{ext} (EQE) en augmentant le piégeage de la lumière sur cette face [21]. Ces résultats sont simulés à l'aide de logiciel de simulation PC1D.

I.3 Cellules solaires minces en silicium.

I.3.1 Cellules solaires conventionnelles amincies

➤ Introduction

La filière silicium des cellules solaires industrielle se divise en deux catégories: les cellules solaires à base de silicium monocristallin (mono-Si) et celles à base de silicium multicristallin (mc-Si). Les cellules en mono-Si sont conçues à partir du silicium monocristallin de première qualité, ce qui leur permet d'avoir de bons rendements, entre 16 et 18% [22], mais elles sont aussi les plus chères car plus énergivores et plus complexes à produire. Les cellules en mc-Si sont quant à elles moins coûteuses, car elles sont conçues à base de silicium polycristallin moins cher que le monocristallin. En revanche, elles offrent des rendements plus faibles, situés entre 13 à 15 % [22]. Il est important de préciser que ces rendements sont ceux obtenus à l'échelle industrielle. Les rendements obtenus en laboratoire sont beaucoup plus élevés, et le record atteint pour les cellules à base de silicium monocristallin est de 29% [23].

I.3.1.1 Procédé standard de fabrication des wafers de silicium cristallin

Le silicium cristallin utilisé pour la réalisation des cellules est généralement fabriqué selon deux procédés technologiques : le procédé Czochralski ou Cz pour le mono-Si et le procédé par solidification directionnelle pour le mc-Si, lesquels sont décrits dans les références [23-25]. Ces procédés permettent le tirage des lingots de silicium, de section circulaire ou carrée, pouvant faire jusqu'à 2 mètres de hauteur et 300 mm de diamètre. Une fois les lingots obtenus, ils sont découpés en briques, de façon à ce que leur surface corresponde à la taille des cellules finales. Les briques sont ensuite collées sur un support et sciées en fine plaquettes ou wafers au moyen d'une scie multi-fils (voir **Figure I. 10 (a)**) [26]. L'opération s'effectue en présence de slurry, une solution organique contenant des particules abrasives (SiC, diamant) en suspension. Les plaquettes obtenues ont une épaisseur d'environ 180 μm et présentent une zone écaillée due aux traits de scie, qui est retirée par un traitement chimique avant la fabrication des cellules.

La technique de découpe par scie à fils impose une limite d'épaisseur minimale des plaquettes découpées. En effet, la diminution de l'épaisseur des plaques en dessous de 150 μm est difficile à envisager à cause du risque de casse due aux contraintes mécaniques engendrées par les fils de la scie.

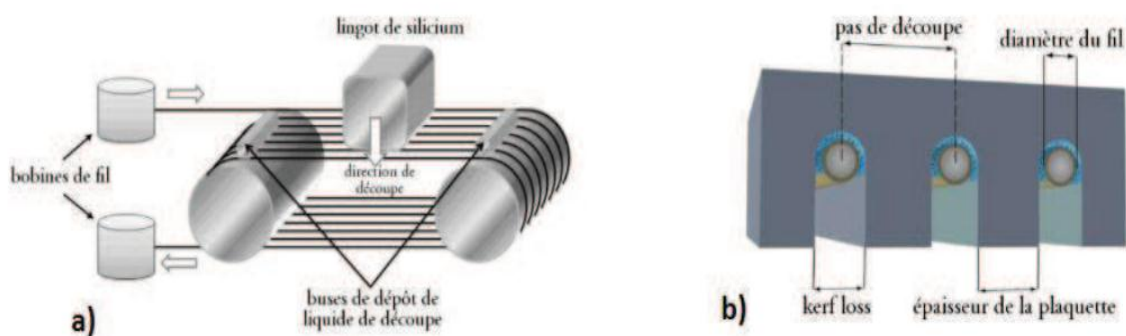


Figure I. 10: (a) Représentation schématique de la technique de découpe des plaquettes par scie multifils, (b) illustration de la perte de matière (Kerf-loss) engendrée par l'épaisseur des fils [24]

De plus, comme il est présenté sur la **Figure I. 10 (b)**, la largeur des fils qui transpercent la brique est à peu près égale à l'épaisseur des plaques. Ainsi, près de la moitié de la quantité

initiale de la brique de silicium est réduit en poudre (kerf loss) et est difficilement recyclable, car mélangé à la solution organique contenant des particules abrasives (slurry).

I.3.1.2 Limite d'amincissement des wafers de silicium cristallin par procédé standard

Nous venons de voir que la découpe des wafers de silicium par la scie à fils engendre des pertes représentant près de la moitié de la matière première initialement utilisée. Ces pertes ont un gros impact sur le coût total de fabrication d'un module photovoltaïque. On estime que les technologies conventionnelles de fabrication de modules utilisent environ 5 g de silicium par watt-crête [27], et que la fabrication du wafer, partant de la matière première jusqu'à la découpe du lingot en wafers, constitue environ 29,4 % du coût total du module et 65% de celui d'une cellule d'après la feuille de route de l'industrie photovoltaïque, l'International Technology Roadmap for Photovoltaic (ITRPV) [17,28]. Ainsi, depuis plusieurs années, se développent des technologies de découpe des wafers de plus en plus fins, avec deux objectifs : baisser les coûts de production et obtenir des rendements au moins équivalents, voire supérieurs à ceux obtenus avec des techniques conventionnelles.

L'évolution attendue de l'épaisseur des wafers de silicium utilisés pour la production de masse de cellules photovoltaïque est donnée sur la **Figure I. 11** [29].

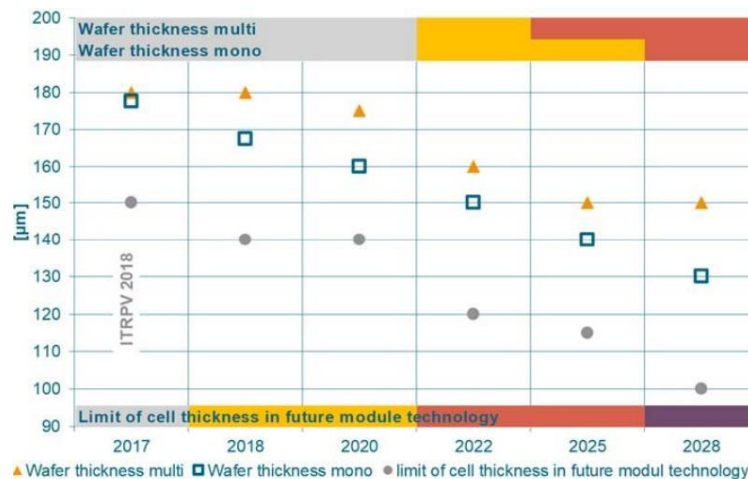


Figure I. 11: Prédictions de réduction des épaisseurs des wafers de silicium cristallin pour la production industrielle des cellules solaires [28].

Cette figure estime que l'épaisseur des wafers mono et multi devrait approcher respectivement 130 μm et 150 μm d'ici 2028.

Ces prédictions montrent une évolution très lente de l'industrie vers des wafers plus minces. Ensuite, l'épaisseur des wafers obtenus par sciage est limitée par la casse lors de la manipulation à cause de la fragilité accrue des wafers. Pour cette raison, il paraît a priori difficile d'aller vers une épaisseur inférieure à 90 μm [29]. Enfin, les pertes kerf ne dépendent que de la technologie de scie employée, et donc réduisant de manière significative l'épaisseur des wafers, les pertes kerf peuvent devenir aussi importantes, voire plus, que le silicium utilisé pour le wafer (**Fig. I.10 b**), ce qui réduit considérablement l'intérêt économique de ces wafers, à moins de recycler efficacement et à faible coût le silicium des pertes kerf. En conséquence, des technologies de production de wafers et de cellules photovoltaïques en rupture avec la technologie dominante actuelle, basée sur le sciage de lingots à des épaisseurs de plus en plus fines, doivent être explorées afin de poursuivre la réduction de l'épaisseur de silicium et des coûts de production.

I.3.2 Cellules solaires minces déposées par épitaxié sur un substrat faible coût

I.3.2.1 Caractéristiques principales

Les cellules en couches minces de silicium cristallin (ou Crystalline Silicon Thin-Film solar cells - CSiTF en anglais) sont des cellules solaires de même nature que celles des cellules solaires conventionnelles amincies présentées précédemment : Ce sont des jonctions de type PN, mais d'une épaisseur bien moindre, typiquement 10 à 50 μm d'épaisseur au lieu de 180 μm environ (**Figure I. 12**). Une plaquette de silicium aussi mince doit être attachée à un substrat plus rigide afin d'être manipulée pendant ses étapes de fabrication car elle est flexible et très fragile.

Ce substrat est de faible coût et il peut être élaboré par du silicium de qualité métallurgique comme les substrats de silicium fritté fabriqué par la société S' TILE ou bien d'un autre matériau comme la céramique ou le verre [30].

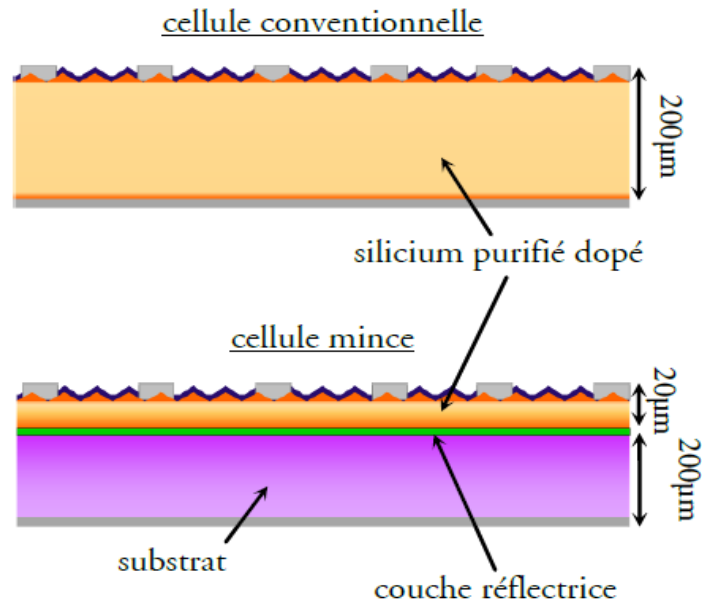


Figure I. 12: Schéma d'une cellule en couche mince de silicium cristallin [30].

I.3.2.2 Procédé de l'épitaxie en phase vapeur des couches mince de silicium cristallin

La plupart des cellules en couches minces de silicium cristallin sont fabriqués par le procédé de l'épitaxie en phase vapeur (VPE) développé pour la première fois par le Fraunhofer ISE [31]. Cette technique est parfois désignée abusivement par le terme plus général de CVD (Chemical Vapour Deposition). Celle-ci est basée sur un gaz en sursaturation en contact avec un solide cristallin, qui va chercher à réduire sa pression partielle pour se retrouver à l'équilibre thermodynamique en condensant sur le solide. Ainsi, un ensemble de réactions, dans le gaz et à la surface du solide, va se produire, conduisant à une croissance cristalline en surface du solide (Fig. I. 13) [13].

En pratique, la croissance du silicium se fait en introduisant les gaz précurseurs (dichloro- ou trichlorosilane notamment) dans la chambre de réaction avec un flux assez important pour provoquer la sursaturation, et en chauffant à haute température ($T > 1000$ °C) le substrat de silicium pour accélérer la réaction [13].

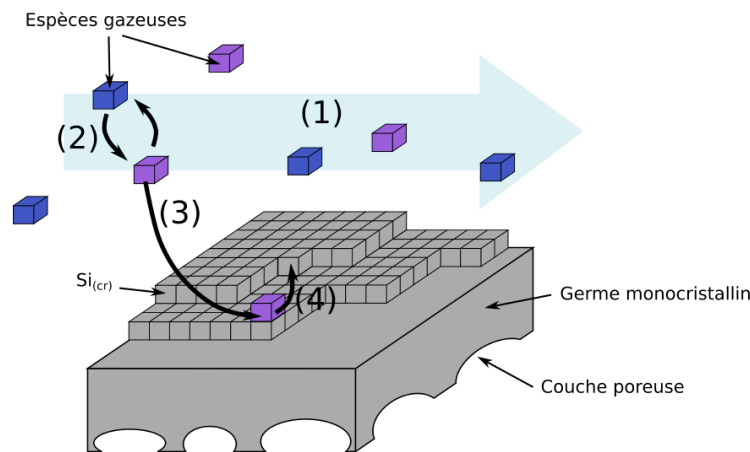


Figure I. 13 : Principe simplifié de croissance de silicium par épitaxie en phase vapeur [14]. (1) Transport d'espèces gazeuses. (2) Réactions en phase gazeuse. (3) Adsorption d'espèces en surface. (4) Réactions en phase cristalline.

La pression à laquelle se déroule la croissance cristalline permet de différencier plusieurs méthodes d'épitaxie en phase vapeur [31]:

- Réacteur opérant sous pression atmosphérique: APCVD, acronyme de « Atmospheric Pressure Chemical Vapor Deposition ».
- Réacteur opérant sous pression réduite: LPCVD, acronyme de « Low Pressure Chemical Vapor Deposition ».
- Réacteur opérant sous ultravide: UHVCVD, acronyme de « Ultra High Vacuum Chemical Vapor Deposition ».

Le mode de chauffage du substrat détermine également le type d'épitaxie : chauffage par résistances, par induction radio-fréquence, par lampes (RTCVD pour Rapid Thermal Chemical Vapor Deposition), ou par plasma (PECVD pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). Le réacteur d'épitaxie devra alors tenir compte des caractéristiques de la technique choisie. La **Figure I. 14** représente différents types de réacteurs CVD [31].

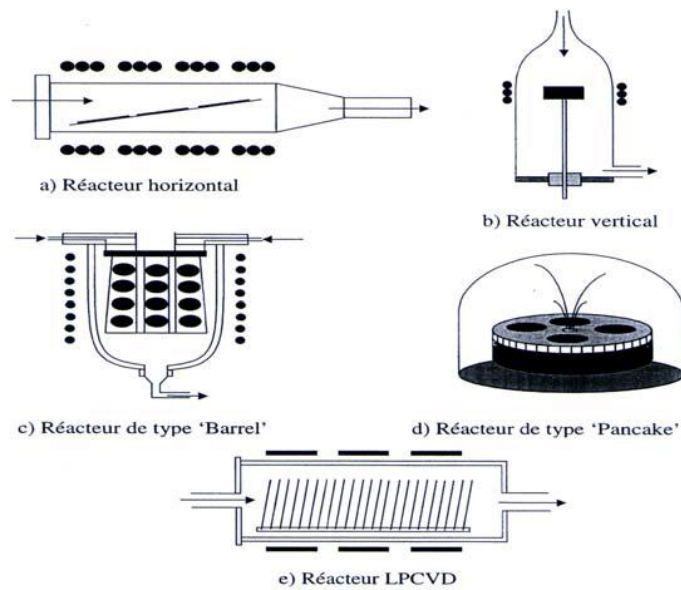


Figure I. 14 : Les différents types de réacteurs d'épithaxie en phase gazeuse [32].

Les avantages du procédé VPE pour la fabrication de couches minces de silicium sont : i) la grande vitesse de dépôt (jusqu'à plusieurs $\mu\text{m}/\text{min}$), ii) la très bonne qualité du matériau produit, iii) la possibilité d'introduire des dopants pendant la croissance, iv) et de combiner la recristallisation du silicium poreux et la croissance de silicium par VPE.

Enfin, la croissance par VPE arrive à une maturation suffisante pour le transfert de la technologie à l'industrie, avec plusieurs prototypes de réacteurs industriels permettant une production à haut débit. Notamment, le réacteur ProConCVD du Fraunhofer ISE, basé sur un déplacement des wafers en continu, permet d'atteindre un débit de 1400 wafers /h et un coût pour la croissance de couches minces évalué à 5 €ct / Wp [33, 34]. Le réacteur de la société Crystal Solar, qui fonctionne par chargement/déchargement de lots de 24 wafers, réalise un cycle en 55 minutes [35].

I.4 Conséquences du passage au substrat mince sur les caractéristiques électrique et optique de la cellule

L'abaissement de l'épaisseur de la couche active de la cellule solaire en silicium cristallin a des effets notables sur ses propriétés électriques et sur l'absorption de la lumière y pénétrant. Les paragraphes suivants sont consacrés à la présentation de ces effets.

I.4.1 Effet de l'épaisseur sur les caractéristiques électriques de la cellule

Théoriquement, la réduction de l'épaisseur de la cellule a un effet directement bénéfique sur la tension circuit ouvert. En effet, le V_{CO} augmente en diminuant l'épaisseur de la cellule. Effectivement, Green [36] a montré que dans le cas de faible injection, la limite supérieure du V_{CO} est régie par l'équation (Eq. I. 6), si les recombinaisons sont faibles en surface :

$$V_{co}^{max} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{J_{ph} N_b \tau_0}{q n_i^2 W_b} \right) \quad \text{Eq. I. 6}$$

Avec :

- k_B : la constante de Boltzmann.
- T : la température.
- q : la charge élémentaire.
- n_i : la concentration intrinsèque de porteurs.
- W_b : l'épaisseur de la base.
- J_{ph} : le courant photo-généré.
- τ_0 : la durée de vie des porteurs minoritaires.
- N_b : la concentration de dopants dans la base (ici le niveau de dopage fixé, dopants tous ionisés).

La valeur limite de la tension augmente donc quand W_b diminue : plus la cellule est mince, plus la tension de circuit ouvert atteignable sera élevée (à absorption équivalente). Cette tendance reste aussi valable dans le cas de forte injection de porteurs. Par contre, si les recombinaisons de surface dominent ($\tau_0 \approx \frac{W_b}{2 S_{eff}}$, avec S_{eff} la vitesse effective de recombinaisons en surface), on constate que cette limite sera indépendante de l'épaisseur.

De plus dans le cas des couches minces, la longueur de diffusion des porteurs devient rapidement supérieure à l'épaisseur de la couche, réduisant les recombinaisons dans le volume du matériau s'il est de qualité suffisante. Si les recombinaisons en volume et en surface sont extrêmement basses et que la limitation n'est plus due qu'aux recombinaisons Auger, le taux

de recombinaisons est faible et nous passons dans un cas de forte injection. La limite de tension de circuit ouvert s'exprime alors [36]:

$$V_{co}^{max} = \frac{2 k_B T}{3 q} \ln \left(\frac{j_{ph}}{q n_i^2 (C_n + C_p) W_b} \right) \quad \text{Eq. I. 7}$$

Avec : C_n et C_p les coefficients Auger, respectivement pour les électrons et les trous.

Là encore, plus l'épaisseur de la cellule sera faible, et plus la tension limite sera élevée. Ainsi pour une cellule de 300 μm (silicium type p) la recombinaison Auger impose la limite de 0,76 V tandis qu'à 20 μm d'épaisseur elle est de plus de 0,8 V [36].

La recombinaison de surface joue un grand rôle dans les cellules minces que dans les cellules conventionnelles. Ceci peut s'expliquer simplement par le fait que le rapport surface sur volume étant plus élevé, les effets de surface sont plus importants. Ainsi, alors que pour les cellules solaires conventionnelles, il est primordial d'avoir une durée de vie des porteurs minoritaires élevées, pour les cellules minces la passivation de surface et la qualité du matériau sont de même importance, d'où la nécessité d'utiliser des schémas de passivation avancés pour leur réalisation [19, 30]. Dans ce contexte, différentes architectures des cellules homojonction ont été développées afin d'améliorer la passivation de surface en y diminuant les recombinaisons [19]. Le point commun entre ces différents structures c'est qu'elles utilisent des couches diélectriques et un champ arrière localisé pour améliorer la passivation de surface et diminuer la résistivité de contacte (voir **Figure I. 15**) [19]. Parmi ces structures on cite :

- (i) La cellule PERT (Passivated Emitter Rear Totally diffused) où le champ de surface arrière BSF (Back surface field) est localisé au niveau des contacts [37].
- (ii) La cellule i-PERC (industrial Passivated Emitter and Rear Cell) [36].
- (iii) La cellule bifaciale [38].

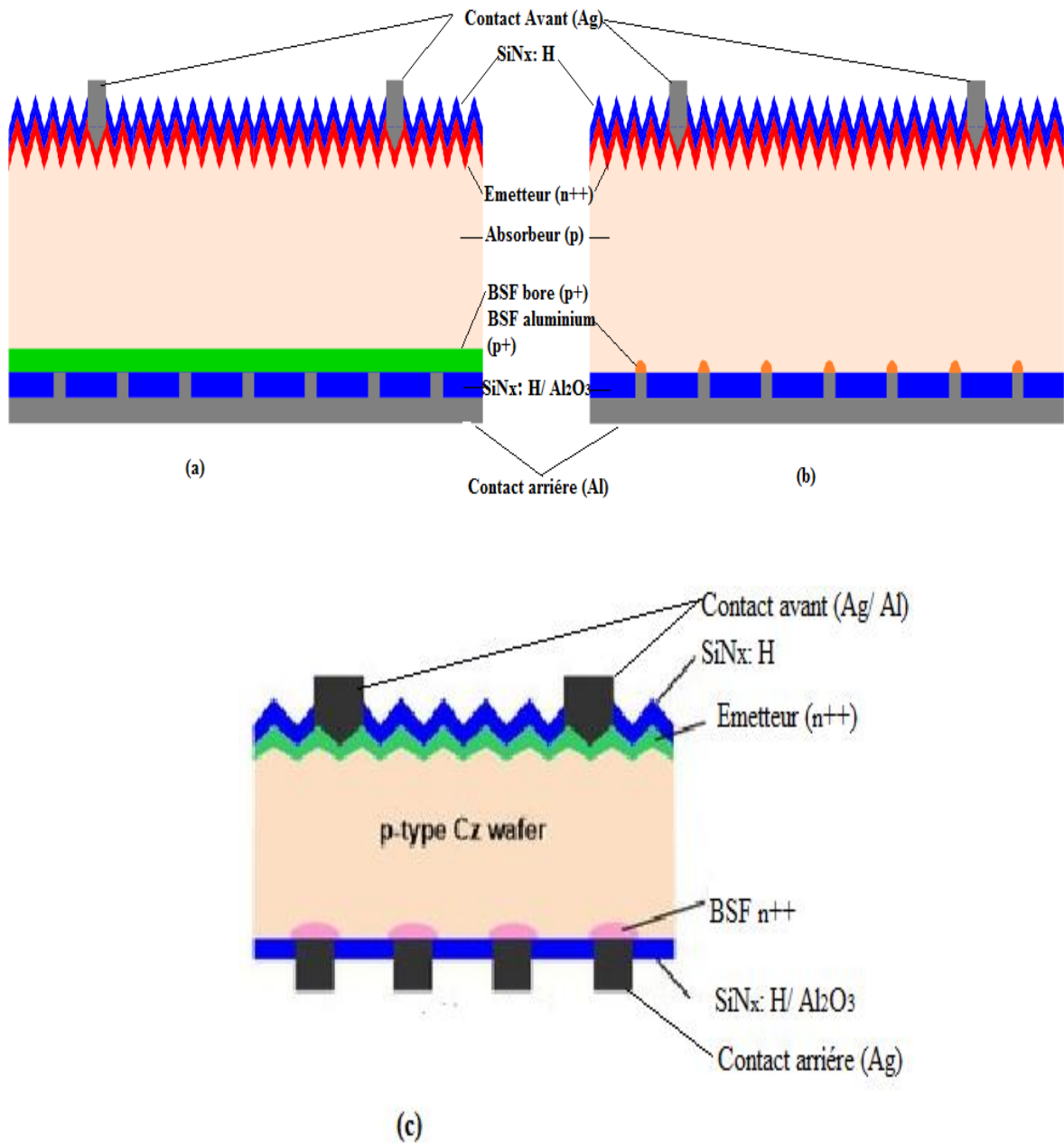


Figure I. 15: Schéma des trois structures combinant aluminium et diélectrique en face arrière.

La cellule PERT est fabriquée en utilisant les procédés de la microélectronique. Les zones sur-dopées sur la face avant et arrière sont créées par diffusion ou implantation de dopants directement dans le substrat de silicium, avant le dépôt de la couche de l'oxyde thermique et la couche de l'aluminium, et non pas par la diffusion de la pâte de sérigraphie pendant le recuit [37] (**Figure I. 15 (a)**). La cellule i-PERC, ne requiert pas de diffusion locale P⁺ pour favoriser la prise de contact [19]. Lorsque la couche diélectrique est réalisée à l'arrière de la cellule, il

est nécessaire de graver localement cette dernière par laser. Les contacts sont en suite déposés par sérigraphie sur les zones préalablement ouvertes, suivi d'un recuit thermique pour la prise de contact (**Figure I. 15 (b)**). Concernant la cellule bifaciale, l'ouverture de la couche de diélectrique peut être réalisée directement pendant le recuit thermique rapide des contacts par une pâte de sérigraphie appropriée (technologie Fraunhofer ISE [38]) (**Figure I. 15 (c)**).

I.4.2 Effet de l'épaisseur sur l'absorption de la lumière dans la cellule solaire

Le silicium cristallin est un matériau dispersif, fortement absorbant de l'ultraviolet jusqu'au vert. A partir du rouge, la lumière peut parcourir plusieurs centaines de μm , soit l'épaisseur typique d'un wafer utilisé pour la fabrication de cellules, avant d'être significativement absorbée [39]. Plus précisément, on peut considérer la longueur d'absorption du silicium L_a donnée par :

$$L_a = \frac{\lambda}{4\pi k} \quad \text{Eq. I. 8}$$

Où λ est la longueur d'onde considérée, et k est la partie imaginaire de l'indice de réfraction du matériau, aussi appelé coefficient d'extinction, qui caractérise la décroissance de l'intensité lumineuse dans le matériau. En représentant la longueur d'absorption en fonction de la longueur d'onde (**Figure I.16**), on s'aperçoit qu'à partir d'une longueur d'onde de 500 nm environ, il faut plus de 1 μm de silicium pour absorber le rayonnement incident. Et à partir de 750 nm, il faut déjà plusieurs dizaines de μm de silicium pour réaliser cette absorption. Ce qui signifie que pour des couches minces de silicium de l'ordre de 10 μm et en-dessous, une partie importante du rayonnement solaire ne sera pas absorbée, et donc pas convertie en énergie électrique (**Figure I. 16**).

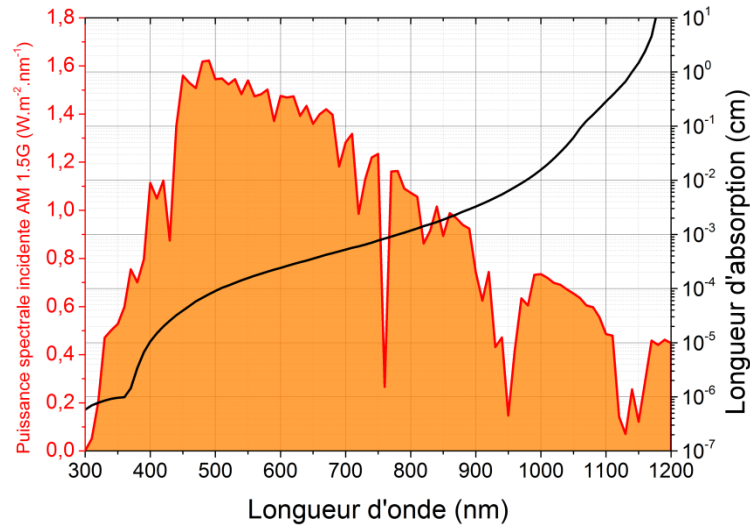


Figure I. 16 : En rouge : puissance spectrale du rayonnement solaire selon la norme AM 1.5G. En noir : longueur d'absorption du silicium cristallin en fonction de la longueur d'onde [13]

Ainsi, il est possible d'évaluer les pertes d'absorption lors de la réduction de l'épaisseur de la cellule en considérant la densité de courant photogénéré J_{ph} , qui correspond à la densité de courant de court-circuit théorique obtenue si tous les photons absorbés sont collectés [40] :

$$J_{ph} = \frac{q}{hc} \int_0^{\lambda_g} \lambda A(w_{eff}, \lambda) I_{AM1,5G}(\lambda) d\lambda \quad \text{Eq. I. 9}$$

Avec :

q : la charge élémentaire.

h : la constante de Planck

c : la vitesse de la lumière dans le vide

$\lambda_g = \frac{E_g}{hc}$: La longueur d'onde associée au gap, où E_g est l'énergie de gap du silicium

$w_{eff} = \frac{V_c}{A_c}$: L'épaisseur effective de la cellule, avec V_c le volume de la cellule et A_c la surface macroscopique de la cellule

$A(w_{\text{eff}}, \lambda)$: L'absorption optique dans la cellule à la longueur d'onde λ , soit le rapport entre énergie absorbée et énergie incidente dans la cellule.

$I_{\text{AM1,5G}}$: La puissance spectrale du rayonnement solaire AM 1.5G.

Si on considère la cellule optiquement parfaite, avec $A(w_{\text{eff}}, \lambda) = 1$ (cas irréaliste, sauf avec une cellule d'épaisseur infinie), alors on obtient la densité de courant photogénéré maximale envisageable pour le silicium : $j_{\text{ph}} = 45,2 \text{ mA.cm}^{-2}$.

On se place à présent dans le cas d'une couche de silicium d'épaisseur W_{eff} , plane et sans aucune réflexion sur les deux faces, éclairée en incidence normale. Ce cas correspond à une cellule photovoltaïque sans réflectivité sur la face avant (transmission de toute la lumière incidente dans l'absorbeur) et la face arrière (perte de toute la lumière non absorbée en traversant l'absorbeur), et sans texturation en face avant (les rayons gardent leur incidence normale dans la cellule). L'application de la loi de Beer-Lambert donne alors :

$$A(w_{\text{eff}}, \lambda) = 1 - \exp(-\alpha_s(\lambda)w_{\text{eff}}) \quad \text{Eq. I. 10}$$

Avec $\alpha_s = \frac{1}{L_a}$ le coefficient d'absorption du silicium. On s'aperçoit alors que la valeur de j_{ph} diminue drastiquement avec l'amincissement de la cellule : à $180 \mu\text{m}$ d'épaisseur (standard industriel actuel), on obtient $38,9 \text{ mA.cm}^{-2}$, soit une valeur déjà inférieure de 14% au cas de l'absorption totale ; et pour une épaisseur de $40 \mu\text{m}$ (épaisseur souvent utilisée pour des prototypes de cellules en couches minces) la valeur chute à $34,9 \text{ mA.cm}^{-2}$, puis à $23,3 \text{ mA.cm}^{-2}$ pour une cellule de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Ces pertes auront des conséquences directes sur le rendement de conversion de la cellule, qui est limité par la densité de courant de court-circuit j_{sc} , dont la valeur est toujours inférieure à j_{ph} ($j_{\text{sc}} = j_{\text{ph}}$ dans le cas idéal d'une cellule sans pertes électriques).

Cette perte peut être contrebalancée grâce au piégeage optique, dont le principe est d'avoir le plus grand nombre possible de photons dans la couche, et de les empêcher d'en sortir. Ainsi, ils ont plus de chances d'être absorbés pour former une paire électron-trou. Le piégeage optique a donc beaucoup plus d'importance dans une cellule mince que dans une cellule épaisse.

I.5 Amélioration du piégeage optique :

Les pertes par absorption incomplète du rayonnement solaire peuvent être réduites en augmentant la distance parcourue par un rayon incident à l'intérieur de la cellule, en augmentant les possibilités de réflexions internes et d'inclinaison des rayons. C'est le principe du piégeage optique, où les photons entrants dans la cellule sont réfléchis intérieurement jusqu'à absorption et photogénération de porteurs de charge. Différents procédés permettent d'arriver à ce résultat : couche antireflet (CAR) sur la face avant, réflecteur sur la face arrière de la cellule, et texturisation pyramidale ou aléatoire sur l'une des faces ou sur les deux (**Figure. I. 17**) [13, 30, 40].

Dans ce cas, l'absorption de la lumière dépend de différente réflexion et transmission qui se produit aux interfaces interne de la cellule mince, elle est exprimée par la formule suivante [41] :

$$A(w_{\text{eff}}, \lambda) = \frac{(1 - \exp(-\alpha_s(\lambda)w_{\text{eff}}))(1 + R_b \exp(-\alpha_s(\lambda)w_{\text{eff}}))}{(1 - R_b R_F \exp(-\alpha_s(\lambda)w_{\text{eff}}))} \quad \text{Eq. I. 11}$$

Avec :

$$R_F = 1 - \frac{1 - R_{\text{Front}}}{n_{\text{Si}}^2} \quad \text{Eq. I. 12}$$

R_{Front} : La réflectivité mesurée à la surface avant de la cellule ($R_{\text{avant extérieurement}}$).

n_{Si} : l'indice de réfraction de silicium.

R_b : La réflectivité interne sur la face arrière.

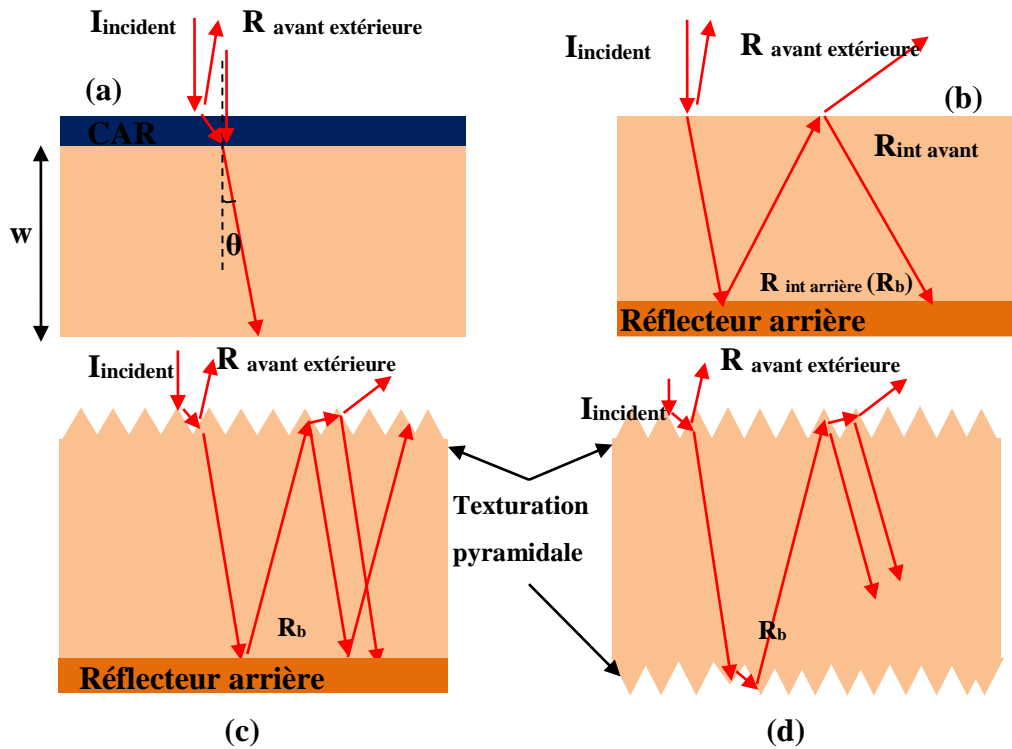


Figure I. 17: Piégeage optique. Allongement du chemin optique par différentes procédures : (a) CAR sur la face avant, (b) Réflecteur arrière, (c) Texturation pyramidale en face avant et un réflecteur en face arrière, (d) Texturation pyramidale sur les deux faces de la cellule.

I.5.1 Impact de la réflectivité interne sur la face arrière

La réflectivité interne sur la face arrière (R_b) c'est l'ensemble des réflexions qui se produit aux interfaces entre la partie active de la cellule (absorbeur en silicium) et les couches mortes (couches diélectriques ou métalliques) comme il est schématisé sur la **Figure I. 18** [13, 42].

Son effet peut apparaitre sur le spectre de la réflectivité totale mesurée sur la face avant de la cellule (R_T) (voir **Figure I. 19**). Cette dernière quantifie pour chaque longueur d'onde la fraction de photons réfléchi par la surface de la cellule et la fraction de photons qui s'échappent de la cellule à travers sa surface avant [42].

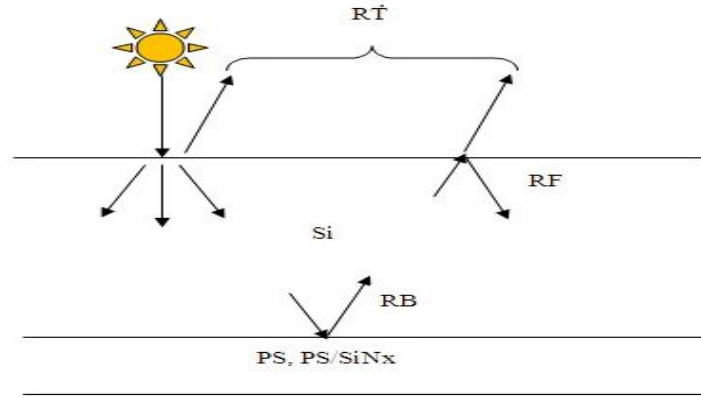


Figure I. 18 : Modèle optique décrivant les réflectivités considérées dans le calcul de R_b [42]

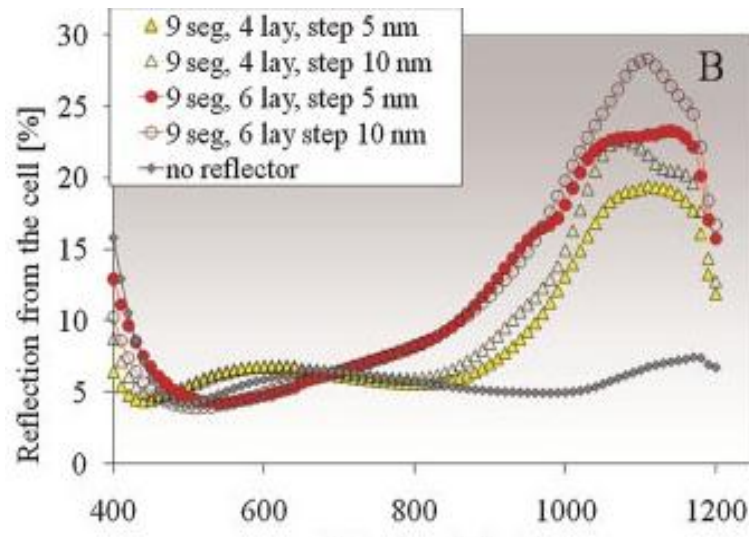


Figure I. 19 : Spectres de réflectivité totale mesurés sur des cellules solaire épitaxie ayant différentes structures du réflecteur sur la surface arrière [43].

En considérant le modèle optique de réflexion schématisé dans la **Figure I. 18**, la réflectivité interne sur la face arrière (R_b) peut s'extraire à partir les mesures de la réflectivité totale de la cellule en utilisant la formule suivant [44] :

$$R_B(\lambda) = \frac{\exp\left(\frac{2\alpha(\lambda) \cdot w}{\cos(\delta)}\right) (R_T - R_{Front})}{R_F(\lambda)(R_T - R_{Front}) + (1 - R_F(\lambda))(1 - R_{Front})} \quad \text{Eq. I. 12}$$

Avec :

R_T : est la réflectivité totale mesurée.

R_F : réflectivité interne sur la face avant, dans le cas de la lumière aléatoire qui arrive à l'interface Si/ air, sa valeur est approximativement égale à 93% dans l'intervalle : 900-1200 nm [45].

R_{Front} : réflectivité réfléchi à la surface, elle représente la partie des photons directement réfléchis sur la surface avant en l'absence du réflecteur arrière. Sa valeur peut être mesurée à la surface du silicium sans tenir compte du réflecteur arrière (RA).

R_{perdue} : C'est la différence entre la réflectivité totale mesurée et la réflectivité réfléchi à la surface du substrat : $R_{perdue} = R_T - R_{Front}$.

δ : l'angle moyen des rayons lumineux (qui arrivent à la surface du substrat) par rapport à la normale, sa valeur est d'environ 60° pour une surface texturée. Dans le cas d'une surface du silicium bien polie, sa valeur est choisie dans l'intervalle : $10-15^\circ$.

α : coefficient d'absorption du silicium.

w : épaisseur de l'échantillon.

Si on déduit l'équation (I. 13) dans l'équation (I. 12), on peut simuler l'effet de R_b sur l'absorption de la lumière ainsi que sur le photon courant.

Les valeurs de réflectivité interne sont également des facteurs d'amélioration de la photogénération, y compris sur des cellules d'épaisseur standard.

Le travail de simulation réalisé par Kray et al. [46] a permis de montrer, en faisant varier la réflectivité interne R_b en face arrière de 85% à 99%, une relation linéaire entre R_b et j_{ph} , plus ou moins importante selon l'épaisseur de la cellule (voir **Figure I. 20**) : cette dépendance et $\delta j_{ph} / R_b$ vaut, dans le cadre de leur modèle de simulation, $0,068 \text{ mA} / \text{cm}^2 / \%_{abs}$ pour w_{eff} à 250 μm et $0,128 \text{ mA} / \text{cm}^2 / \%_{abs}$ pour w_{eff} à 50 μm .

Une réflectivité interne détériorée peut donc avoir des conséquences importantes en terme de photogénération, et encore plus dans le cas des cellules minces, où l'on peut perdre

plusieurs $\text{mA}\cdot\text{cm}^{-2}$ en diminuant la réflectivité interne de 10 ou 20% sur la surface arrière. Afin de concevoir une cellule solaire mince avec une photo génération optimale, il est donc nécessaire de prévoir non seulement une bonne texturation, mais aussi une meilleure réflectivité interne sur la surface arrière.

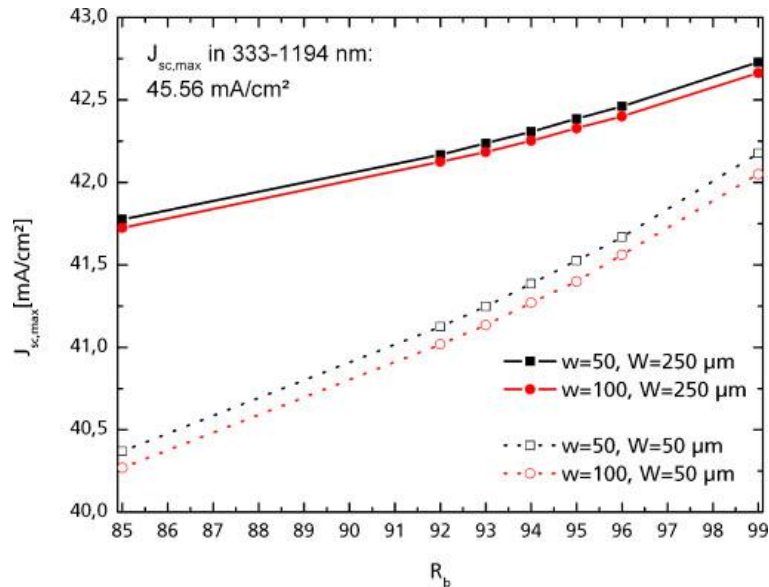


Figure I. 20 : L'impact de R_b et w sur la valeur maximale du courant de court-circuit J_{sc} en mA/cm^2 . Résultats de simulation de RAYN [46].

➤ Techniques d'amélioration de réflectivité interne arrière.

D'un point de vue technologique, différentes techniques ont été mises au point pour assurer une bonne réflexion interne en face arrière. Parmi elles, (i) texturation de la face arrière [47, 48], (ii) métallisation pleine plaque [19], (iii) dépôt d'un réflecteur arrière constitué de monocouche, bicouche diélectriques ou du miroir de Bragg [19, 21, 42, 49,50, 51].

Ces alternatives doivent répondre aux exigences de la face arrière de la cellule telle que :

- (i) Une surface arrière fortement réfléchissante afin de piéger efficacement la lumière.
- (ii) Une passivation de surface performante.
- (iii) Un rôle de couche barrière à la diffusion des contaminants métalliques contenus dans le substrat bas coût.

Entre autres, l'alternative choisie pour la surface arrière doit être compatible avec les autres procédés de fabrication de la cellule mince. En effet, elle devrait permettre de pratiquer des ouvertures locales par laser en endommageant le substrat de la cellule le moins possible. Elle devrait être compatible avec les procédés à haute température telle que l'étape de croissance de l'épitaxie et l'étape de collage à haute température sur un substrat de bas coût. En plus, ils doivent répondre à l'exigence d'abaissement du coût de production PV.

La texturisation pyramidale ou aléatoire adaptée pour la face arrière permet d'augmenter sa réflectivité en y créant une rugosité micrométrique [47,48]. Cette dernière aide la lumière arrivant à la face arrière interne à se refléter plusieurs fois et revenir à l'intérieure de la cellule. Cependant, ce procédé a l'inconvénient de consommer une partie importante du substrat (de 5 à 20 μm), ce qui implique une perte en courant photogénéré (J_{ph}) et par conséquent en J_{sc} par rapport à une cellule possédant le même niveau de réflectivité et de piégeage optique sans la diminution de l'épaisseur de l'absorbeur [13].

La métallisation pleine plaque pour les cellules solaires en Si est effectuée en déposant directement une couche d'aluminium d'épaisseur supérieure au égale à 2 μm sur les substrats de silicium. Cette technique devient inadéquate pour les cellules solaires minces. En effet, la cellule va se courber en raison des contraintes engendrées à l'interface Aluminium/ Silicium, dans laquelle se forme un alliage eutectique. Ces contraintes sont liées aux différents coefficients de dilatation des deux matériaux. Cette courbure est d'autant plus importante que le substrat est mince, et a pour conséquence d'engendrer un taux de casse important à l'échelle industrielle lors de la soudure des cellules et de leur mise en module. De plus la passivation en face arrière devient insuffisante avec un BSF à base d'aluminium. Bien que celui-ci permette de repousser l'essentiel des porteurs photogénérés, l'aluminium entraîne également des défauts dans le matériau au niveau de la face arrière, ce qui favorise les recombinaisons dans cette zone. Or, la réduction de l'épaisseur du substrat tend à augmenter la densité de porteurs photogénérés au niveau de la face arrière et donc accroît l'effet des recombinaisons [19].

Le réflecteur arrière à base des couches diélectriques a montré son efficacité dans l'amélioration de la passivation de surface aussi la réflectivité interne sur la face arrière. Différentes configurations du RA ont été étudiées :

- monocouches diélectriques (SiO_2 , SiN_x : H, Al_2O_3 , SP...) [42, 50].

- Bicouches diélectriques ($\text{SiO}_2/\text{SiN}_x : \text{H}$, $\text{SP}/\text{SiN}_x : \text{H} \dots$) [19, 49].
- Miroirs de Bragg à base de SP ou de $\text{SiO}_x/\text{SiN}_x \dots$ [21, 51].

Le miroir de Bragg (MB) obtenu en alternant périodiquement deux couches de différents matériaux (les épaisseurs de ces couches sont de l'ordre de $\lambda/4$) a l'avantage par rapport à un réflecteur composé d'une seule couche ou de deux couches diélectriques, de réfléchir fortement les photons sur une bande spectrale plus large [51].

La réflexion de ce type de réflecteur sera d'autant meilleure que les indices de réfraction des deux couches sont éloignés l'un de l'autre [51]. Son spectre de réflectivité peut encore être élargi en utilisant des miroirs de Bragg empilés l'un sur l'autre, centrés sur des longueurs d'onde distinctes [52], ou bien en variant graduellement l'épaisseur des couches [53].

La possibilité de varier l'indice de réfraction du silicium poreux avec sa porosité et de contrôler l'épaisseur de la couche gravée avec le temps de gravure, ont fait du SP un matériau promoteur pour élaborer des structures du RA optimisées et cela en vue de compenser les pertes des photons de faibles énergies dans les cellules solaires minces en c-Si [21, 43, 53].

L'avantage du réflecteur en silicium poreux est sa capacité à absorber les impuretés métalliques, qui peuvent provenir du substrat de bas coût utilisé comme support, et à limiter ainsi la concentration de défauts profonds dans le volume de la cellule épitaxiée [53, 54]. En plus, il peut également assurer la conduction du courant vers le contact, il est adapté pour les ouvertures locales par laser pour former le contact local ainsi il supporte les procédés à haute température [13, 30, 44].

La dégradation des performances électriques de la cellule causée par le silicium poreux, recombinant pour les porteurs minoritaires, n'est pas forcément dissuasive et elle peut être traitée, en utilisant un BSF pour bloquer les recombinaisons des porteurs minoritaires autour de lui [55, 43].

Le chapitre suivant sera consacré à la présentation en détail des propriétés du SP sa formation et les différentes techniques de caractérisation utilisées au cours de ce travail de thèse.

I.6 Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté les avantages de l'énergie photovoltaïque dans le bouquet énergétique mondial ainsi que son aspect économique, et décrit ensuite le principe de fonctionnement des cellules photovoltaïques en silicium et leurs caractéristiques principales. Nous avons exposé brièvement les technologies de la filière de cellule solaire mince en silicium : les cellules photovoltaïques amincies par le procédé standard et celle des cellules solaires en couche mince épitaxiée sur des substrats de faible coût. Nous avons abordé brièvement les conséquences majeures du passage au substrat mince sur les propriétés électriques et optiques de la cellule photovoltaïque. Enfin, nous avons achevé le chapitre par l'étude des moyens d'amélioration du piégeage optique sur la face arrière des cellules solaire en silicium en améliorant la réflectivité interne.

Bibliographie :

- [1] “Key World Energy Statistics,” tech. rep., Agence Internationale de l’Energie, 2015.
- [2] F. Birol, Key World Energy Statistics, International Energy Agency Publications, rue de la Federation, Paris, France, 2017.
- [3] IRENA, “Renewable Power Generation Costs in 2014: An Overview,” 2015.
- [4] I. Iancu, A. W. Clarke, J.A. Trinnaman, R. Schock, E.V. Nekhaev, “2010 survey of energy resources,” rapport du Conseil Mondial de l’Energie, 2010.
- [5] Energie-Atlas, données de Meteonorm 6.0. <http://www.energie-atlas.ch>
- [6] L. Bobin, E. Huffer, and H. Nifenecker, “L’énergie de demain : techniques - environnement - économie,” EDP Sciences, 1^{ère} édition, Grenoble sciences, France, 2005.
- [7] V. Fthenakis and H. Kim, “Photovoltaics: Life-cycle analyses,” Solar Energy, vol. 85, no. 8, pp. 1609 – 1628, 2011.
- [8] « IHS Markit - PV Module Supply Chain Tracker », 2018.
- [9] Dr. Simon Philipps, « Photovoltaics Report », Fraunhofer ISE, Freiburg, mars. 2019.
- [10] <https://fr.statista.com/statistiques/753480/capacite-solaire-photovoltaique-monde/>
- [11] <https://fr.statista.com/statistiques/753498/capacite-puissance-solaire-photovoltaique-nouvellement-installee-selon-le-pays-monde/>
- [12] <https://fr.statista.com/statistiques/753360/part-energie-renouvelable-dans-la-production-mondiale-electricite/>
- [13] Félix Gérenton, Procédés innovants adaptés aux cellules photovoltaïques PERC en couches minces de silicium cristallin, thèse de doctorat de l’université de Lyon, France, Soutenue publiquement le 16/ 12/ 2016.

- [14] Doris NICKLAUS, Stéphane GLORANT, Aurélie LECUREUIL, Hélène GAUBERT, « Le photovoltaïque : choix technologiques, enjeux matières et opportunités industrielles » ; Document édité par : Commissariat général au développement durable, France, Décembre 2020.
- [15] K. Branker, M. Pathak, and J. Pearce, “A review of solar photovoltaic levelized cost of electricity,” *Renewable and Sustainable Energy Reviews*, vol. 15, no. 9, pp. 4470 – 4482, 2011.
- [16] M. Watt, R. Murray-Leach, and R. Brazzale, “Regulatory changes needed for distributed energy,” in proceedings of the EcoGen conference, pp. 7–9, 2011.
- [17] « Plan d’action national en faveur des énergies renouvelables - Période 2009-2020 », Ministère de l’écologie, de l’énergie, du développement durable et de la mer – République Française, 2009, <https://temis.documentation.developpement-durable.gouv.fr/>
- [18] A. Einstein, “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt,” *Annalen der Physik*, vol. 322, p. 132–148, 1905.
- [19] Julien DUPUIS, Elaboration et caractérisation de couches de SiO_xN_y :H et SiN_x :H réalisées par méthode PECVD : application à la face arrière des cellules photovoltaïques en silicium, thèse de doctorat de L’Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, soutenue le 27 novembre 2009.
- [20] M. J. Kerr, A. Cuevas and P. Campbell, Limiting Efficiency of Crystalline Silicon Solar Cells Due to Coulomb-Enhanced Auger Recombination, *Prog. Photovolt: Res. Appl.*, vol.11, pp.97-104, 2003.
- [21] I.I. Ivanov, V.A. Skryshevsky, T. Nychporuk, M. Lemiti, A.V. Makarov, N.I. Klyui, O.V. Tretyak, Porous silicon Bragg mirrors on single and multi-crystalline silicon for solar cells, *Renew. Energy*, Vol. 55, pp. 79–84, 2013.
- [22] Global market outlook for photovoltaics 2014-2018 by European Photovoltaic Industry Association, Belgium, 2016.

- [23] W. C. O'Mara, R. B. Herring, and L. P. Hunt, Handbook of Semiconductor Silicon Technology, Noyes Publications, Park Ridge, New Jersey, U.S.A, 1990.
- [24] M.Green, "Quo vadis silicon photovoltaics?" in proceedings of the 26th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Germany, Sept.2011.
- [25] K. Feldrapp, R. Horbelt, R. Auer et al, Thin film (25.5 μ m) solar cells from layer transfer using porous silicon with 32.7 mA/cm² short circuit current, Progress in photovoltaics, Vol.105, p.112, 2003.
- [26] M. J. Kerr, A. Cuevas and P. Campbell, Limiting Efficiency of Crystalline Silicon Solar Cells Due to Coulomb-Enhanced Auger Recombination, Prog. Photovolt: Res. Appl., Vol. 11, pp.97-104, 2003.
- [27] A. Müller, M. Ghosh, R. Sonnenschein, P. Woditsch, Silicon for photovoltaic applications, Mat. Sci. Eng. B, Vol.134, p.257, 2006.
- [28] "International Technology Roadmap for Photovoltaic Seventh Edition (www.itrpv.net)", 2016.
- [29] "International Technology Roadmap for Photovoltaic Ninth Edition," September 2018.
- [30] Maïlys Grau, Réalisation de nouvelles structures de cellules solaires photovoltaïques à partir de couches minces de silicium cristallin sur substrat de silicium préparé par frittage de poudres, Thèse de Doctorat de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, Soutenue le 4 mai 2012.
- [31] Fatima Abdo, Croissance de couches minces de silicium par épitaxie en phase liquide à basse température pour applications photovoltaïques, thèse de Doctorat de L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, France, Soutenu le 8 mars 2007.
- [32] Sébastien Quoizola, Epitaxie en phase vapeur de silicium sur silicium mesoporeux pour report sur substrats économiques et application photovoltaïque bas coût. Thèse. Lyon : INSA de Lyon, France, Soutenu le 9 décembre 2003.
- [33] S. Reber, M. Arnold, D. Pocza, and N. Schillinger, "ConCVD and Pro- ConCVD: development of high-throughput CVD tools on the way to lowcost silicon epitaxy," in

- Proceedings of the 24th European Photovoltaic Solar Energy Conference, pp. 2560–4, 2009.
- [34] S. Reber, D. Pocza, M. Keller, M. Arnold, N. Schillinger, and D. Krogull, “Advances in equipment and process development for high-throughput continuous silicon epitaxy,” in 27th European photovoltaic solar energy conference and exhibition, Frankfurt. WIP-Renewable Energy, Munich, pp. 2466–2470, 2012.
- [35] T. S. Ravi, “Technology Development for High-Efficiency Solar Cells and Modules Using Thin (<80 μm) Single-Crystal Silicon Wafers Produced by Epitaxy,” Tech. Rep. NREL/SR-5200-58593, National Renewable Energy Laboratory (NREL), Golden, CO., May 2013.
- [36] M. A. Green, “Limits on the Open-circuit Voltage and Efficiency,” IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-31, no. 5, pp. 671–678, 1984.
- [37] Benoit Guillo Lohan, Modélisation, élaboration et caractérisation de cellules photovoltaïques à base de silicium cristallin pour des applications sous concentration, thèse de Doctorat de l’Université de Lyon, France, Soutenue publiquement le 26/11/2018.
- [38] JANSSEN L., RINIO M., BORCHERT D. et al., Passivating thin bifacial silicon solar cells for industrial production, Progress in Photovoltaic : Research and Applications vol.15, pp. 469-475, 2007.
- [39] M. A. Green, “Self-consistent optical parameters of intrinsic silicon at 300 K including temperature coefficients,” Solar Energy Materials and Solar Cells, vol. 92, pp. 1305–1310, Nov. 2008.
- [40] R. Brendel, Thin-film crystalline silicon solar cells: physics and technology. John Wiley & Sons, Weinheim, Germany, 2011.
- [41] Filip Duerinckx, Kris Van Nieuwenhuysen, Hyonju Kim, Izabela Kuzma-Filipek, Harold Dekkers, Guy Beaucarne and Jef Poortmans, Large-area Epitaxial Silicon Solar Cells Based on Industrial Screen-printing Processes, Prog. Photovolt: Res. Appl., Vol. 13, pp. 673–690, 2005.

- [42] L. REMACHE, T. NYCHYPORUK, N. GUERMIT, E. FOURMOND, A. MAHDJOUB, M. LEMITI, Optical properties of porous Si/PECVD SiN_x:H reflector on single crystalline Si for solar cells, *Materials Science-Poland*, Vol.34(1), pp. 94-100, 2016.
- [43] I. Kuzma-Filipek, K.V. Nieuwenhuysen, J.V. Hoeymissen, M.R. Payo, E. V. Kerschaver, J. Poortmans, R. Mertens, G. Beaucarne, E. Schmich, S. Lindekugel, S. Reber, Efficiency (> 15 %) for thin-film epitaxial silicon solar cells on 70 cm² area offspec silicon substrate using porous silicon segmented mirrors, *Prog. Photovolt. Res. Appl.*, Vol. 18, pp.137–143, 2010.
- [44] F. Duerinckx, I. Kuzma-Filipek, K. Van Nieuwenhuysen, G. Beaucarne, and J. Poortmans, Reorganized Porous Silicon Bragg Reflectors for Thin-Film Silicon Solar Cells, *IEEE ELECTRON DEVICE LETTERS*, Vol. 27, no. 10, OCTOBER 2006.
- [45] M.Y. Ghannam, A.A. Abouelsaood, A.S. Alomar, J. Poortmans, Analysis of thin-film silicon solar cells with plasma textured front surface and multi-layer porous silicon back reflector, *Sol. Energy Mater. Sol. Cells*, Vol. 94, pp.850–856, 2010.
- [46] D. Kray, M. Hermle, and S. W. Glunz, “Theory and experiments on the back side reflectance of silicon wafer solar cells,” *Progress in Photovoltaics: Research and Applications*, vol. 16, no. 1, pp. 1–15, 2008.
- [47] Takeshi Tayagaki, Daichi Furuta, Osamu Aonuma, Isao Takahashi, Yusuke Hoshi, Yasuyoshi Kurokawa, and Noritaka Usami, Optical characterization of double-side-textured silicon wafer based on photonic nanostructures for thin-wafer crystalline silicon solar cells, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol.56, pp.04CS01, 2017.
- [48] Salman Manzoor , Miha Filipič, Arthur Onno , Marko Topič , and Zachary C. Holman, Visualizing light trapping within textured silicon solar cells, Cite as: *J. Appl. Phys.* Vol.127, pp.063104, 2020.
- [49] G. Dingemans, M. M. Mandoc, S. Bordihn, M. C. M. van de Sanden, and W. M. M. Kessels, “Effective passivation of Si surfaces by plasma deposited SiO_x/a-SiN_x :H stacks,” *Applied Physics Letters*, vol. 98, pp. 222102–222102– 3, May 2011.

- [50] Tucci, L. Serenelli, E. Salza, L. Pirozzi, G. De Cesare, D. Caputo, M. Ceccarelli, Bragg reflector and laser fired back contact in a-Si:H/c-Si heterostructure solar cell, *Materials Science and Engineering B* 159–160 48–52, 2009.
- [51] I.I. Ivanov, T.V. Nychporuk, V.A. Skryshevsky, M. Lemiti, Thin silicon solar cells with $\text{SiO}_x/\text{SiN}_x$ Bragg mirror rear surface reflector, *Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics*, Vol. 12, no 4. pp. 406-411.
- [52] J. Krc, M. Zeman, S. L. Luxembourg, and M. Topic, “Modulated photonic-crystal structures as broadband back reflectors in thin-film solar cells,” *Applied Physics Letters*, vol. 94, no.15, p.153501, 2009.
- [53] I. J. Kuzma-Filipek, F. Duerinckx, E. V. Kerschaver, K. V. Nieuwenhuysen, G. Beaucarne, and J. Poortmans, “Chirped porous silicon reflectors for thin-film epitaxial silicon solar cells,” *Journal Of Applied Physics* , vol. 104, no. 7, p. 073529, 2008.
- [54] H. S. Radhakrishnan, C. Ahn, J. Van Hoeymissen, F. Dross, N. Cowern, K. Van Nieuwenhuysen, I. Gordon, R. Mertens, and J. Poortmans, “Gettering of transition metals by porous silicon in epitaxial silicon solar cells,” *physica status solidi (a)*, vol. 209, pp. 1866–1871, Oct. 2012.
- [55] H. S. Radhakrishnan, F. Dross, M. Debucquoy, P. Rosenits, K. Van Nieuwenhuysen, I. Gordon, J. Poortmans, and R. Mertens, “Evaluation of the influence of an embedded porous silicon layer on the bulk lifetime of epitaxial layers and the interface recombination at the epitaxial layer/porous silicon interface,” *Progress in Photovoltaics : Research and Applications*, vol. 22, pp. 1118–1127, Nov. 2014.

Chapitre II: Le silicium poreux, formation et outils de caractérisations

Introduction

Ce chapitre a pour objectif de présenter de manière générale le matériau servant de base à notre étude et les différentes techniques expérimentales utilisées au cours de ce travail. En effet, nous allons introduire, dans la première partie de ce chapitre, une étude détaillée du processus d'élaboration du silicium poreux par la méthode d'anodisation électrochimique, ainsi que les mécanismes complexes mis en jeu lors de sa formation. Nous allons aussi expliquer le phénomène d'amorçage et de passivation des pores. Les propriétés optiques et morphologiques du silicium poreux ainsi les méthodes de fabrication des structures multicouches vont être également exposées. Dans la deuxième partie, nous allons aborder le procédé de fabrication du silicium poreux que nous avons utilisé. Nous présenterons les différentes méthodes de caractérisation utilisées dans ce travail, permettant de caractériser les propriétés optiques et structurales du silicium poreux. Nous aborderons également la méthode de modulation des spectres de réflectivité, qui permet de déterminer les propriétés optiques (indices de réfractifs et épaisseurs) des couches de silicium poreux. Nous terminerons ce chapitre en expliquant le procédé de dépôt de couche d'Aluminium sur substrat de silicium type P.

II.1 Le silicium poreux

II.1.1 Historique

Le silicium poreux fût découvert accidentellement en 1956 par Uhlir [1], aux Bell Labs aux Etats-Unis, lors d'expériences de l'électropolissage du silicium (Si) en milieu d'acide fluorhydrique (HF) concentré. Uhlir a été rapporté qu'un dépôt d'un film uniforme en surface du substrat de silicium, de couleur sombre : brun foncé à orange est parfois observé après l'électropolissage de silicium. Il a supposé que ce dépôt était un suboxyde de silicium. Une année plus tard, Fuller et Ditzenberger [2] ont rapporté la déposition chimique des films similaires sur le (Si) en le plongeant dans un bain chimique à base de l'HF et de l'acide nitrique : HF-HNO₃. Pendant ces années, la nature des films déposés n'était pas reconnue comme du SP

et elle resta inexpliquée. C'est Turner [3] et Watanabe [4] qui introduisirent l'idée de la nature poreuse de cette couche et leurs études ont permis de conclure qu'il s'agit d'une dissolution localisée du silicium et non d'une redéposition en surface. Ce matériau a fait depuis l'objet de nombreuses études.

D'abord, il a été destiné à des applications d'isolation, électrique ou thermique dans le domaine de la microélectronique. Il fut utilisé pour la formation de couche électriquement isolante dans le cadre des technologies dites « Silicon on insulator » (SOI). La technologie FIPOS (Full Isolation by Porous Oxidized Silicon) [5] ou le procédé ELTRAN développé par la société Canon en sont des illustrations. Un vaste champ d'applications lui est également consacré dans le domaine des micro-capteurs. Il sert de couche sacrificielle pour le micro usinage des microsystèmes [6], comme couche sensible au sein de capteurs chimiques ou biochimiques [7,8] ou encore comme élément constitutif de capteurs de température [9]. La découverte de ses propriétés de photoluminescence à température ambiante par Canham [10], en 1990, a conduit à un fort engouement des recherches sur le silicium poreux dans le domaine de l'optoélectronique. Cette photoluminescence, directement relié à la porosité du silicium, provient des propriétés de confinement quantique dues à la taille des cristallites.

Le silicium poreux a également su trouver une place dans le domaine de la photonique grâce à la possibilité de moduler son indice de réfraction avec sa porosité en profondeur du substrat : Cette propriété fait du SP un matériau diélectrique approprié pour fabriquer différents dispositifs optiques passifs, comme le miroir de Bragg [11], les filtre rugates [12], les microcavités [13], les miroirs unidirectionnels [14] ...etc. De plus, sa très grande surface développée et la bio-compatibilité du silicium lui permettent des applications en bio-détection [15].

Concernant le domaine photovoltaïque, le silicium poreux est largement exploité comme couches sacrificielles dans le cadre des technologies de transfert de couche mince monocristalline comme le proposent Brendel [16], Poortmans [17] Bergmann [18], Tayanaka [19]. Il est également utilisé comme couche antireflet [20]. Enfin, l'application qui nous intéressera plus particulièrement dans ce domaine, c'est l'exploitation des propriétés optiques du SP afin de l'utiliser comme réflecteur arrière pour les cellules solaires en couches minces [21].

II.1.2 Fabrication de silicium poreux

Il existe différentes voies de formation du silicium poreux que l'on peut classer en deux catégories : voie « sèche » et voie « humide ». Dans la première catégorie, on réalise la gravure par attaque plasma. On retrouve dans la voie dite « humide », la dissolution chimique du silicium et son anodisation électrochimique. La dissolution chimique (stain etching, en anglais) est réalisée à partir de solutions contenant de l'acide fluorhydrique (HF) et un agent oxydant, l'acide nitrique très souvent. Ce procédé ne permet pas d'obtenir des épaisseurs de silicium poreux importantes, les murs des pores étant aussi attaqués chimiquement. Une autre méthode consiste à porosifier le silicium par une phase vapeur. En injectant dans une enceinte, les gaz O_2 et NO_2 avec des vapeurs de HF, on recrée les conditions d'oxydation et de gravure du silicium. Cependant, la méthode la plus largement utilisée est l'anodisation électrochimique du silicium. C'est cette voie que nous allons détailler par la suite.

II.1.2.1 Anodisation électrochimique de silicium

L'anodisation électrochimique du silicium est effectuée dans une cellule d'électrolyse en plongeant les substrats de silicium dans un électrolyte composé d'une solution à base d'acide fluorhydrique (HF). Généralement, la cellule d'électrolyse est en Téflon pour résister à l'action corrosive de l'HF. Le substrat de silicium sert de support mécanique et joue le rôle de l'anode, le contact électrique se faisant sur sa face arrière. Une électrode en métal noble comme le Platine, constitue, quant à elle, la cathode. En appliquant une densité du courant électrique entre l'anode constituée par le substrat de silicium et la cathode, dans la solution de l'HF, des réactions électrochimiques spécifiques entre l'électrolyte à base de l'HF et le substrat de silicium sont mises en jeu conduisant à la dissolution de silicium, en surface, dans l'électrolyte. Si les paramètres d'anodisation sont correctement définis (inférieurs au seuil de l'électropolissage), la dissolution de silicium en surface sera inhomogène et est localisée ce qui entraîne la croissance des pores en profondeur dans le substrat de silicium, par conséquent la formation d'une couche poreuse. Les paragraphes suivants détaillent plus les mécanismes électrochimiques de formation du SP.

a) Régime d'anodisation électrochimique du silicium

Le contact électrique entre l'électrolyte et le silicium correspond à un contact Schottky. Par conséquent, il se forme une zone de charge d'espace (ZCE) dans l'échantillon semiconducteur. Lors de l'anodisation du silicium de type P, la diode Schottky est polarisée en directe : on injecte des trous dans le silicium.

L'allure de la courbe I-V du contact est représentée sur la **Figure II. 1**. Cette courbe est analogue à celle d'une diode Schottky jusqu'à une tension U_{SP} correspondant à un maximum local de densité de courant I_{SP} . Elle permet de mettre en évidence 3 zones distinctes (1, 2 et 3) qui correspondent aux différents régimes de dissolution du silicium :

- La zone 1, avec des faibles valeurs de la tension correspond au régime de formation de silicium poreux. L'intensité du courant y varie rapidement en fonction de la tension jusqu'à une valeur critique I_{SP} .
- La zone (2) - pour des densités de courant plus grandes, justes supérieures à I_{SP} - est associée à un régime transitoire où la morphologie de la surface et le résultat d'une compétition entre l'électropolissage et la formation du silicium poreux.

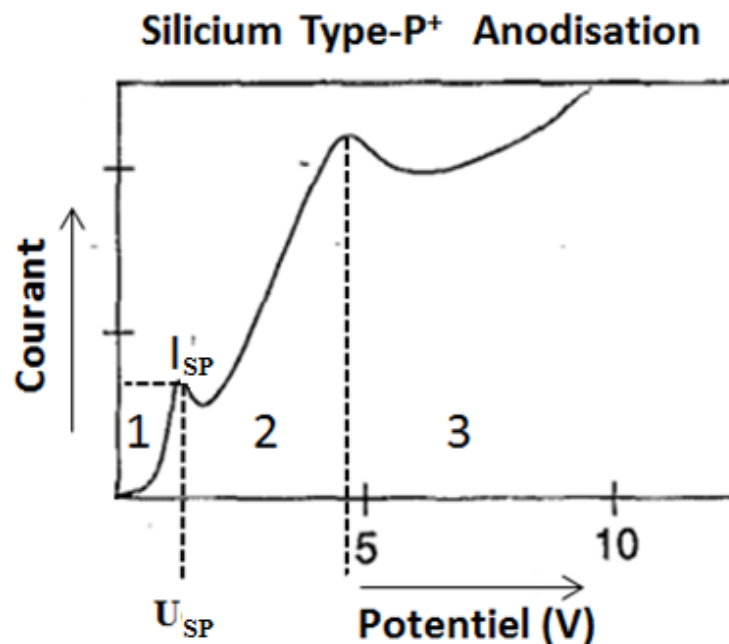


Figure II. 1 : Caractéristique I(V) relevée sur un substrat de silicium de type P⁺ [22].

Pour des tensions plus élevées (fortes densités de courant), on se situe dans la zone (3) qui correspond au régime de l'électropolissage conduisant à l'obtention d'une surface lisse. L'électropolissage est la conséquence de la formation d'un oxyde anodique à la surface du silicium, l'oxyde est ensuite dissout par l'acide HF.

Les valeurs I_{SP} – U_{PS} délimitent deux processus de gravure différents qui dépendent :

- du type et du niveau de dopage du silicium.
- de la concentration en HF de l'électrolyte.
- de la viscosité de l'électrolyte.

On remarquera que le silicium poreux se forme (zone 1) lorsque la diode présente une zone de déplétion dans le semi-conducteur. D'autre part, une anodisation du silicium de type n, polarise la diode en inverse et modifie donc le processus de gravure.

b) Régime de formation du silicium poreux

La gravure du silicium, lorsque la densité de courant est inférieure à I_{SP} , est un processus divalent, c'est-à-dire qu'elle nécessite la consommation de deux charges électriques. Les espèces réactives de l'électrolyte sont les molécules HF, HF_2^- , la réaction peut s'écrire:



Cette réaction est contrôlée par l'injection des trous, c'est-à-dire par la densité de courant. Les trous s'accumulent préférentiellement au fond des aspérités, ce qui permet la formation des pores (**Figure II. 2**). Selon la valeur du potentiel appliqué, la morphologie de la couche obtenue diverge.

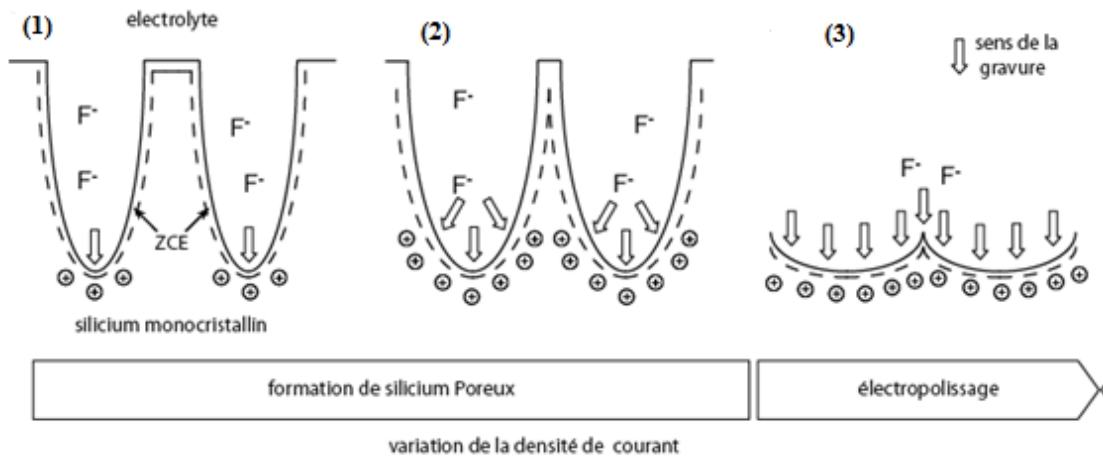
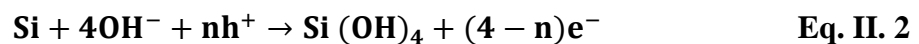


Figure II. 2 : Influence de la densité de courant sur la taille des pores (d'après [23]) :
faible densité de courant : gravure au fond des pores, forte densité de courant :
élargissement des pores, Très forte densité de courant : électropolissage.

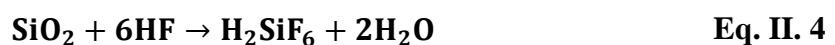
c) Régime d'électropolissage

Pour une forte densité de courant $I > I_{SP}$ (zone 3), la tension aux bornes du contact Schottky permet la migration des ions OH^- à l'interface électrolyte/ silicium. Il y a alors formation d'un oxyde anodique qui change le processus de gravure, la dissolution est désormais tétravalente. Le silicium est oxydé avant d'être gravé par l'HF. Les réactions de dissolution s'écrivent :

Réaction d'oxydation :



Réaction de dissolution :



Dans ce régime de gravure, le facteur limitant devient le transfert de masse des ions fluorés. L'oxyde formé est alors préférentiellement dissout aux sommets des aspérités, là où les espèces fluorées sont en plus grande quantité. Les irrégularités de surface se voient donc supprimées.

d) Modèle électrochimique de formation du silicium poreux

Plusieurs modèles électrochimiques ont été proposés pour expliquer la réaction électrochimique divalente impliquée à la dissolution de silicium [24 - 26]. Ils évoquent tous la nécessité de l'apport de trous pour que la réaction ait lieu. L'un des modèles les plus communément reconnu est celui proposé par Lehmann et Gosel [27]. Les différentes réactions de la dissolution du silicium poreux pour ce modèle, se résument par les étapes représentées sur la **Figure II.3**.

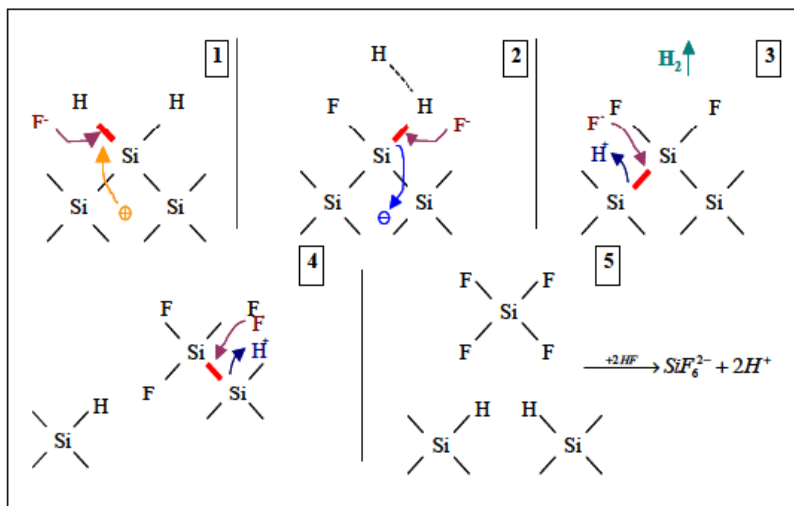


Figure II. 3: Mécanisme de formation du silicium poreux (d'après [27]).

Initialement, le silicium immergé dans une solution de HF, a sa surface passivée par des liaisons Si-H bien que la liaison Si-F soit plus stable (6 eV) que la première (3,5 eV). L'injection d'un trou depuis le substrat et l'action des ions fluorés permet de casser la liaison Si-H et de la remplacer par une liaison Si-F (étape 1). Symétriquement une seconde liaison Si-H est substituée sous l'action des ions fluorés par une liaison Si-F, avec cette fois l'injection d'un électron dans le silicium (étape 2). Ce processus est rendu possible par le changement de polarisation induit par la première liaison Si-F. La forte électronégativité des atomes de fluor

fragilise les liaisons Si-Si qui sont à leur tour attaquées par le HF, sans transfert de charges (étapes 3 et 4). L'attaque des liaisons Si-Si par les ions de la solution HF permet d'arracher un atome de silicium qui se lie avec quatre ions de F^- pour former la molécule de tétrafluorure de silicium SiF_4 . Les atomes de silicium de la surface résultante sont liés à des atomes d'hydrogène et la surface du substrat est à nouveau passivée par des liaisons Si-H. Le processus peut alors se répéter avec l'injection d'un trou. La molécule SiF_4 réagit finalement avec deux molécules de HF pour donner le composé SiF_6^{2-} soluble dans l'électrolyte. La gravure du silicium s'accompagne uniquement d'un dégagement de H_2 (étape 5).

e) **Initiation et passivation des pores**

Nous avons vu dans le **Paragraphe II.1.2.1. b** que le silicium poreux se forme lorsque la diode présente une zone de déplétion dans le semi-conducteur (zone 1). De plus, la dissolution de silicium se produit au niveau de l'interface entre l'électrolyte et le substrat de silicium (le front de dissolution ou de réaction électrochimique) en consommant des ions de fluors de l'électrolyte et des charges électriques depuis le substrat de silicium. Le flux des trous injecté vers le front de dissolution est contrôlé par la largeur de la zone de déplétion (ou zone de charge d'espace : ZCE) de diode Schotky. Cette dernière dépend de : la topographie de la surface et donc de sa rugosité. En effet un faible rayon de courbure de surface provoque un champ électrique local plus intense qui correspond à une ZCE plus fine, cela facilite l'injection de trous vers le front de dissolution ainsi favorise la dissolution de silicium dans cette zone. En conséquence, les sites initiaux de dissolution de silicium sont les défauts structuraux et les aspérités de surface du substrat de silicium ainsi l'amorce des pores se fait donc de façon aléatoire à proximité des défauts et des aspérités de surface [28].

Une fois la formation des pores commence, la gravure de silicium procède uniquement en fond de pores, en raison de l'appauvrissement de leurs parois des trous, permettant la porosification du silicium en profondeur. Ce phénomène est attribué à différentes effets [28]:

- Les porteurs libres injectés par le passage du courant auront tendance à minimiser leur longueur de diffusion, favorisant ainsi la réaction en fond de couche poreuse.
- Puisque le rayon de courbure est minimum en fond de pore, alors le champ électrique y est maximum. C'est donc en fond de pores que la réaction est favorisée.

- La difficulté d'injecter des charges électriques dans les cristallites déjà formées a également été évoquée.

Pour ces raisons, les parois sont passivées, les pores ne coalescent pas et ils croissent dans la direction perpendiculaire à la surface où il y a suffisamment de trous.

On constate donc que dans le régime de formation de silicium poreux où $I < I_{SP}$:

- la gravure de silicium se produit uniquement au fond des pores conduisant à la formation d'une structure poreuse plutôt qu'à un électropolissage.
- La porosité de la couche poreuse, lors de processus de gravure, reste approximativement constante, tandis que son 'épaisseur globale croît proportionnellement dans le temps.
- La forme et la taille des pores formés dans ce régime dépendent essentiellement de dopage du substrat et aux paramètres d'anodisation comme le potentielle appliqué et les caractéristique de l'électrolyte : Sa composition et la concentration de l'HF.

Dans la partie qui suit, nous allons aborder quelques propriétés remarquables du silicium poreux, et plus précisément celles qui servent l'application de silicium poreux dans la fabrication des structures multicouches.

II.1.3 Propriétés du silicium poreux

II.1.3.1 Propriétés optique

a) Porosité

La porosité notée par P , est le rapport du volume occupé par l'air et le volume total de la couche poreuse [29] :

$$P = \frac{V_{\text{air}}}{V_{\text{couche}}} \quad \text{Eq. II. 5}$$

Où : V_{air} et V_{couche} présentent le volume de l'air et le volume totale de la couche poreuse respectivement.

Expérimentalement, la porosité peut être mesurée par trois techniques différentes : la réflectivité, l'ellipsométrie et la gravimétrie. Chaque méthode nécessite l'élaboration d'un échantillon ayant une épaisseur de silicium poreux différente. La réflectivité et l'ellipsométrie sont des techniques optiques non destructives en comparaison avec la gravimétrie.

Cette dernière utilise des épaisseurs plus importantes de l'ordre de quelques dizaines de micromètres et nécessite le décapage de la couche poreuse [30]. L'ellipsométrie requiert des couches de silicium poreux très fines (quelques dizaine de nanomètres) [31]. La mesure par réflectivité quant à elle est plus adaptée aux épaisseurs comprises entre 1 et 10 micromètres [32], C'est cette technique qui est disponible dans notre cas et qu'on développera en détail dans **le Paragraphe II.4**. Il est important de noter que la porosité est une valeur moyenne et que pour une même porosité, différentes morphologies de matériau peuvent être obtenues. La porosité du matériau est contrôlée par les paramètres de formation telle que la densité de courant d'anodisation (J), la concentration en HF dans l'électrolyte et la température de l'électrolyte [33, 34].

b) Epaisseur

Les épaisseurs des couches de silicium poreux dépendent des conditions expérimentales. Une fois ces conditions fixées, les épaisseurs obtenues sont proportionnelles aux temps d'anodisation [35] ; Elles augmentent linéairement avec la durée d'anodisation lorsque cette durée est inférieure à une dizaine de minutes [36].

c) Modulation d'indice de réfraction

Une autre propriété optique très intéressante du silicium poreux est son constant diélectrique qui dépend de sa porosité. En effet, le silicium poreux étant un milieu formé d'un mélange de silicium et d'air, son indice de réfraction, qui correspond à la partie réelle de sa constante diélectrique, varie entre celui du silicium ($n_{Si} = 3,5$) et celui de l'air ($n_{air} = 1$) et il diminue donc lorsque la porosité croît [37]. Ainsi, l'indice de réfraction de ce matériau est modulable et permet de couvrir un large intervalle d'indice.

Un exemple des valeurs expérimentales de l'indice de réfraction du silicium poreux en fonction de la porosité, pour un substrat de type p^+ à une longueur d'onde de 2000 nm [38], est

rapporté sur la **Figure II.4**. On observe que lorsque la porosité varie de 35 % jusqu'à 85 %, l'indice de réfraction du silicium poreux diminue de 2,6 à 1,3.

Le calcul de l'indice de réfraction de SP est effectué en utilisant la théorie des milieux effectifs si les tailles de ses constituants sont inférieures à la longueur d'onde de la lumière qui le traverse ; cette théorie sera expliquée en détail dans le **Paragraphe III.3. 1**.

Etant donné que l'indice de réfraction du silicium a une forte dépendance spectrale (il augmente fortement dans le visible), l'indice de réfraction des couches poreuses dépend également de la longueur d'onde utilisée et il augmente notamment dans le visible. En outre, la structure colonnaire du silicium poreux en fait un matériau anisotrope à l'origine d'une biréfringence. Donc, l'indice de réfraction du silicium poreux n'est pas le même selon la polarisation de la lumière avec une différence Δn égale à 0,14 [39]. Toutefois, dans ce travail, nous ne prendrons pas en compte la biréfringence du matériau.

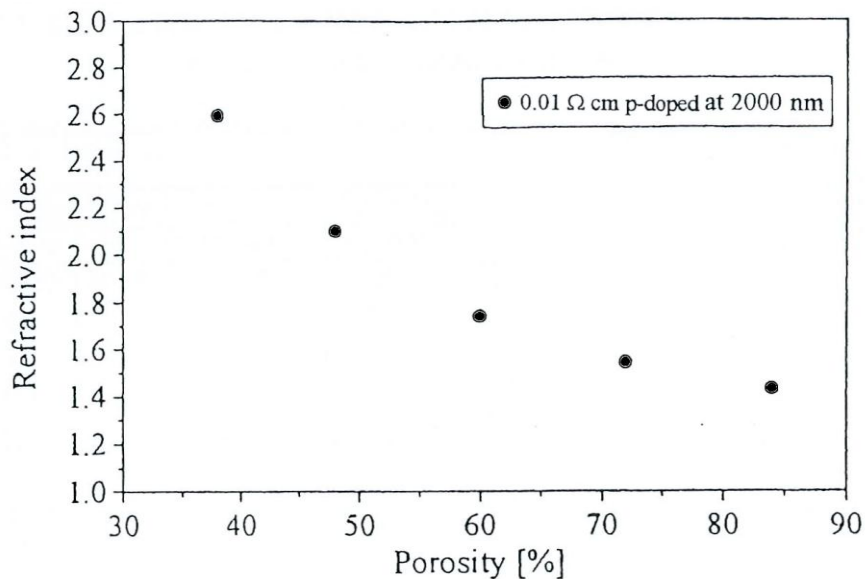


Figure II. 4: Indice de réfraction du silicium méso-poreux en fonction de sa porosité, pour une longueur d'onde de 2000 nm [38].

La partie imaginaire du constant diélectrique d'un matériau est liée à son absorption. En effet, les courbes du coefficient d'absorption du silicium massif intrinsèque et du silicium

poreux rapportées sur la **Figure II.5** montrent que l'absorption du silicium poreux est proche du silicium massif.

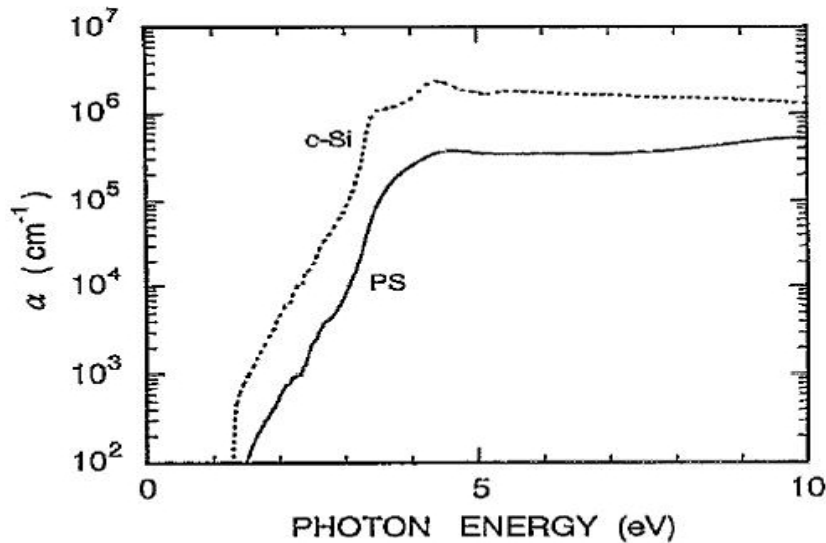


Figure II. 5 : Absorption optique (α) du silicium massif (c-Si) et du silicium poreux (SP) en fonction de l'énergie de la lumière incidente [38].

De plus, le silicium massif intrinsèque est transparent dans l'infrarouge, et il perd ce caractère diélectrique dans le proche ultraviolet; Il en est de même pour le silicium poreux. Il est à noter cependant que les porteurs libres du silicium dopé contribuent à une absorption plus ou moins importante dans le domaine de l'infrarouge.

La propriété de modulation de l'indice de réfraction par la porosité est à l'origine de nombreuses applications du silicium poreux. C'est notamment grâce à ce phénomène qu'il est possible de fabriquer des miroirs de Bragg en SP. La technique de structuration du silicium poreux en multicouches de porosités (donc d'indices de réfraction) différentes est liée au type de substrat utilisé.

II.1.3.2 Propriétés morphologiques

a) Morphologie

On entend par morphologie, la taille et la forme des pores. Cette propriété dépend essentiellement du type et du dopage du substrat ainsi que son orientation cristalline ; les

conditions d'anodisation peuvent aussi déterminer la morphologie du silicium poreux. Généralement, on classe le silicium poreux en trois catégories dépendant du diamètre moyen (d) des pores [40, 41] :

- Le nanoporeux (ou microporeux) qui présente des pores de diamètre inférieurs à 5 nm.
- Le mésoporeux, dont le diamètre des pores est compris entre 5 nm et 50 nm.
- Le macroporeux a des pores dont le diamètre excède 50 nm et peut atteindre jusqu'à 1 mm.

Précisons que cette classification porte sur la taille maximale des pores. Il est tout à fait possible d'obtenir plusieurs types de pores dans une même structure poreuse [42, 43].

Le **Tableau II. 1** indique les trois types de silicium poreux, qui diffèrent par la taille et la morphologie des pores, selon la nature et le taux du dopant introduit dans le substrat de silicium utilisé.

Type de Substrat	Type de silicium poreux	Taille des pores (nm)
P ⁻	Nanoporeux	< 5 nm
P ⁺ , N ⁺	Mésoporeux	5 – 50 nm
N ⁻	Macroporeux	>50 nm

Tableau II. 1: Classification du silicium poreux en fonction de la morphologie des pores.

Les images XTEM de différentes morphologies du silicium poreux, obtenues respectivement sur substrats de type P, N, P⁺ et N⁺, sont illustrées de haut en bas et de gauche à droite sur la **Figure II.6** [44]. On constate que :

Pour les substrats de type P faiblement dopés, la structure poreuse obtenue est homogène, isotrope, constituée de pores et de cristallites de taille nanométrique (1 - 5 nm) interconnectés (**Figure II. 6. a**).

Les substrats de types P⁺ donnent des couches poreuses avec des diamètres de pores de plus grandes dimensions (5 - 50 nm) et des formes tubulaires dirigées perpendiculairement vers la surface (**Figure II. 6. c**).

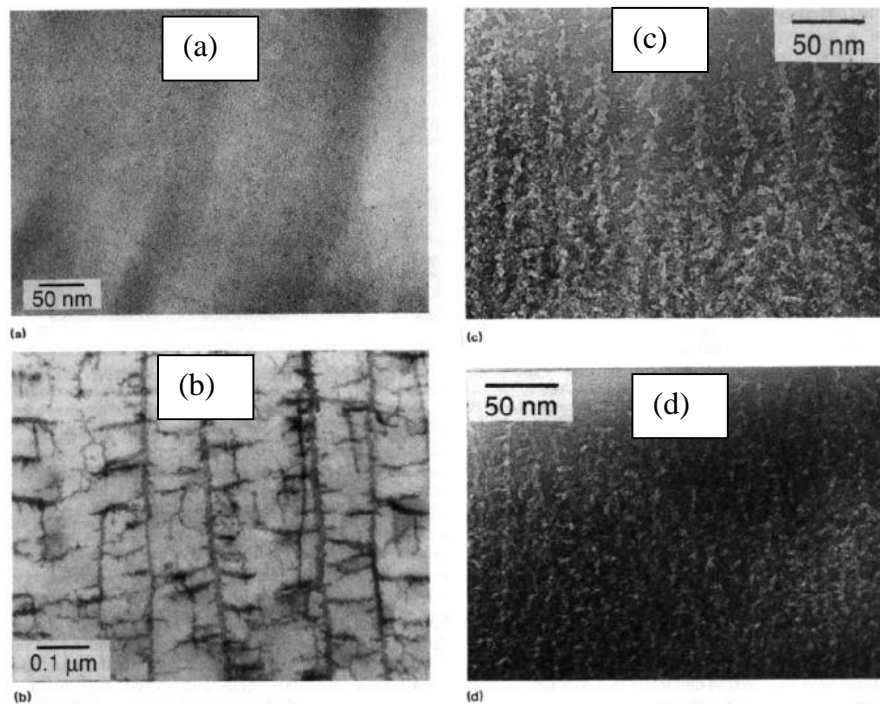


Figure II. 6: Photographies XTEM de la structure poreuse obtenue par anodisation de substrats P (a), N (b), P⁺ (c) et N⁺ (d) [44]. Les conditions d'anodisation furent les mêmes pour tous les types de substrat ([HF] = 49 % et j = 10 mA/cm²).

De manière générale, l'élaboration du silicium poreux sur des substrats de type N donne des couches poreuses dont le diamètre des pores diminue lorsque le dopage augmente (**Figure II. 6. b** et **Figure II. 6. d**). La structure observée dans le cas du type N⁺ est sensiblement identique à celle du type P⁺ (**Figure II. 6. d**) [45]. En revanche, les pores obtenus sur des substrats de type N sont plus larges que ceux obtenus sur des substrats de type P. De plus, Ils ont tendance à acquérir des formes de deux réseaux imbriqués; le premier est constitué de colonnes orientées de haut en bas et un sous réseau de branchements plutôt orienté dans une direction perpendiculaire au premier (**Figure II. 6. b**) [45].

Dans la suite de notre étude, nous travaillerons avec des substrats de type P⁺, d'orientation (100) et de résistivité de (1 – 5 mΩ.cm), ce qui correspond à la formation du silicium mésoporeux.

b) Rugosité

Un autre paramètre important dans le contexte d'une exploitation du silicium poreux dans le domaine de l'optique, est la rugosité d'interface. Dans le cas du silicium mésoporeux obtenu à partir de silicium de type P⁺, deux types de rugosités distinctes ont été identifiés [46]: waviness à l'échelle millimétrique et la rugosité à l'échelle nanométrique.

➤ Waviness

La rugosité à l'échelle millimétrique, waviness, est illustrée sur La **Figure II. 7**. Elle forme des stries le long des rayons du substrat de silicium à l'interface silicium poreux - silicium massif.

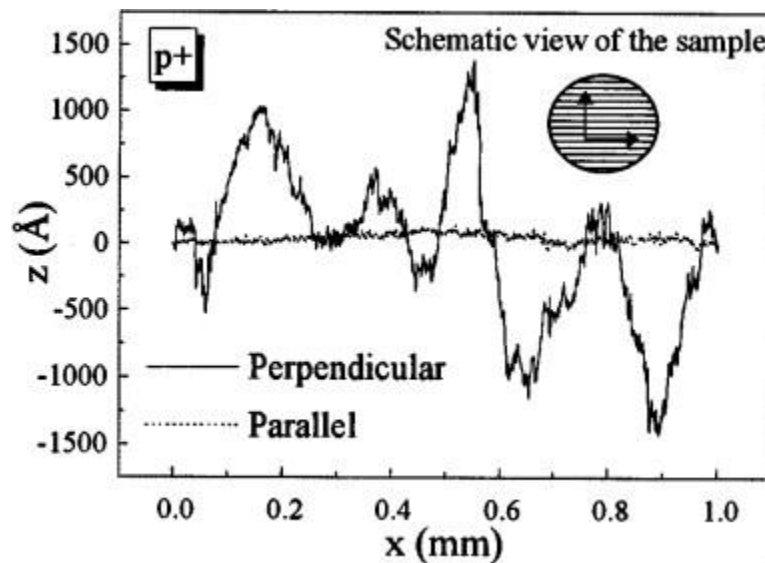


Figure II. 7 : Rugosité le long des rayons du wafer de silicium due aux inhomogénéités de dopage : Waviness [46].

Dans la plupart des cas, ce type de rugosité peut être observé à l'œil nu sous forme d'anneaux au bord du substrat. Elle est due aux inhomogénéités de dopage du silicium, qui sont plus importantes sur les bords du substrat. Comme la cinétique d'attaque du silicium dépend essentiellement du dopage du substrat (des trous), les inhomogénéités de dopage se

transforment en inhomogénéités de la cinétique d'attaque selon la position sur le substrat. Alors, Les rugosités de type waviness ont pour origine une vitesse d'attaque inhomogène sur la surface de l'échantillon, ce qui donne lieu à l'apparition de stries au fond de la couche.

➤ Rugosité nanométrique

La rugosité à l'échelle nanométrique dépend fortement de la porosité de la couche gravée : elle sera plus importante si la porosité est grande. Ce type de rugosité est affecté également par l'épaisseur de la couche gravée et la température d'anodisation. La **Figure II. 8** rapporte l'influence de ces deux paramètres sur la rugosité à l'échelle nanométrique.

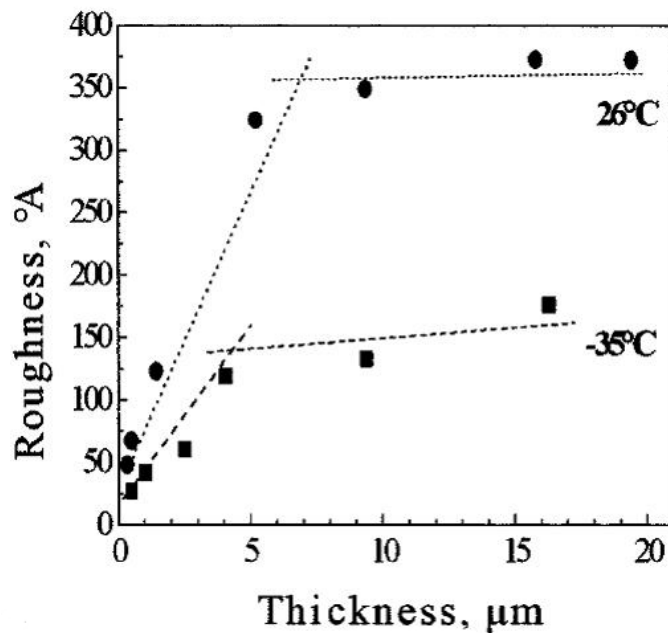


Figure II. 8: Influence de l'épaisseur et de la température sur la rugosité pour le silicium mésoporeux (p⁺) anodisé à 166 mA.cm⁻² [47].

On constate que la rugosité augmente avec l'épaisseur de la couche gravée, jusqu'à atteindre une valeur de saturation. De plus, elle diminue considérablement en abaissant la température d'anodisation [47]. L'impact de la température sur la rugosité est attribué à l'augmentation de la viscosité de l'électrolyte, qui améliore la qualité de sa mouillabilité sur le substrat et l'évacuation des gaz de la réaction. D'autres études ont d'ailleurs été menées sur l'ajout de glycérol dans l'électrolyte pour augmenter sa viscosité [48], et ainsi réduire la rugosité

des interfaces. Il est à noter que la réduction de la rugosité améliore beaucoup les performances des dispositifs optiques [47].

II.2 Fabrication des structures multicouches à base de silicium poreux

Etant donné que la gravure du silicium a lieu uniquement au fond des pores où les trous s'accumulent préférentiellement, une modification locale de la concentration des trous, au fond des pores, permet de moduler la porosité sans affecter la couche poreuse déjà formée. De ce fait, la modulation de la concentration des trous durant la procédure de gravure permet de structurer le SP verticalement en couches de différentes porosités et par suite, créer des structures multicouches.

Dans ce contexte, différentes techniques ont été utilisées pour fabriquer des structures multicouches à base de silicium poreux, on cite : (i) l'anodisation des substrats de silicium dopé périodiquement en appliquant une densité de courant constante [49], (ii) l'anodisation des substrats de type (N) en faisant varier l'intensité d'illumination [50], (iii) technique de dépôt à angle rasant [51], (iv) variation de la densité de courant d'anodisation sur des substrats dopés uniformément [52]. La dernière technique est largement exploitée parce que elle concerne les trois types de silicium poreux (nano-, méso- et macroporeux).

La porosité du silicium est modifiée simplement en modulant la densité de courant appliquée. En effet, en faisant varier la densité de courant en fonction du temps durant l'anodisation, des structures en couches empilées à différentes porosités peuvent être obtenues. Au fur et à mesure que chaque couche est anodisée, le front de réaction se déplace plus loin, en profondeur dans le substrat de silicium, ce qui fait apparaître la première couche anodisée à l'interface air/SP et la dernière couche anodisée à l'interface SP/silicium. Il est ainsi possible de contrôler la porosité (donc l'indice de réfraction) en choisissant correctement la densité de courant appliquée, et de contrôler l'épaisseur des différentes couches en choisissant leurs temps d'attaque respectifs. Le profil de la densité de courant en fonction du temps pour obtenir une multicouche avec deux porosités différentes est représenté sur la **Figure II. 9** [50].

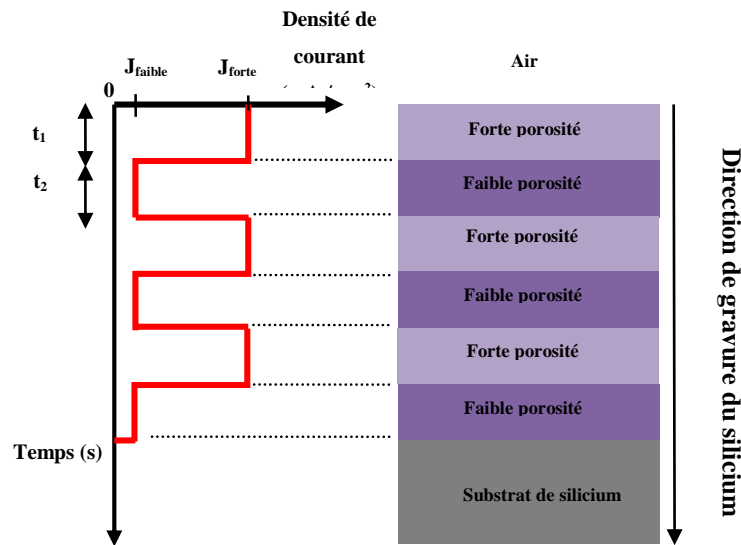


Figure II. 9: Profil de la densité de courant en fonction du temps en vue d'obtenir une structure multicouche avec deux porosités différentes.

II.3 Dispositifs expérimentaux et caractérisation

II.3.1 Dispositif de fabrication

Dans cette partie, nous décrivons en détail tous les éléments faisant partie du dispositif de fabrication de monocouches et multicouches de silicium poreux, mis en place au laboratoire de Foton de l'école de ENSSAT à l'université Rennes 1.

La **Figure II. 10** montre le schéma du système de fabrication. L'élément principal du système est la cellule électrochimique (1), où la gravure électrochimique du silicium est réalisée. Le courant appliqué pendant la gravure est fourni par la source de courant (2). Un multimètre (3) est utilisé pour la mesure de la tension du système pendant le processus de gravure. Ce dernier est utilisé pour superviser les paramètres du processus d'anodisation.

Dans le paragraphe suivant, l'importance de chaque élément et son utilité sont expliquées, en particulier la cellule électrochimique qui est la partie la plus importante de tout le processus.

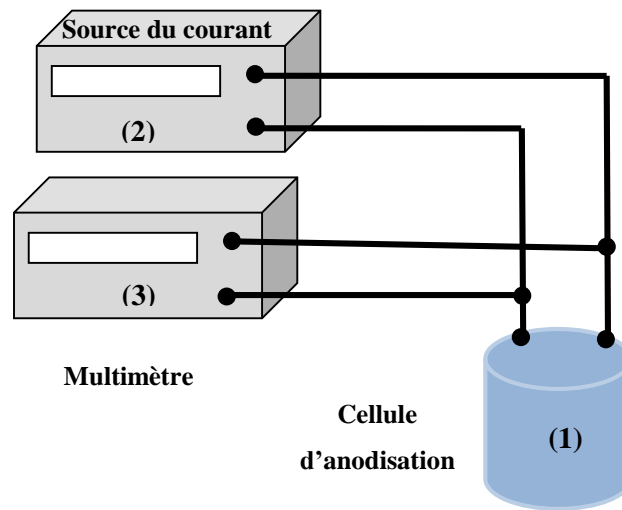


Figure II. 10 : Schéma du dispositif de fabrication du silicium poreux.

II.3.1.1 Cellule d'anodisation

La cellule d'anodisation utilisée (**Figure II. 11**) est conçue en téflon (matériau inerte à l'acide fluorhydrique), de forme cylindrique possédant un fond ayant différentes formes et diamètres afin de réaliser la surface poreuse désirée. Le substrat de silicium est placé sur l'électrode inférieure en platine (Anode) de forme circulaire. Un joint torique, inerte à l'HF, est utilisé afin d'assurer l'étanchéité entre le substrat et la cuve de la cellule d'anodisation. L'électrode supérieure (la cathode) est en platine, de forme carrée, parallèle à la surface du substrat de silicium. Dans la cellule d'anodisation nous avons introduit un agitateur à hélice. Cet agitateur assure l'homogénéité de l'électrolyte en renouvelant la solution au contact du substrat de silicium et en évacuant les bulles de H_2 formées au cours de l'anodisation. En outre, la cellule est équipée d'un couvercle pour réduire l'influence de la lumière blanche sur les caractéristiques d'anodisation électrochimique (vitesse de gravure et porosité) des couches du SP gravées.

Dans cette cellule, nos couches poreuses ont été élaborées sur une surface circulaire égale à 1 cm^2 .

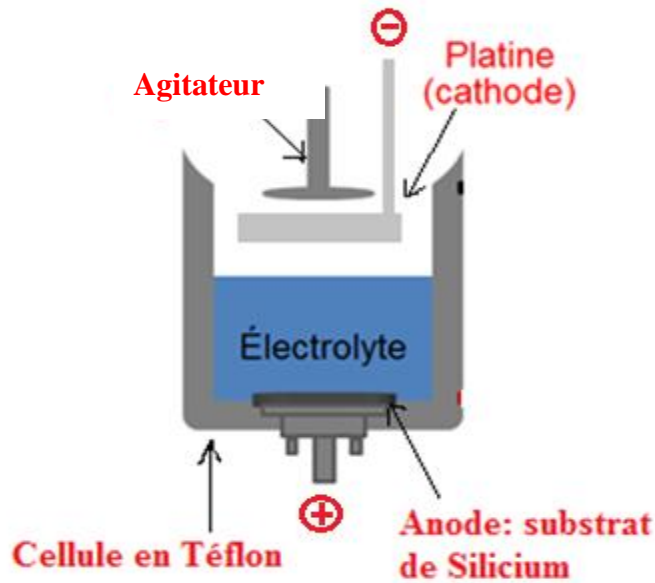


Figure II. 11: Schéma de la cellule d'anodisation utilisée pour la formation du silicium poreux.

II.3.1.2 Source de courant

Durant cette thèse, l'anodisation électrochimique a été réalisée en utilisant un générateur de courant Keithley 228A (voir la **Figure II. 12**). Ce générateur fonctionne par pilotage manuel assuré par une console de programmation digitale et est utilisé pour l'élaboration d'échantillons de silicium poreux avec un nombre de couches élevé (monocouches, bicouches, tricouches...) [51]. Il permet un contrôle parfait du temps et du courant appliqué durant le processus d'anodisation électrochimique, ce qui tolère à réduire la rugosité supplémentaire entre les différentes couches poreuses due au temps de réponse du système. Ce générateur, nous a servi pour la réalisation des structures poreuses multicouches, notamment le miroir de Bragg, qui nécessite des couches poreuses de faibles épaisseurs de l'ordre de $\lambda/4$.



Figure II. 12: Générateur de courant Keithley 228A

II.3.1.3 Electrolyte sous faible température

Afin de diminuer la rugosité d'interface en améliorant la reproductibilité de SP, il est parfois nécessaire de réduire la température de l'électrolyte. En effet, l'anodisation des substrats a été réalisée dans un congélateur qui peut atteindre des températures de $-20\text{ }^{\circ}\text{C}$ (voir la **figure II. 13**).



Figure II. 13 : Image photo du mini- congélateur.

II.3.2 Caractérisation des structures de SP :

II.3.2.1 Caractérisation morphologique

➤ Microscopie électronique à balayage (MEB)

La microscopie électronique à balayage ou l'abréviation en anglais (SEM) pour Scanning Electron Microscopy, est un microscope qui utilise un faisceau des électrons plutôt qu'un faisceau de lumière pour former une image de l'échantillon en deux dimensions ou trois dimensions. Son principe de fonctionnement consiste à balayer un faisceau des électrons à la surface étudiée et détecter les particules secondaires induites dont l'analyse fournit l'image de la surface. Ce type de microscope permet l'observation d'un échantillon à des grossissements qui peuvent aller jusqu'à 450 000 fois, avec une profondeur de champ importante, ce qui permet l'observation d'échantillon rugueux [52]. L'étalonnage de la taille des caractéristiques permet de déterminer la taille des pores et l'épaisseur de l'échantillon. En règle générale, des caractéristiques de l'ordre de 1 à 5 nm peuvent être résolues, en fonction de la conductivité et de la préparation de la surface de l'échantillon [34]. En effet, les échantillons doivent être assez conducteurs afin d'éviter l'effet d'accumulation des charges sur sa surface par conséquent, obtenir des images de bonne qualité et exploitable. Sinon le dépôt d'une couche métallique conductrice sera nécessaire pour évacuer les charges dans le cas des matériaux isolants. Le silicium poreux de type p^+ est suffisamment conducteur pour éviter le dépôt d'une couche d'or.

L'appareillage utilisé dans le cadre de cette thèse est un MEB à effet de champ de type «JEOL JSM -6360LV and SU 3500» (**Figure II. 14**), nous l'avons exploité pour mesurer l'épaisseur des échantillons du SP préparés par anodisation électrochimique afin de déterminer la vitesse de gravure nécessaire à l'élaboration des structures multicouches ; et pour observer également la structuration verticale des couches poreuses empilées ainsi que la rugosité d'interface. Des tensions d'accélération varient entre 15 et 30 kV ont été utilisés pour observer les échantillons préparés à base du silicium poreux.



Figure II. 14 : Photo du MEB à effet de champ « JEOL JSM 6301F » (Institut de Foton, Univ. Rennes 1 – France 2018).

II.3.2.2 Caractérisation optique du silicium poreux

➤ Mesure de la réflectivité

La spectroscopie UV- visible proche infrarouge est une technique d'analyse non destructive qui permet de déterminer le facteur de réflexion (ou de transmission et d'absorption) des couches minces. Son principe repose sur la projection de la lumière à la surface de l'échantillon, et la mesure de l'intensité de la lumière réfléchiée par l'échantillon en fonction de la longueur d'onde.

Durant ce travail, nous avons utilisé deux dispositifs expérimentaux afin de mesurer les spectres de réflectivité des monocouches de SP ainsi que ceux des structures multicouches. Ces deux types de spectrophotomètre, illustrés sur la **Figure II. 15**, se différencient par la gamme spectrale de fonctionnement et la vitesse d'acquisition.

- Pour les monocouches de SP, les spectres de réflectivité ont été obtenus au moyen d'un spectromètre à fibre optique et à haute vitesse de balayage " HR 4000 " (Ocean Opics) (**Figure II. 15. a**).

- Les spectres de réflectivité des échantillons multicouches ont été obtenus au moyen d'un spectromètre UV/VIS/PIR "Lambda 900" (Perkin Elmer) (**Figure II. 15. b**).

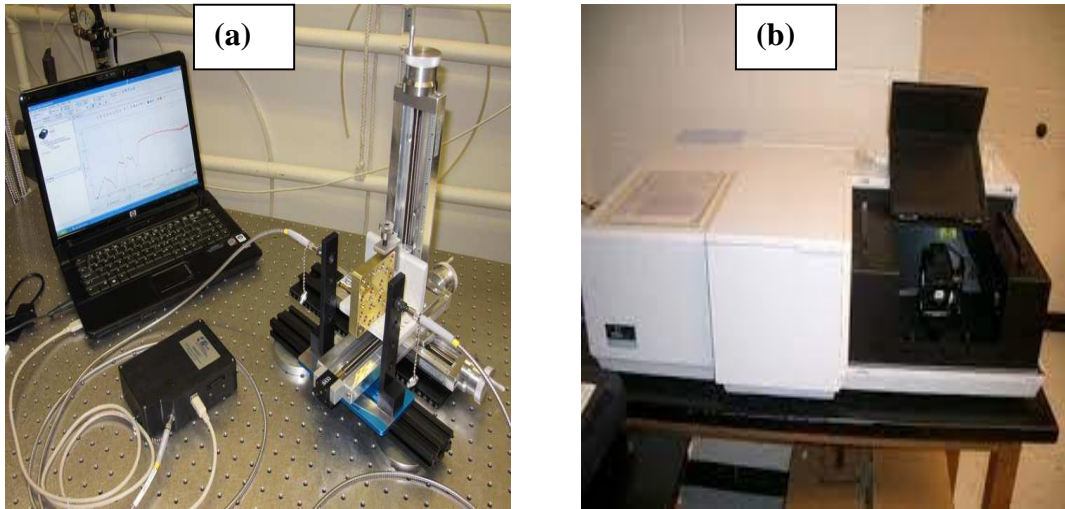


Figure II. 15 : Présentation des spectrophotomètres utilisés dans ce travail : (a) spectromètre à fibre optique et à haute vitesse de balayage " HR 4000 " (Ocean Opics). (b) spectromètre UV/VIS/PIR "Lambda 900" (Perkin Elmer) (Institut de Foton, Univ. Rennes 1 – France 2018).

Le spectromètre à fibre optique et à haute vitesse de balayage " HR 4000 " (Ocean Opics) est un spectromètre miniaturisé, et est équipé d'un détecteur CCD linéaire TOSHIBA permettant de travailler dans la gamme spectrale comprise entre 200 nm et 1100 nm. La source de lumière que nous avons utilisée est une lampe halogène au tungstène (20 Watts) Mikropack (HL-2000). La lumière est envoyée en réflexion normale par une fibre sur la surface de l'échantillon à analyser donnant un spot circulaire de 1 mm de diamètre. Le pilotage du spectromètre et l'acquisition des spectres sont assurés par le logiciel Spectra Suite. En plus de l'acquisition rapide, cet appareil présente l'avantage d'être très compact [51]. Son inconvénient réside dans le fait que sa gamme spectrale est limitée à $\lambda = 1100$ nm. En raison de l'acquisition rapide de cet appareil, nous l'avons utilisé pour caractériser les monocouches de SP.

➤ **Spectromètre UV/VIS/NIR "Lambda 900" (Perkin Elmer)**

L'appareillage que nous avons utilisé au cours de cette thèse pour mesurer la réflectivité des structures multicouches de SP élaborées, est un spectromètre UV/VIS/NIR "Lambda 900" (Perkin Elmer) équipé d'un accessoire de réflectance spéculaire (angle 6°) et couvrant la zone spectrale 200 - 2000 nm. Le spot d'illumination utilisé avec cet appareil est

rectangulaire de longueur 7 mm et de largeur 4 mm. Cet appareil est piloté par le logiciel UV winLab qui permet aussi l'acquisition des spectres. Malgré l'acquisition lente (34 s/100 nm), cet appareil présente l'avantage de travailler en proche infrarouge (1000 nm à 2000 nm). En effet, sur cette zone spectrale (à partir de 1100 nm), le silicium est transparent. Il en découle une meilleure exploitation du spectre de réflectance pour la détermination de l'indice de réfraction de l'échantillon de silicium poreux analysé [51].

Pour les deux appareils utilisés dans cette thèse, le spectre de réflectivité est obtenu en utilisant pour référence un miroir d'or dont la réflectivité est connue et voisine de 98 % dans le visible et le proche l'infrarouge.

Par la suite, les spectres mesurés seront exploités pour déterminer les caractéristiques optiques des structures élaborées.

II.4 Détermination de l'indice de réfraction et l'épaisseur des couches de SP

La modélisation du spectre expérimentale de réflectivité permet de déterminer les épaisseurs et les indices des couches élaborées. Le principe de modulation consiste à ajuster le spectre expérimental à un spectre théorique calculé en utilisant le modèle théorique établi dans le troisième chapitre. Ce modèle utilise la méthode des matrices caractéristiques et la loi de Bruggeman, pour calculer le spectre de réflectivité d'une structure donnée (monocouche ou multicouches) en fonction de ses différents paramètres, à savoir les indices et les épaisseurs. Les indices de réfractifs effectifs utilisés dans le calcul sont reliés à la fraction de l'air des couches poreuses du modèle par la relation de Bruggeman. Le spectre calculé est comparé avec le spectre expérimental.

Les valeurs des indices de réfraction et des épaisseurs sont déterminées par ajustement des spectres calculés avec les spectres expérimentaux. La qualité de l'ajustement des spectres est donnée par la formule de χ^2 définie comme :

$$\chi^2 = \frac{1}{2M} \sum_{i=1}^M (R_{Exp}^i - R_{Th}^i) \quad \text{Eq. II. 6}$$

Les méthodes de régression : du simplex et de Levenberg-Marquardt sont utilisées pour déterminer les paramètres du modèle, qui permettront de se rapprocher du spectre expérimental en minimisant la fonction χ^2 [53].

Un bon ajustement fait tendre le χ^2 vers 0. Le χ^2 n'est pas le seul paramètre à prendre en compte. Les paramètres de l'ajustement doivent garder un sens physique (par exemple, l'indice de réfraction calculé dans le modèle doit rester positif).

Pour les structures monocouches, l'épaisseur géométrique de la couche poreuse est obtenue à partir de l'image MEB (en clivant l'échantillon) pour faciliter la procédure d'ajustement, qui se limitera à l'indice de réfraction de la couche poreuse.

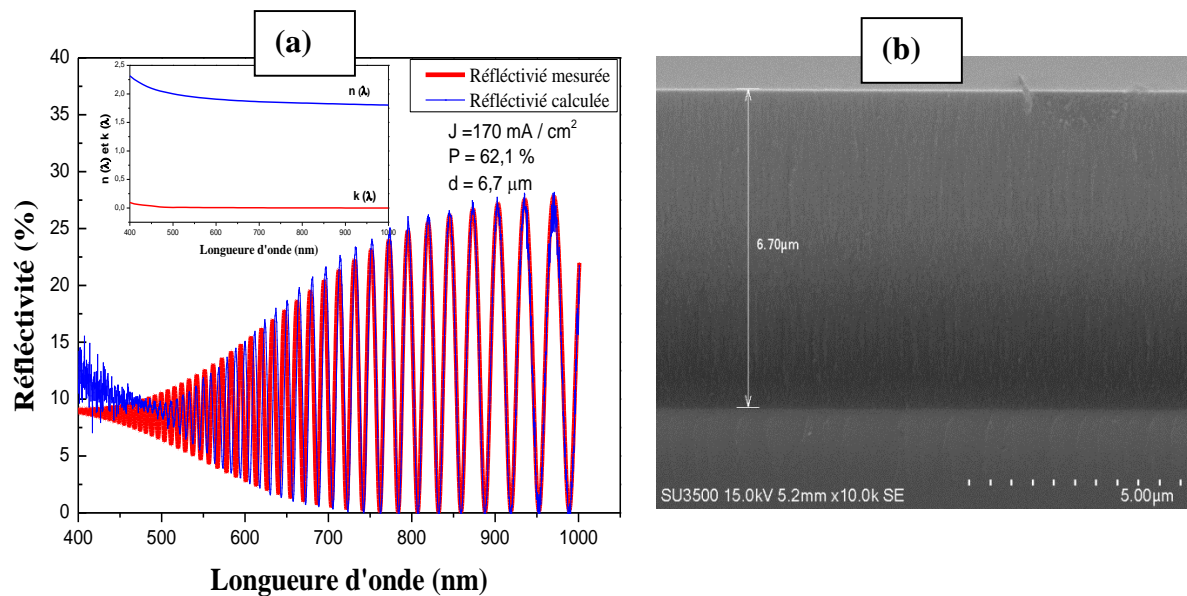


Figure II. 16 : (a) Exemple de spectre de réflectivité mesuré (en rouge) et simulé (en bleu) d'une couche de silicium poreux, fabriquée par anodisation d'un substrat de résistivité (1 - 5 mΩ. cm), dans une solution de 35 % de HF, parcourue par une densité de courant de à 170 mA/ cm² pendant 50s. (b) L'image MEB de la couche poreuse d'épaisseur de 6,7 μm.

La **Figure II. 16. a** illustre le résultat de modulation du spectre de réflectivité d'une monocouche de SP élaboré avec une densité de courant $J = 170 \text{ mA} / \text{cm}^2$ et une durée de gravure $t = 50 \text{ s}$. La découpe transversale de la couche poreuse est reportée sur la **Figure II. 16. b**. L'épaisseur de la couche de SP mesurée par MEB est : $d = 6,7 \mu\text{m}$. La valeur de l'indice de réfraction de la couche déterminée en modulant le spectre varie de 2,3 à 1,81 dans l'intervalle des longueurs d'ondes allant de 400 nm à 1000 nm (voir la courbe de dispersion dans l'insert **Figure II. 16. a**), cette valeur correspond à une porosité d'environ 35%.

II.5 Dépôt d'Aluminium sur substrat de silicium

II.5.1 Pulvérisation cathodique

La pulvérisation cathodique est un procédé de dépôt sous vide fonctionnant à froid, en plasma luminescent, dans un gaz maintenu à pression réduite. Le principe de la pulvérisation cathodique consiste, dans une enceinte sous vide partiel, à éjecter des atomes d'une cible (matériau à déposer) grâce à un flux de particules énergétiques provenant du gaz de décharge. La cible est fixée sur une électrode (cathode) refroidie par une circulation d'eau et portée à une tension négative. Une seconde électrode (anode) est placée en regard de la cathode à quelques centimètres (mode DC). En appliquant une différence de potentiel continue entre les deux électrodes, on provoque l'ionisation du gaz de décharge créant ainsi le plasma qui contient des électrons attirés par l'anode et des ions positifs attirés par la cible. S'ils ont suffisamment d'énergie, ces derniers vont éjecter des atomes de la cible qui vont se déposer à la surface du substrat à recouvrir placé en vis-à-vis formant ainsi une couche mince. Le gaz de décharge utilisé est en général l'argon qui présente de nombreux avantages [54] :

- faible énergie d'ionisation (facilité d'amorçage du plasma).
- masse moyenne des atomes d'argon (le transfert d'énergie entre atomes lors d'une collision est maximal si les masses des atomes sont proches).
- très faible réactivité chimique.
- faible prix.

II.5.1.1 Pulvérisation cathodique magnétron

La cathode magnétron constitue un perfectionnement de la cathode qui permet d'accroître la vitesse de dépôt en combinant un champ magnétique intense perpendiculairement au champ électrique. Le nombre de particules éjectées de la cible dépend du nombre d'ions Ar^+ présents dans le plasma et surtout à proximité de la cible.

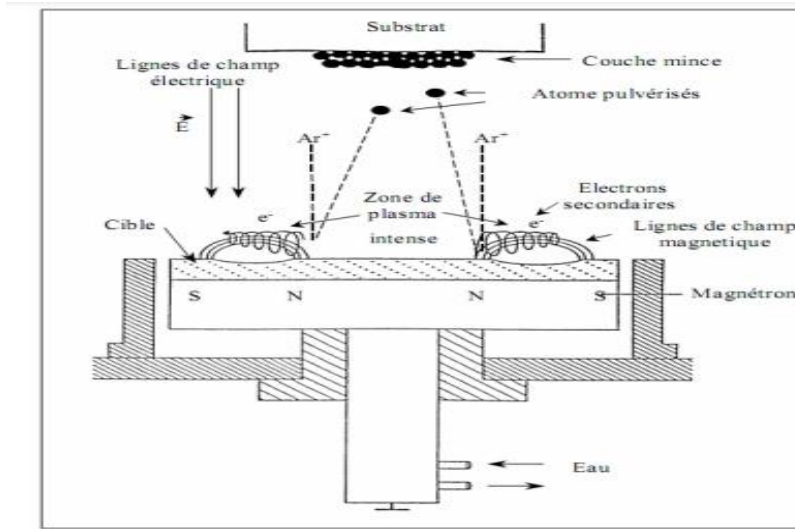


Figure II. 17 : Principe de la pulvérisation à cathode magnétron.



Figure II. 18 : Photo du bâti de pulvérisation cathodique magnétron AICATEL de type : SCM600 de l'INL

Si on superpose au champ électrique un champ magnétique parallèle à la cathode (en plaçant des aimants sous celle-ci), les trajectoires électroniques vont s'enrouler autour des lignes de champ magnétique, ce qui augmente considérablement les chances d'ioniser une molécule de gaz au voisinage de la cathode. Une zone de plasma intense est ainsi créée au voisinage de la cible (**Figure II. 17**) [54]. Le dépôt d'aluminium sur le substrat de silicium dans ce travail, est réalisés à l'INL en utilisant l'appareil est AICATEL de type : SCM600 (voir **Figure II. 18**).

II.6 Conclusion

Le silicium poreux est un matériau qui a suscité un large engouement par ses nombreuses et remarquables propriétés. Entre autres, il offre la possibilité de moduler son indice de réfraction en contrôlant sa porosité. Il est ainsi possible de le structurer verticalement en couches d'indice de réfraction et d'épaisseurs parfaitement contrôlables. Cette dernière propriété le qualifié comme un matériau diélectrique promoteur pour la fabrication des dispositifs optiques passifs : Miroirs de Bragg.

Le principe de base de l'anodisation du silicium, ainsi que les mécanismes complexes mises en jeu lors de la formation du silicium poreux, ont été décrits dans ce chapitre. Le phénomène de l'amorçage et de passivation des pores ont également discutés. Ses principales propriétés optiques et morphologiques qui concernent plus particulièrement ce travail, ainsi que les méthodes de fabrication des structures multicouches, ont été présentées.

Les procédés expérimentaux de fabrication des structures de silicium poreux ainsi que les moyens de caractérisation optiques et structurales, utilisé dans ce travail, ont été décrites. De plus, la méthode de détermination des propriétés optiques (indice de réfraction et épaisseurs) des couches du silicium poreux, en modulant les spectres de réflectivité mesurés, a été abordée. Le procédé de dépôt de couche d'Aluminium sur substrat de silicium type P a été décrit à la fin de ce chapitre.

Bibliographie :

- [1] A. Uhler, Bell Syst. Tech. J., Vol.35, p.333, 1956.
- [2] C. S. Fuller and J. A. Ditzenberger, J. Appl. Phys. Vol.27, p.544, 1957.
- [3] TURNER D. R., Electropolishing silicon in hydrofluoric acid solutions., J. Electrochem. Soc., vol. 105, no 7, pp. 402-408, 1958.
- [4] WATANABE. Y, SAKAI T., Application of a thick anode film to semiconductor devices, Rev. Electron. Commun. Labs, Vol. 19, pp. 899-903, 1971.
- [5] IMAI. K, A new dielectric isolation method using porous silicon. Solid State Electron., vol. 24, pp.159-164,1981.
- [6] MOREL M., LE BERRE M., LYSENKO V. ET AL., Porous silicon as a sacrificial material for microstructures fabrication., Mat. Res. Soc. Proc., vol. 605, pp. 281- 285, 2000.
- [7] SMITH R. L., SCOTT D. C., An integrated sensor for electrochemical measurements., IEEE Trans. Biomed. Ing., vol. BME-33, no. 2, pp. 83-90,1986.
- [8] SCHÖNING M. J., KUROWSKI A., THUST M. ET AL., Capacitive microsensors for Biomedical sensing based on porous silicon technology., Sensors and Actuators B, vol. 64, pp. 59-64, 2000.
- [9] PERICHON. S, Technologie et propriétés de transport dans les couches épaisses de silicium poreux : applications aux microsystèmes thermiques., Thèse LPM. Lyon : INSA de Lyon, France, 2001.
- [10] L. Canham, Silicon quantum wire array fabrication by electrochemical and chemical dissolution of wafers, Applied Physics Letters, Vol. 57, pp.1046-1048, 1990.
- [11] G. Vincent, Optical properties of porous silicon superlattices, Applied Physics Letters, Vol. 64, pp.2367-2369, 1994.

- [12] M. Berger, R. Arens-Fischer, M. Thoninssen et al., Dielectric filters made of ps : Advanced performance by oxidation and new layer structures, *Thin Solid Films*, Vol. 297, pp.237-240, 1997.
- [13] C. Mazzoleni et L. Pavesi, Application to optical components of dielectric porous silicon multilayers, *Applied Physics Letters*, Vol. 67, pp.2983-2985, 1995.
- [14] A. Bruyant, G. Lerondel, P. Reece et M. Gal, All-silicon omnidirectional mirrors based on one-dimensional photonic crystals, *Applied Physics Letters*, Vol. 82, pp.3227-3229, 2003.
- [15] M. P. Stewart et J. M. Buriak, Chemical and biological applications of porous silicon technology, *Advanced Materials*, Vol. 12, pp.859-869, 2000.
- [16] BRENDEL R., A novel process for ultrathin monocrystalline silicon solar cells on glass., Proc. of the 14th European Photovoltaic Solar Energy Conference, Barcelona, Spain, pp. 1354-1357, 1997.
- [17] BILYALOV R., STALMANS L., BEAUCARNE G., LOO R., CAYMAX M., POORTMANS J. AND NIJS J., Porous silicon as an intermediate layer for thin-film solar cell, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, Vol. 65, pp. 477-485, 2001.
- [18] BERGMANN R. B., RINKE T. J., WAGNER T. A. ET AL., Thin film solar cells on glass based on the transfer of monocrystalline Si films. *Solar Energy Materials & Solar Cells*, vol. 65, pp. 355-361, 2001.
- [19] TAYANAKA H., YAMAUCHI K., MATSUSHITA T, Thin-film crystalline silicon solar cells obtained by separation of a porous silicon sacrificial layer, Proc. of the 2nd World Conference and Exhibition on Photovoltaic Solar Energy Conversion, Vienna, Austria, pp. 1272-1277, 1998.
- [20] POPULAIRE. C, Propriétés physiques du silicium poreux : traitements et applications aux microsystèmes. Thèse. Lyon LPM: INSA de Lyon, France, 2005.
- [21] V. Lehmann et U. Gösele, "Porous silicon formation : a quantum wire effect", *Applied Physics Letters*, Vol. 58, no 8, p. 856, 1991.

- [22] R. L. Smith et S. D. Collins, "Porous silicon formation mechanisms", *Journal of applied physics*, Vol. 71, no 8, R1, 1992.
- [23] POPULAIRE. C, Propriétés physiques du silicium poreux : traitements et applications aux microsystèmes. Thèse. Lyon LPM: INSA de Lyon, France, 2005.
- [24] V. Lehmann et U. Gösele, "Porous silicon formation: a quantum wire effect", *Applied Physics Letters*, Vol. 58, no 8, p. 856, 1991.
- [25] H. Gerischer, P. Allongue et V. C. Kieling, "The mechanism of the anodic oxidation of silicon in acidic fluoride solutions revisited", *Berichte der Bunsengesellschaft für physikalische Chemie*, Vol. 97, no 6, p. 753, 1993.
- [26] V. Lehmann et U. Gösele, "On the morphology and the electrochemical formation mechanism of mesoporous silicon", *Materials Science and Engineering B*, Vol. 69, p. 11, 2000.
- [27] LEHMANN. V, GÖSELE U, Porous silicon formation: a quantum wire effect. *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 8, pp. 856-859, 1990.
- [28] M. Beale, N. Chew, M. Uren et al., Microstructure and formation mechanism of porous silicon, *Applied Physics Letters*, Vol. 46, pp.86-88 , 1985.
- [29] Marzouk Kloul, Contribution à la mise au point de méthodes de contrôle et de caractérisation de guides d'ondes composites silicium poreux et silice poreuse/molécules organiques à propriétés optiques non linéaires, Thèse de Doctorat, Université de Maine, France, 2005.
- [30] S. Ossicini, L. Pavesi, and F. Priolo, *Light emitting silicon for microphotronics*, ser. Springer tracts in modern physics. Springer-Verlag, no.194, 2003.
- [31] Sévak AMTABLIAN, Du transfert de films minces de silicium monocristallin vers un procédé cellule à faible budget thermique, Thèse de Doctorat, l'institut national des sciences appliquées de Lyon, France, 2008.

- [32] QUOIZOLA S. Epitaxie en phase vapeur de silicium sur silicium mésoporeux pour report sur substrats économiques et application photovoltaïque bas coût., Thèse LPM. Lyon: INSA de Lyon, France, 2003.
- [33] A. HALIMAOUUI , Porous silicon science and technology, Les Editions De Physique-Springer, lecture 3, pp.33-50, 1994.
- [34] A. HALIMAOUUI , Porous silicon science and technology”, in. Les éditions de la Physique, chap. Porous silicon : material processing, properties and applications, p. 33, 1995.
- [35] O. Bisi et al., Surface Science Reports, Vol. 38 fi-fi26 ; 2000.
- [36] C. Pickering, M. I. J. Beale et D. J. Robbins, “Optical properties of porous silicon films”, Thin solid films, Vol. 125, p. 157, 1985.
- [37] I. Canham, Properties of Porous Silicon, Inspec, The Institution of Electrical Engineers, London, 1997.
- [38] F. Ferrieu, A. Halimaoui et D. Bensahel, “Optical characterisation of porous silicon layers by spectrometric ellipsometry in the 1,5-5 eV range”, Solid state communications, Vol. 84, no. 3, p. 293, 1992.
- [39] K.S.W. SING et al., Pure Appl. Chem. (UK) vol.57, no 4, p. 603,1985.
- [40] V. LEHMANN, R. STENGL ET A. LUIGART, the morphology and the electrochemical formation mechanism of mesoporous silicon, Materials Science And Engineering, Vol. 70, pp. 11-22, 2000.
- [41] HALIMAOUUI A., Porous silicon formation by anodisation, In : edited by L. T. Canham, Properties of porous silicon. London : INSPEC, pp. 12-22, 1997.
- [42] R. HERINO, G. BOMCHIL, K. BARLA ET AL., Porosity and pore size distributions of porous silicon layers, J. Electrochem. Soc.: Solid-State Science And Technology, Vol. 134, pp.1994-2000, 1987.

- [43] R. L. Smith and S. D. Collins, "Porous Silicon Formation Mechanisms," *Journal of Applied Physics*, Vol. 71, No. 8, pp. 1-22, 1992.
- [44] S. Setzu, G. Lerondel et R. Romestain, Temperature effect on the roughness of the formation interface of p-type porous silicon, *J. Appl. Phys.*, Vol. 84, pp.3129-3133, 1998.
- [45] P. Kan, S. Foss et T. Finstad, The effect of etching with glycerol, and the interferometric measurements on the interface roughness of porous silicon, *Phys. Stat. Sol. (a)*, Vol. 202, pp.1533-1538, (2005)
- [46] S. Frohnhoff, Berger MG, Porous silicon superlattices. *Adv Mater*, Vol. 6, pp.963–965, 1994.
- [47] Frohnhoff S, Berger MG, Thonissen M, Arens-Fischer R, Munder H, Leuth H, Arntzen M, TheiW, Formation techniques for porous silicon superlattices. *Thin Solid Films* Vol.59, p.255, 1995.
- [48] Kaminska K, Brown T, Beydaghyan G, Robbie K, Vacuum evaporated porous silicon photonic interference filters., *Appl Optics*, Vol. 42, pp.4212–4219, 2003.
- [49] G. Vincent, Optical properties of porous silicon superlattices, *Applied Physics Letters*, Vol. 64, pp.2367-2369, 1994.
- [50] Mohamed Dribek, Etude et réalisation de nanostructures photoniques à base de silicium poreux chimiquement fonctionnalisé en vue d'une application biocapteur, Thèse de Doctorat, Université de Rennes 1, France, 2010.
- [51] S. Bulou, Synthèse de couches minces de SiCN par dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma micro-onde. Caractérisation du procédé et des films élaborés dans le mélange N₂/Ar/CH₄/H₂/hexaméthylsilazane, Thèse de Doctorat, Université Henri Poincaré, France, soutenue le 5 novembre 2010.
- [52] D. B. Holt, SEM microcharacterization of semiconductors, ser. *Techniques of Physics*, Eds. Academic Press Limited, vol. 12, pp250, 1989.

- [53] S. Callard, A. Gagnaire, J. Joseph, « Characterisation of graded refractive index silicon oxynitride thin films by spectroscopic ellipsometry », *Thin solid films*, Vol. 313 – 314, p. 384-388, 1998.
- [54] Julien MARTEGOUTTE, Corrélation entre les procédés de fabrication, les propriétés microstructurales et les propriétés mécaniques de couches minces métalliques pour applications microsystèmes, Thèse de Doctorat, L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUEES DE LYON, France, 2012.

Chapitre III: Réflecteur arrière, étude théorique et simulation

Introduction

III.1 Nous avons vu dans le premier chapitre que la transmission des photons de faibles énergies à travers la couche active des cellules solaires en couches minces de silicium est une source importante de pertes pour la conversion photovoltaïque. Les miroirs de Bragg ont été utilisés comme des réflecteurs arrière pour compenser ces pertes. Cependant, leur performance est limitée par l'écart de leurs indices de réfraction. La solution proposée pour améliorer la performance de ces miroirs est de varier ses épaisseurs le long de l'axe de propagation de la lumière. Dans ce chapitre, nous allons étudier différentes structures du réflecteur arrière qui pourrait améliorer la réflexion des photons de faibles énergies sur un large intervalle de longueurs d'ondes.

Ce chapitre est structuré en deux parties

Dans la première partie, nous allons rappeler les principes de base qui gouvernent la propagation des ondes électromagnétiques dans les milieux diélectriques. Nous décrirons également les éléments théoriques qui permettent le calcul des propriétés optiques de deux milieux d'indices différents. Nous présenterons dans ce même contexte un modèle qui permet de calculer les propriétés optiques des milieux stratifiés et une méthode approximative pour la détermination de la loi de dispersion des milieux inhomogènes. En revanche, la simulation du comportement optique des films inhomogènes et la détermination notamment de leur coefficient de réflexion est rendue possible.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous présenterons les résultats de simulation obtenus pour les différentes structures de réflecteur arrière étudiées.

III.1 Milieu homogène

III.1.1 Ondes planes progressives

Comme tout phénomène électromagnétique en général, les ondes lumineuses sont gouvernées par les quatre équations de Maxwell [1]. Dans un milieu homogène, isotrope, non magnétique, de constante diélectrique complexe ϵ_r et en l'absence de sources, elles s'écrivent en unité SI [2] :

$$\nabla \wedge \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \qquad \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \qquad \text{Eq. III. 1}$$

$$\nabla \wedge \mathbf{H} = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \qquad \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \qquad \text{Eq. III. 2}$$

Où l'on désigne par \mathbf{E} et \mathbf{H} le champ électrique et magnétique, et où ϵ_0 et μ_0 représentent la permittivité électrique et la perméabilité magnétique du vide.

Nous nous bornerons à exprimer les relations à venir en fonction du champ électrique, dont l'équation d'onde (résulte de la combinaison des équations **III. 1** et **III. 2**),

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \mu_0 \epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \qquad \text{Eq. III. 3}$$

qui admet comme solutions des ondes planes de la forme [1] :

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \exp[i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \qquad \text{Eq. III. 4}$$

de longueur d'onde dans le vide $\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}$, de fréquence $\nu = \frac{\omega}{2\pi}$, et dont le vecteur d'onde \mathbf{k} dirigé suivant la direction de propagation est défini de telle sorte que $(\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{k})$ soit un trièdre direct. \mathbf{k} est lié à la pulsation ω par la relation :

$$\mathbf{k} = \mathbf{n} \frac{\omega}{c} \quad \text{Eq. III. 5}$$

Où :

$$\mathbf{n} = \sqrt{\epsilon_r} \quad \text{et} \quad c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad \text{Eq. III. 6}$$

Les ondes planes révèlent une importance particulière dans la mesure où elles constituent une base commode sur laquelle peut être développée toute onde électromagnétique. En outre, les équations qui régissent leur comportement à l'interface de deux milieux sont simples et peuvent être résolues rigoureusement [3, 4].

III.1.2 Réflexion à l'interface de deux milieux homogènes

Considérons l'interface entre deux milieux semi-infinis : le milieu ambiant d'indice complexe \tilde{n}_1 et un matériau isotrope d'indice complexe \tilde{n}_2 tel qu'il est représenté par la **Figure III.1**.

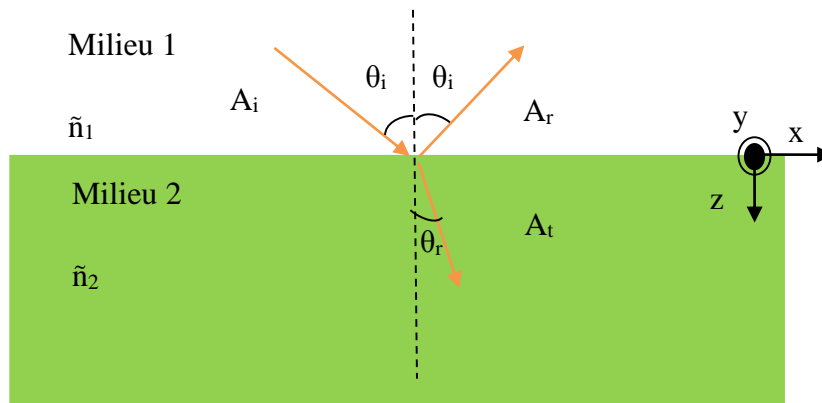


Figure III. 1: Réflexion d'une onde sur une surface (chaque flèche représente un vecteur d'onde). Les amplitudes des champs électriques associés sont indiquées près de chaque flèche.

L'indice optique est défini par sa partie réelle n_2 et sa partie imaginaire k_2 , respectivement appelées indice de réfraction et coefficient d'extinction.

$$\tilde{n}_2 = n_2 - ik_2 \quad \text{Eq. III. 7}$$

θ_i est l'angle d'incidence et θ_r est l'angle de réfraction. Ces angles sont repérés par rapport à la normale à la surface. \tilde{n}_1 est l'indice optique du milieu ambiant (milieu 1). La loi de Snell Descartes relie les angles et les indices entre eux [5] :

$$\tilde{n}_1 \sin \theta_i = \tilde{n}_2 \sin \theta_r \quad \text{Eq. III. 8}$$

Le plan d'incidence est défini par l'axe de propagation de l'onde incidente et la normale à la surface du matériau. Les composantes du vecteur champ électrique (E) sont définies par rapport à ce plan. Les composantes parallèles et perpendiculaires au plan sont indicées respectivement par TE (Transverse Electrique) lorsque E est le long de y et TM (Transverse Magnetique) lorsque E est dans le plan xz.

L'état de polarisation d'une onde «TE » ou «TM » n'est pas modifié après réflexion.

Dans la mesure où notre système est invariant selon les deux directions x et y, les conditions aux limites doivent être satisfaites à tout instant et sur toute l'interface. Ceci impose les mêmes variations spatiale et temporelle du champ électrique en tout point du plan xy, donc la conservation des composantes tangentielles des vecteurs d'onde [6]. Aussi, nous pouvons écrire l'amplitude du champ électrique sous la forme $E(r, t) = E(z) \exp[i(k_x x + k_y y - \omega t)]$, et dans chaque milieu j, E(z) peut s'écrire comme la somme de deux ondes se propageant dans le sens positif z (+) ou négatif z (-), selon l'équation :

$$E_j(z) = E_j^+ \exp(+i k_{z,j} z) + E_j^- \exp(-i k_{z,j} z) = \begin{pmatrix} E_j^+ \\ E_j^- \end{pmatrix} \quad \text{Eq. III. 9}$$

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

En polarisation TE

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1^+ + \mathbf{E}_1^- = \mathbf{E}_2^+ + \mathbf{E}_2^- \\ \mathbf{k}_{z,1}(\mathbf{E}_1^+ - \mathbf{E}_1^-) = \mathbf{k}_{z,2}(\mathbf{E}_1^+ - \mathbf{E}_1^-) \end{cases} \quad \text{Eq. III. 10}$$

En polarisation TM

$$\begin{cases} (\mathbf{E}_1^+ + \mathbf{E}_1^-) \frac{\mathbf{k}_{z,1}}{\mathbf{k}_1} = (\mathbf{E}_2^+ + \mathbf{E}_2^-) \frac{\mathbf{k}_{z,2}}{\mathbf{k}_2} \\ \mathbf{k}_1(\mathbf{E}_1^+ - \mathbf{E}_1^-) = \mathbf{k}_2(\mathbf{E}_1^+ - \mathbf{E}_1^-) \end{cases} \quad \text{Eq. III. 11}$$

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

$$\mathbf{r} = \frac{\mathbf{E}_1^-}{\mathbf{E}_1^+} \quad \text{Eq. III. 12}$$

A partir des équations (II. 7) et (II. 8) ce coefficient de réflexion est égal pour la polarisation TE et TM respectivement à :

$$\mathbf{r}_{12 \text{ TE}} = \frac{\tilde{n}_2 \cos \theta_i - \tilde{n}_1 \cos \theta_r}{\tilde{n}_2 \cos \theta_i + \tilde{n}_1 \cos \theta_r} \quad \text{Eq. III. 13}$$

$$\mathbf{r}_{12 \text{ TM}} = \frac{\tilde{n}_1 \cos \theta_i - \tilde{n}_2 \cos \theta_r}{\tilde{n}_1 \cos \theta_i + \tilde{n}_2 \cos \theta_r} \quad \text{Eq. III. 14}$$

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

$$\mathbf{R}_{\text{TE}} = \mathbf{r}_{12 \text{ TE}} \cdot \mathbf{r}_{12 \text{ TE}}^*, \quad \text{et} \quad \mathbf{R}_{\text{TM}} = \mathbf{r}_{12 \text{ TM}} \cdot \mathbf{r}_{12 \text{ TM}}^* \quad \text{Eq. III. 15}$$

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

$$\mathbf{R}(\lambda) = \frac{\mathbf{R}_{\text{TE}}(\lambda) + \mathbf{R}_{\text{TM}}(\lambda)}{2} \quad \text{Eq. III. 16}$$

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

$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_{\text{TE}} = \mathbf{R}_{\text{TM}} = \left[\frac{\tilde{n}_1 - \tilde{n}_2}{\tilde{n}_1 + \tilde{n}_2} \right]^2 \quad \text{Eq. III. 17}$$

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

$$\mathbf{R} = \frac{(1 - n_{\text{Si}})^2 + k_{\text{Si}}^2}{(1 + n_{\text{Si}})^2 + k_{\text{Si}}^2} \quad \text{Eq. III. 18}$$

III.2 Systèmes multicouches

Les systèmes multicouches peuvent présenter des propriétés optiques très différentes selon le type de l'empilement [7]. Leur principe de fonctionnement est basé sur les interférences multiples qu'une onde subit quand elle est réfléchiée par différentes interfaces [8]. L'importance de ces structures est considérable car elles permettent de réaliser des fonctions optiques très variées : réflecteur de Bragg distribué, revêtement antireflet, miroir, filtre, polariseur... . L'étude de ces systèmes consiste, d'une part, à calculer les propriétés optiques d'une structure donnée et, d'autre part, à résoudre le problème inverse qui consiste à concevoir une structure ayant des propriétés optiques déterminées [9]. Dans ce qui suit, nous allons décrire le modèle analytique permettant de calculer les propriétés optiques d'une structure donnée. Nous nous intéressons plus particulièrement, à la détermination du facteur de réflexion dans la gamme de longueur d'onde utile d'une cellule solaire en silicium, sous incidence normale et oblique [10].

Ces calculs sont fondés sur la résolution des équations de Maxwell dans le cadre d'un formalisme matriciel. Ils peuvent être effectués par l'une des deux méthodes dont la différence se situe dans la description des champs [9] :

- La méthode ellipsométrique : elle exprime l'amplitude du champ réfléchi en du champ incident, en distinguant la propagation à travers les interfaces et la propagation dans les couches (matrice interface et matrice propagation).
- La méthode des matrices caractéristiques. Elle considère l'évolution des champs électromagnétiques E et H en fonction de leur position dans la structure. La propagation est appréhendée globalement dans la couche : elle est représentée par une seule matrice appelée matrice caractéristique. Le champ réfléchi est ensuite calculé à partir du champ global.

Dans nos calculs, nous avons utilisé cette dernière méthode en raison de la simplicité des formules qu'elle propose dans le cas des structures périodiques. En outre, cette méthode est classique et fréquemment utilisée dans la littérature [1- 2], [11- 12].

III.2.1 Description du modèle proposé

En vue de déterminer le comportement optique d'un système multicouche, la théorie optique des milieux stratifiés est utilisée [13]. Cette théorie, considère que la structure étudiée est composée d'un empilement de couches homogènes, isotropes à face planes et parallèles (**Figure III. 2**), chaque couche homogène est paramétrée par un indice de réfraction et une épaisseur [14]. Dans cette description, on indiquera par (j), la $j^{\text{ème}}$ couche à partir de la surface. Le substrat est considéré comme un milieu semi-infini dont l'indice est connu et noté \tilde{n}_s . Dans ces conditions, deux paramètres sont suffisants pour définir les propriétés optiques d'une couche : son indice complexe de réfraction \tilde{n}_j (donné par l'équation (**III. 7**)) et son épaisseur d_j . Quand les matériaux sont dispersifs et absorbants, \tilde{n}_j dépend de la longueur d'onde λ . Cette dépendance devra être prise en compte dans le calcul des propriétés optiques de la structure multicouche.

De tels systèmes sont caractérisés par leur facteur de réflexion $R(\lambda)$, leur facteur de transmission $T(\lambda)$ et leur facteur d'absorption $A(\lambda)$. Ces facteurs font intervenir des rapports d'énergie et vont dépendre de la longueur d'onde de la lumière incidente sur la structure. La lumière incidente est représentée par une onde plane électromagnétique caractérisée par le champ électrique de l'équation (**III. 3**) où le champ physique est constitué par sa partie réelle soit :

$$\mathbf{E} = \overrightarrow{E_0} \cos(\omega t - \vec{k}\vec{r}) \quad \text{Eq. III. 19}$$

Avec :

$$\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_0 \overrightarrow{e_z} \quad \text{Eq. III. 20}$$

ω : pulsation de l'onde ;

λ : longueur d'onde dans le vide ;

\vec{k} : vecteur d'onde dans le milieu ambiant ;

$\overrightarrow{e_z}$: vecteur unitaire dans la direction de propagation ;

$\overrightarrow{E_0}$: vecteur perpendiculaire à la direction de propagation ;

\tilde{n}_0 : indice du milieu ambiant.

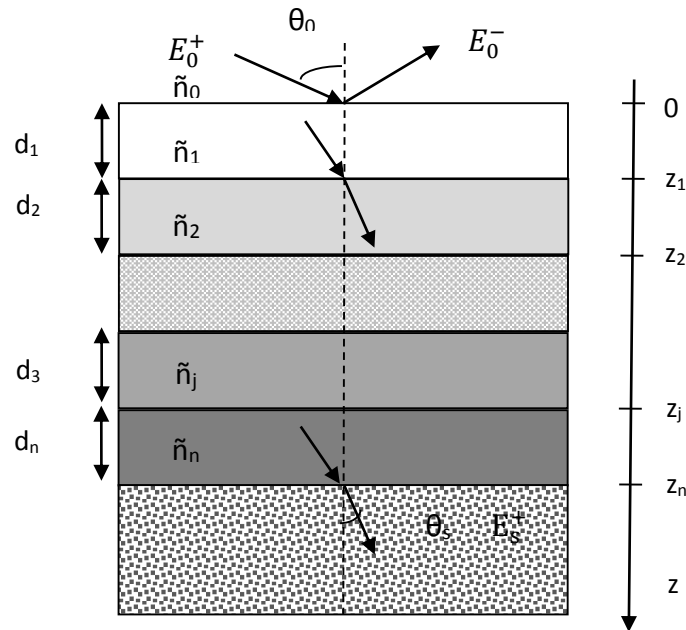


Figure III. 2: Empilement de N couches utilisées comme réflecteur arrière pour les cellules solaires minces.

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

III.2.2 Calcul des propriétés optiques des milieux stratifiés

A la surface d'une structure stratifiée, la lumière réfléchie est le résultat de l'interférence entre toutes les ondes réfléchies à chaque interface de la structure. La méthode de calcul est fondée sur la théorie de la propagation dans les milieux stratifiés [15]. Elle exprime le champ électrique E et le champ magnétique H à la surface de la structure ($z = 0$) en fonction des champs E et H à l'interface structure/substrat ($z = z_N$).

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

$$\begin{bmatrix} E(0) \\ Z_0 H(0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \delta & p^{-1} \sin \delta \\ p^{-1} \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E(z_1) \\ Z_0 H(z_1) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 21}$$

Où :

Z_0 est l'impédance du vide :

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad \text{Eq. III. 22}$$

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

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_1 z_1 \cos \theta_1 \quad \text{Eq. III. 23}$$

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

$$p = \tilde{n} \cos \theta \quad \text{Eq. III. 24}$$

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

$$p = \frac{\tilde{n}}{\cos \theta} \quad \text{Eq. III. 25}$$

La matrice (2x2) de l'équation (III. 21) est appelée matrice caractéristique du milieu, $M(z)$:

$$[M(z)] = \begin{bmatrix} \cos \delta & p^{-1} \sin \delta \\ p^{-1} \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 26}$$

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

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(0) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(0) \end{bmatrix} = [M(z_1)] \begin{bmatrix} \mathbf{E}(z_1) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(z_1) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 27}$$

et

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(z_1) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(z_1) \end{bmatrix} = [M(z_2 - z_1)] \begin{bmatrix} \mathbf{E}(z_2) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(z_2) \end{bmatrix}$$

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

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(0) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(0) \end{bmatrix} = [M(z_1)] [M(z_2 - z_1)] \begin{bmatrix} \mathbf{E}(z_2) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(z_2) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 28}$$

En ce qui concerne, la structure définie par la **Figure III. 2**. Chaque couche peut être représentée par une matrice $M_j(d_j)$ et la relation entre les champs à la surface de la structure ($z = 0$) et à l'interface structure / substrat est la suivante :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{0}) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(\mathbf{0}) \end{bmatrix} = \prod_{j=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \mathbf{p}_j^{-1} \sin \delta_j \\ \mathbf{p}_j^{-1} \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}(\mathbf{z}_N) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(\mathbf{z}_N) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 29}$$

Avec :

$$\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} \tilde{n}_j d_j \cos \theta_j \quad \text{Eq. III. 30}$$

tel que θ_0 et θ_j sont liés par la loi de Snell-Descartes :

$$\tilde{n}_0 \sin \theta_0 = \tilde{n}_j \sin \theta_j \quad \text{Eq. III. 31}$$

$$\mathbf{p}_j = \begin{cases} \tilde{n}_j \cos \theta_j \\ \frac{\tilde{n}_j}{\cos \theta_j} \end{cases} \quad \text{Eq. III. 32}$$

L'équation (III. 29) permet de calculer le facteur de réflexion de l'empilement. Le calcul fait intervenir le rapport des amplitudes du champ incident sur le champ réfléchi. Chaque champ $\mathbf{E}(z_j)$ et $\mathbf{H}(z_j)$ peut être interprété comme la superposition dans le $j^{\text{ième}}$ milieu d'un champ incident noté \mathbf{E}_j^+ et d'un champ réfléchi noté \mathbf{E}_j^- . En rappelant que, d'après les équations de Maxwell :

$$\vec{\mathbf{H}} = \frac{\mathbf{p}}{\mathbf{Z}_0} \vec{\mathbf{e}}_z \wedge \vec{\mathbf{E}} \quad \text{Eq. III. 33}$$

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

$$\begin{cases} \mathbf{E}_j^+ + \mathbf{E}_j^- = \mathbf{E}(z_j) \\ \mathbf{E}_j^+ - \mathbf{E}_j^- = \frac{\mathbf{Z}_0}{\mathbf{p}} \mathbf{H}(z_j) \end{cases} \quad \text{Eq. III. 34}$$

L'équation (III. 34) peut s'écrire sous forme matricielle :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_j^- \\ \mathbf{E}_j^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & -\frac{1}{\mathbf{p}_j} \\ \mathbf{1} & \frac{1}{\mathbf{p}_j} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}(z_j) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(z_j) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 35}$$

A la surface ($z = 0$) le champ incident et le champ réfléchi vérifient la relation (III. 34)

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_0^- \\ \mathbf{E}_0^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & -\frac{1}{\mathbf{p}_0} \\ \mathbf{1} & \frac{1}{\mathbf{p}_0} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}(0) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(0) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 36}$$

Le coefficient de réflexion en amplitude tel qu'il était déjà défini au paragraphe (III.2.2. 5) est égal au rapport du champ réfléchi sur le champ incident (voir équation (III. 12)). Ce champ peut être calculé en combinant les équations (III. 29) et (III. 36).

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_0^- \\ \mathbf{E}_0^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & -\frac{1}{\mathbf{p}_0} \\ \mathbf{1} & \frac{1}{\mathbf{p}_0} \end{bmatrix} \prod_{j=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \mathbf{p}_j^{-1} \sin \delta_j \\ \mathbf{p}_j^{-1} \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}(z_N) \\ \mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(z_N) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 37}$$

Or, d'après l'équation (III. 34), H est relié à E dans le substrat ($z = z_N$) par :

$$\mathbf{Z}_0 \mathbf{H}(z_N) = \mathbf{p}_s \mathbf{E}(z_N) \quad \text{Eq. III. 38}$$

L'équation (III. 38) devient alors :

$$\begin{bmatrix} \mathbf{E}_0^- \\ \mathbf{E}_0^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \mathbf{1} & -\frac{1}{\mathbf{p}_0} \\ \mathbf{1} & \frac{1}{\mathbf{p}_0} \end{bmatrix} \prod_{j=1}^N \begin{bmatrix} \cos \delta_j & \mathbf{p}_j^{-1} \sin \delta_j \\ \mathbf{p}_j^{-1} \sin \delta_j & \cos \delta_j \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{E}(z_N) \\ \mathbf{p}_s \mathbf{H}(z_N) \end{bmatrix} \quad \text{Eq. III. 39}$$

Le rapport des champs E_0^- et E_0^+ de l'équation (III. 40) permet de calculer aisément r le coefficient de réflexion en amplitude. Le facteur de réflexion polarisée se calcule directement par la relation :

$$\mathbf{R} = \mathbf{r} \cdot \mathbf{r}^* \quad \text{Eq. III. 40}$$

R est différent pour la polarisation TE et TM, respectivement, sous incidence oblique. Dans le cas d'une lumière non polarisée, le facteur de réflexion total R est donc à moitié dû à la polarisation TE et à moitié dû à la polarisation TM.

$$\mathbf{R} = \frac{\mathbf{R}_{TE} + \mathbf{R}_{TM}}{2} \quad \text{Eq. III. 41}$$

III.3 Loi de dispersion dans les milieux inhomogènes

III.3.1 Approximation des milieux effectifs de Bruggeman

Nous avons vu dans le paragraphe précédant que l'indice de réfraction des couches empilées est parmi les paramètres fondamentaux, dans le formalisme basé sur la matrice caractéristique, qui permet de calculer ou modéliser les propriétés optiques des structures multicouches. Pour les matériaux homogènes, il existe des ouvrages de références dans lequel leurs indices sont répertoriés [15], ces matériaux sont pris comme référence. Par contre, si le milieu étudié est un mélange de plusieurs matériaux (milieu hétérogène), il est possible de calculer son indice à partir de l'approximation du milieu effectif (EMA : Effectif Médium Approximation) [9, 14, 16]. Cette approximation est valable si les échelles de longueurs typiques caractérisant les tailles des constituants du milieu effectif, sont inférieures à la longueur d'onde de la lumière ($\leq 0.1-0.2 \lambda$) et en même temps, ils sont assez large ($\geq 10-20 \text{ \AA}$), pour qu'ils préservent leurs indices de réfraction individuels [10, 17]. Il existe en outre une variété importante de modèles dans le cadre de l'approximation des milieux effectifs, nous citons en particulier les méthodes de : Bruggeman (BEMA), Maxwell-Garnett (MG), Lorentz - Lorentz (LL) et la moyenne arithmétique (MA) [18-19].

Le silicium mésoporeux ou nanoporeux, est constitué de cristallites de silicium (Si) et des pores de taille de l'ordre de quelques nanomètres. Les tailles de ces constituants sont beaucoup plus petites que la longueur d'onde de la lumière utilisée, qui est de l'ordre de centaines de nanomètres. Par conséquent, du point de vue optique, le SP est un mélange homogène de Si (cristallite) et de l'air (pores) [4, 6, 20].

L'approximation des milieux effectifs de Bruggeman est fréquemment utilisée pour déterminer l'indice de réfraction du SP. Les compositions relatives (fractions volumiques) des différentes phases sont les paramètres qui décrivent un tel matériau. La formule générale de l'EMA est donnée par l'équation suivante [21] :

$$\sum_{n=1}^L f_n \frac{\epsilon_n - \epsilon}{\epsilon_n + 2\epsilon} = 0 \quad \text{et} \quad \sum_{n=1}^L f_n = 1 \quad \text{Eq. III. 42}$$

Où ϵ est la fonction diélectrique du milieu qui est liée à l'indice de réfraction par la relation: $n = \sqrt{\epsilon}$, f_n et ϵ_n sont la fraction volumique et la fonction diélectrique du $n^{\text{ième}}$ matériau respectivement.

Cette méthode a été déjà utilisée avec succès pour la détermination de la loi de dispersion du SP par plusieurs auteurs, on cite en particuliers les travaux de : Pickering et al, qui avaient montré que le modèle de Bruggeman permettait de rendre compte des valeurs de l'indice de réfraction, dans la partie proche infrarouge (le domaine de notre application), mesurées sur le silicium poreux de type P⁺ [22]. Les travaux de l'équipe de Lévy-Clément qui avait caractérisé les revêtements antireflets à base de silicium poreux par ellipsométrie spectroscopique [23].

En considérant que les milieux constituant le SP sont : le silicium et l'air (l'oxyde de silicium, SiO₂, n'est pas pris en considération), la formule de BEMA devient :

$$(1 - f) \frac{\tilde{n}_{Si} - \tilde{n}_{PS}}{\tilde{n}_{Si} + 2\tilde{n}_{PS}} + f \frac{1 - \tilde{n}_{PS}}{1 + 2\tilde{n}_{PS}} = 0 \quad \text{Eq. III. 43}$$

Où :

f : est la fraction volumique de l'air dans le silicium on la note par la suite par P : porosité, \tilde{n}_{ps} et \tilde{n}_{si} sont, respectivement, les indices optiques du milieu effective (du SP) et du milieu constituant (Si).

A partir de l'équation (III. 43), l'indice de réfraction du SP dépend de la proportion de l'air dans le silicium (P : la porosité), il est donc possible de le moduler en jouant sur la porosité. Etant donné les porosités accessibles ($P = 70\%$ et $P = 22\%$), et puisque l'indice de réfraction du silicium est d'environ 3,59 pour le proche infrarouge (à 950 nm) ($n = 1$ pour l'air), il est possible d'atteindre des indices de réfraction compris entre 1,58 et 3,03 dans ce domaine spectral (IR). Cependant, l'obtention de cette gamme de variation est fonction du dopage du substrat et des solutions utilisées.

Sur la **Figure III. 3** sont reportées les courbes de dispersion pour l'indice de réfraction et le coefficient d'extinction du SP, calculées en fonction de la porosité. Les indices du silicium et de l'air sont ceux publiés par Palik [17].

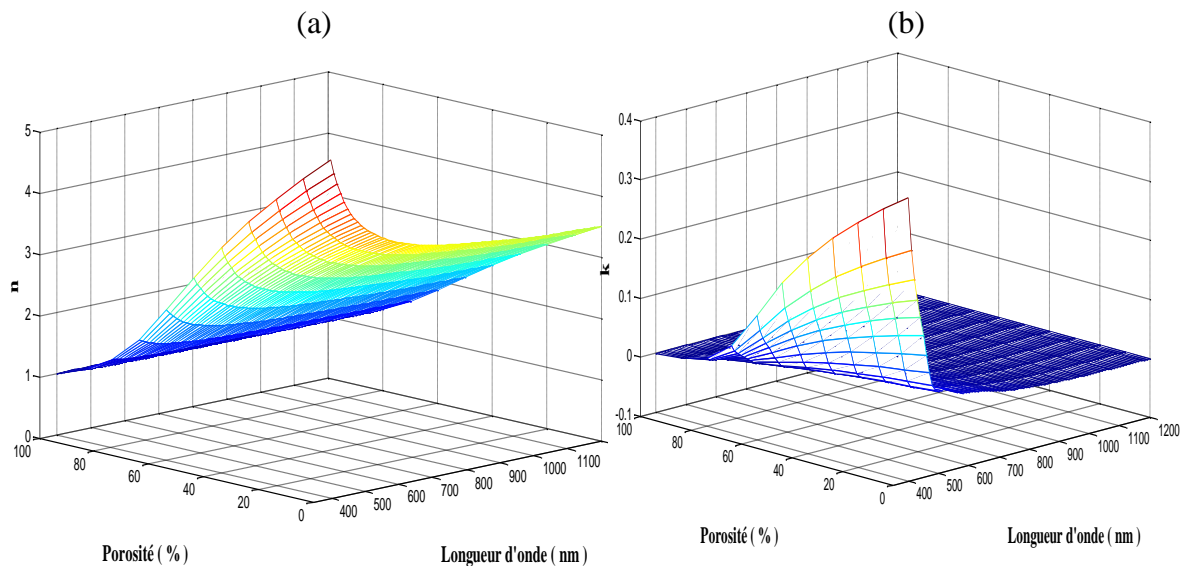


Figure III. 3: Courbes de dispersion du SP en fonction de la porosité.

à gauche l'indice de réfraction $n(\lambda, P)$ & à droite le coefficient d'extinction $k(\lambda, P)$.

On voit que n_{ps} sera d'autant plus faible que la porosité est élevée (voir **Figure III. 1. a**), le coefficient d'extinction varie de la même façon que l'indice de réfraction en fonction de

la porosité (voir **Figure III. 3. b**). En outre, Le coefficient d'extinction est lié au coefficient d'absorption (α) par la formule suivante :

$$k = \frac{\lambda}{2\pi} \alpha \quad \text{Eq. III. 44}$$

On remarque que l'absorption du silicium poreux est très importante dans la gamme UV ($\lambda < 500$ nm) et il devient presque négligeable à partir de 500 nm (**Figure III. 3. b**), ce qui constitue un facteur non négligeable pour l'exploitation du silicium poreux en tant que revêtement antireflet ou réflecteur arrière dans l'industrie photovoltaïque.

III.4 Réflecteur arrière à base de multicouche de silicium poreux

Dans cette partie, Nous allons présenter l'étude de différentes structures du réflecteur arrière à base de multicouche de SP.

III.4.1 Miroir de Bragg (MB)

Le miroir de Bragg c'est la structure classique du réflecteur arrière. Il est considéré comme un cas particulier des structures multicouches diélectriques. Il permet de produire un facteur de réflexion élevé, pouvant atteindre 100%, dans un certain domaine de longueur d'onde, nommé la bande photonique (BP) du miroir. Ce plateau de forte réflectivité est centré en une longueur d'onde λ_B appelée : longueur d'onde du miroir (voir **Figure III. 4. a**).

Cette longueur d'onde est le résultat de la configuration particulière de la géométrie du miroir de Bragg. Ce dernier est un empilement périodique d'un motif constitué par l'alternance de deux couches diélectriques d'indices de réfraction différents (n_H : indice fort et n_L : indice faible) et des épaisseurs d_H , d_L respectivement, répétés N fois comme le montre le schéma de la **Figure III. 4. b**.

Les paramètres optiques des deux matériaux utilisés (n_H , d_H et n_L , d_L) sont choisis pour être transparent dans la gamme spectrale désirée. Sa caractéristique de forte réflectivité est exploitée pour fabriquer différents dispositifs optiques tels que les : filtres, réflecteurs de Bragg distribués, microcavités de Fabry-Pérot, miroirs omnidirectionnels... etc., ce qui permet aux

MB de trouver une place dans de nombreux domaines d'applications tels que : La photonique, le photovoltaïque, l'optoélectronique, la détection optique...etc.

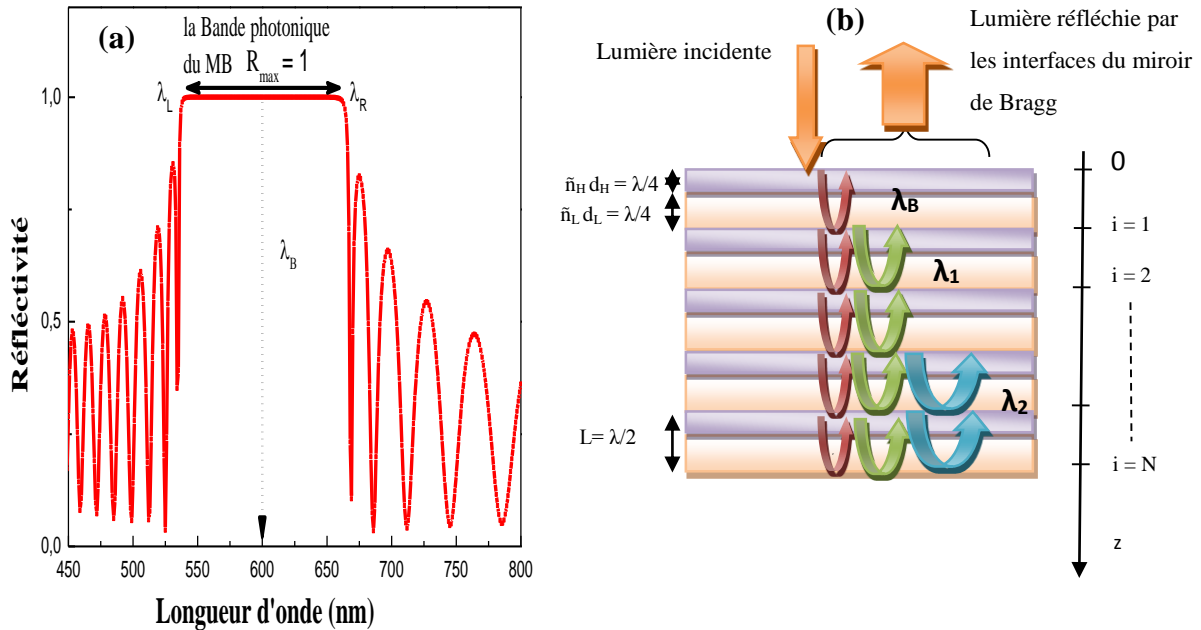


Figure III. 4 : (a) Spectre de réflectivité idéal d'un MB. (b) Schéma de principe du miroir de Bragg.

Les deux milieux constituant le motif du MB, nommés H (le milieu de fort indice) et L (le milieu de faible indice), sont des milieux diélectriques qui représentent une faible perte d'énergie pour les longueurs d'onde optiques en comparaison avec les miroirs métalliques.

Dans le cas du silicium poreux, ces deux milieux sont obtenus par anodisation électrochimique des substrats de silicium en appliquant deux densités de courant différentes J_1 et J_2 pendant des durées de gravure t_1 et t_2 .

L'expression matricielle qui lie les composantes des champs électriques incidents et réfléchis en fonction des matrices caractéristiques de la structure stratifiée dans le cas du MB devient :

$$\begin{bmatrix} E_0^- \\ E_0^+ \end{bmatrix} = \frac{1}{2} M_a (M_H M_L)^N M_b \quad \text{Eq. III. 45}$$

Avec :

M_H et M_L : les matrices caractéristiques des milieux H et L respectivement.

M_a et M_b : les matrices caractéristiques des milieux : ambiant et du substrat respectivement.

Afin d'avoir un spectre de réflectivité caractérisé par une région de forte réflectivité centré en λ_B , les épaisseurs optiques de deux milieux H et L sont choisis selon la condition de Bragg pour les cristaux photoniques unidimensionnel décrite par la relation suivante [24-25] :

$$\mathbf{n}_H \mathbf{d}_H = \mathbf{n}_L \mathbf{d}_L = \frac{\lambda_B}{4} \quad \text{Eq. III. 46}$$

L'épaisseur de la période L est donnée par :

$$\mathbf{L} = \mathbf{d}_H + \mathbf{d}_L \quad \text{Eq. III. 47}$$

L'origine de cette forte réflectivité est attribuée aux déphasages successifs subis par la lumière incidente. En effet, la lumière qui traverse un milieu diélectrique homogène d'épaisseur optique $e = \tilde{n} \times d$ va subir un déphasage $\delta_j = \frac{2\pi}{\lambda} e$. A chaque interface de l'empilement du miroir de Bragg, une partie de la lumière incidente sera transmise et l'autre sera réfléchié avec un déphasage de $\frac{\pi}{2}$. Ce déphasage va causer un jeu d'interférence constructive et destructive entre les ondes réfléchiées, qui arriveront à la surface du miroir, entraînant une réflexion totale pour les ondes ayant des longueurs d'onde proche de λ_B . Si la lumière incidente arrive au miroir de Bragg avec un angle θ par rapport à la normale, la région de forte réflectivité sera alors centrée en $\frac{\lambda_B}{\cos \theta}$.

En explicitant la condition de Bragg dans la forme matricielle (III. 46) le coefficient de réflexion, pour une incidence normale ($\theta = 0$), est déduit aisément à partir de la formule suivante :

$$\mathbf{R}(\lambda) = \frac{\tilde{n}_0 - \tilde{n}_s \left(\frac{\tilde{n}_H}{\tilde{n}_L} \right)^N}{\tilde{n}_0 + \tilde{n}_s \left(\frac{\tilde{n}_H}{\tilde{n}_L} \right)^N} \quad \text{Eq. III. 48}$$

Un exemple du spectre d'un miroir de Bragg à base du SP simulé par l'application de ce formalisme est représenté par le spectre rouge et bleu sur la **Figure III. 5**. Les paramètres de simulation sont ceux utilisés par Pavisi afin de vérifier la performance de notre modèle.

Ce miroir est conçu pour $\lambda_B = 600$ nm, les indices de réfraction de deux matériaux utilisés sont $n_H = 1,86$, $n_L = 1,27$ et le nombre de bicouches alternées (N) est égale à 20 [26].

L'auteur n'a pas pris en considération l'absorption des matériaux utilisés et la dispersion des indices de réfraction. Cependant, dans notre calcul on va prendre en compte ces derniers paramètres, afin de présenter les caractéristiques réelles des matériaux.

En effet, La comparaison entre les spectres simulés (rouge : avec absorption et bleu : sans absorption) avec le spectre idéal calculé par Pavisi est illustrée sur la **Figure. III. 5**. On observe une légère différence entre les spectres simulés et le spectre calculé par Pavisi. Les spectres simulés en considérant la dispersion des indices de réfractons et l'absorption des matériaux, sont étroits par rapport au spectre idéal calculé par Pavisi. En effet, l'absorption des matériaux réduit considérablement l'intensité du facteur de réflexion en comparaison avec la dispersion. Dans tous les cas, la bande photonique du miroir (Δ_{BP}) est centrée en $\lambda_B = 600$ nm et le maximum du facteur de réflexion (R_{max}) est obtenu à $\lambda_B = 600$ nm.

D'après la formule (**III. 48**), la réflectivité du miroir de Bragg standard dépend de ses propriétés : (i) rapport d'indice de réfraction ($r = \frac{n_H}{n_L}$) et (ii) le nombre des périodes empilées (N). Le paramètre λ_B n'apparaît pas dans la formule (**III. 48**) mais il influe ainsi sur le spectre de réflectivité du MB.

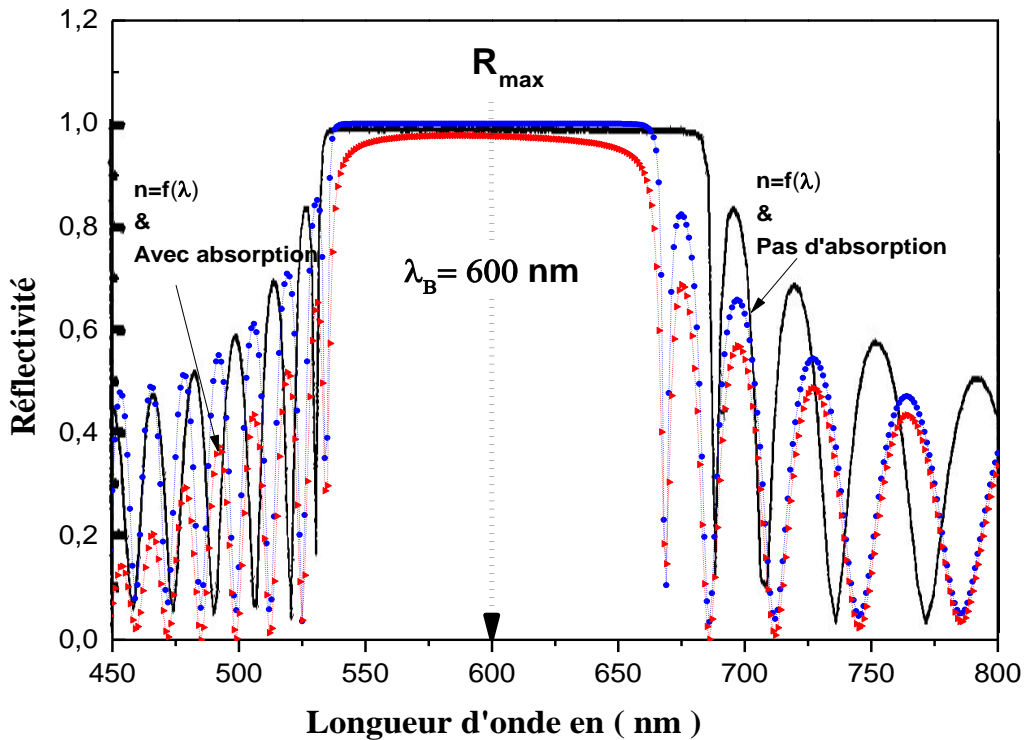


Figure III. 5 : Spectre de réflectivité d'un MB calculé par Pavesi (spectre noir) [26], comparé avec des spectres calculés en considérant la dispersion d'indice de réfraction (spectre en bleu) et la dispersion et l'absorption des matériaux (spectre en rouge).

Dans le paragraphe suivant, nous aborderons l'influence de ces facteurs (r , N , λ_B) sur le coefficient de réflexion du MB, plus précisément sur les caractéristiques de sa BP à savoir :

- le maximum du facteur de réflexion R_{max} obtenu à λ_B .
- la largeur de la BP (Δ_{BP}) : La plage de longueurs d'onde dans laquelle plus de $0,99 R_{max}$ est réfléchi.
- la position de la BP qui dépend de λ_B .

Dans ce qui suit, les calculs de R_{max} et Δ_{BP} sont effectués pour un MB conçu pour $\lambda_B = 800 \text{ nm}$.

a) **Le maximum du pic de réflectivité (R_{\max})**

L'évolution du maximum du facteur de réflexion R_{\max} en fonction du rapport d'indice de réfraction (r) pour différentes valeurs de N est illustrée dans la **Figure III. 6**. On peut observer que R_{\max} augmente proportionnellement avec le rapport d'indice de réfraction. L'augmentation de N de 4 jusqu'à 14 contribue à l'amélioration de R_{\max} , cependant, on note que l'influence de N sur R_{\max} est plus prononcée pour les valeurs faibles de (r) ($r < 1,4$). En outre, on peut constater que pour une valeur fixe de (r) il y a une valeur optimale de N pour laquelle R_{\max} cesse d'augmenter. Pour (r) = 1,5 et 1,8, les valeurs maximales de R_{\max} sont obtenues pour $N = 8$ et 6 respectivement.

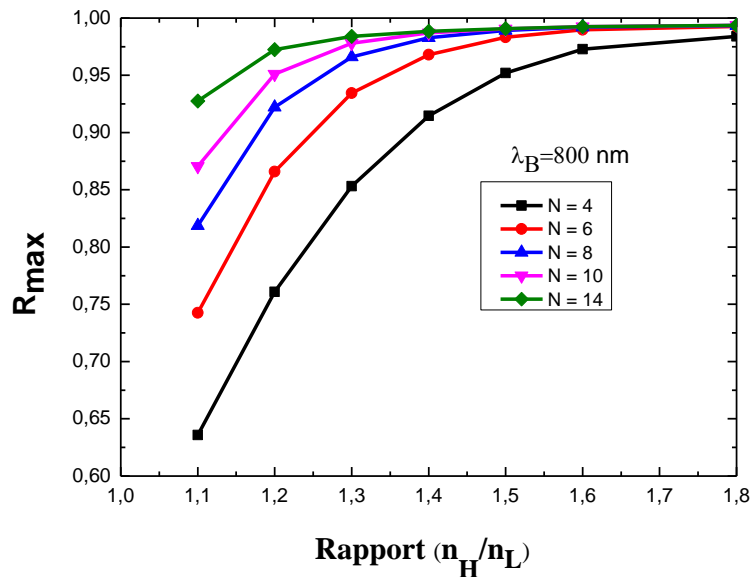


Figure III. 6: L'influence de rapport d'indice de réfraction $r = \frac{n_H}{n_L}$ et le nombre de période N sur le maximum du facteur de réflexion calculé à $\lambda_B = 800$ nm.

b) **La largeur de la bande photonique (Δ_{BP})**

La variation de la largeur de la BP du MB (Δ_{BP}), calculée à $0,99 R_{\max}$, en fonction du rapport d'indice de réfraction (r) pour différentes valeurs de N est montrée sur la **figure III. 7**.

On remarque que la largeur de la bande photonique augmente exponentiellement avec le rapport (r). L'augmentation du nombre de période N de 4 jusqu'au 14 engendre légèrement l'amélioration de Δ_{BP} .

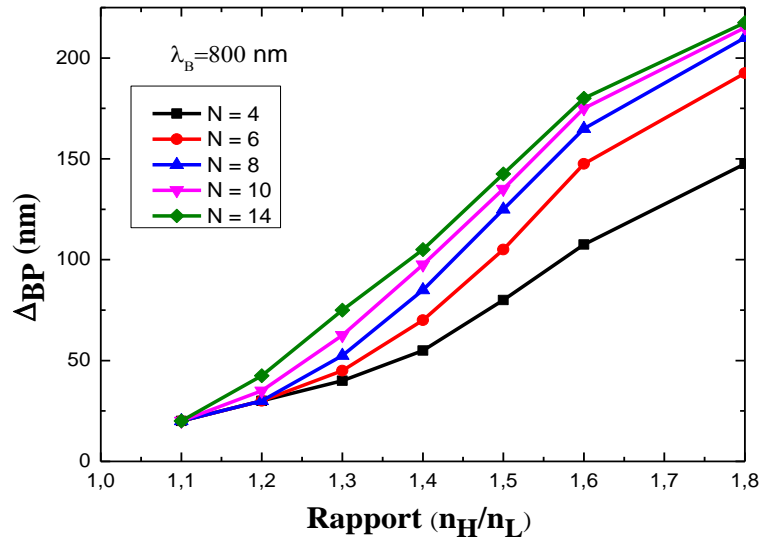


Figure III. 7 : L'évolution de Δ_{BP} en fonction de rapport d'indice de réfraction $r = n_H / n_L$, pour différente nombre de période N (4, 6, 8, 10, 14). Le Δ_{BP} est calculé à $0,99 R_{max}$ et pour $\lambda_B = 800$ nm.

c) **La position de la BP (Δ_{BP})**

L'évolution de deux longueurs d'ondes λ_G et λ_D : Les longueurs d'ondes qui limitent les bornes de la BP du MB sur les côtés gauche et droite respectivement (voir la **Figure III. 4. a**), en fonction du rapport d'indice (r) et pour différentes valeurs de λ_B , est présenté sur la **Figure III. 8**. On remarque que λ_G et λ_D s'éloigne l'une de l'autre en augmentant le rapport d'indice de réfraction ce qui conduit à l'élargissement de la BP du miroir. De plus, l'évolution λ_G et λ_D reste centrée en λ_B . La position de la BP se déplace vers le proche IR lorsqu'on augmente λ_B de 900 à 1000 nm.

A partir de l'étude des caractéristiques de la BP en fonction des paramètres du MB, on constate que la performance du MB dépend beaucoup plus du rapport d'indice de réfraction (r). Plus la différence entre l'indice n_H et n_L sera plus grande, plus la PB sera large et le facteur de réflexion sera plus élevée. L'impact du nombre de période se place en deuxième ordre, il influe beaucoup plus sur la valeur maximale du facteur de réflexion. En plus, il existe une valeur optimale du nombre de période pour laquelle R_{max} et Δ_{BP} cessent d'augmenter.

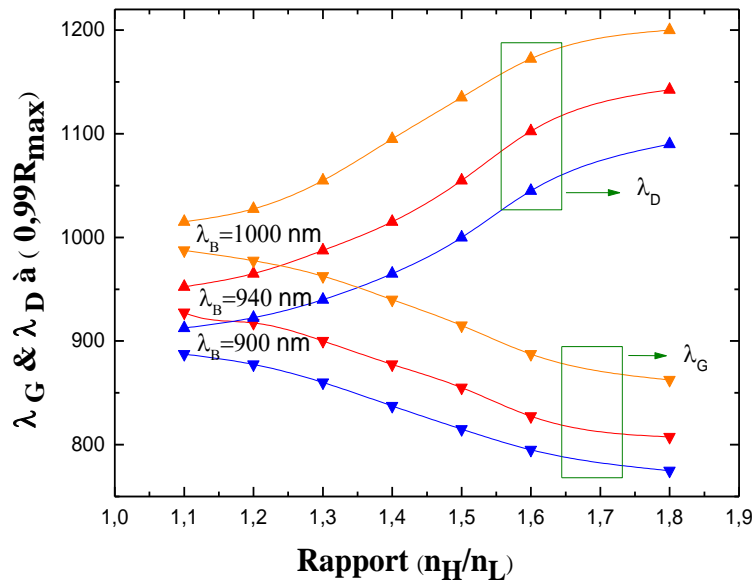


Figure III. 8 : Longueurs d’ondes qui limitent le plateau de haute réflectivité en fonction du rapport d’indice de réfraction $r = n_H/n_L$. Le calcul est effectué pour $N = 10$ et pour trois valeurs de λ_B : 900, 940 et 1000 nm.

Pour les CS en couches minces du silicium, le choix du rapport d’indice de réfraction (r) est limité par les conditions de fabrication du SP : (i) la résistivité du substrat, (ii) la concentration d’acide fluorhydrique dans l’électrolyte (iii) la température de l’électrolyte. En outre, il est recommandé d’éviter les faibles indices de réfraction, correspondants aux fortes valeurs de porosités afin d’éviter la dégradation ainsi que le décapage des structures élaborées lors des processus de fabrication, comme le processus du séchage ou de recuit [26, 27], et pour assurer aussi une bonne qualité de la couche épitaxie déposée.

En effet, la porosité maximale autorisée dans cette application, qui n’endommage pas le processus de fabrication, est d’environ 65% [26- 29]. Cette porosité correspond au indice de réfraction $n_L = 1,77$. On doit noter que les couches de SP gravées au sein de notre laboratoire possédaient un indice de réfraction ne dépassant pas 2,66. Ces deux indices de réfraction, calculés pour $\lambda = 950$ nm, correspondent à $r = 1,5$.

A partir de l’étude des caractéristiques du MB effectuée précédemment, Le nombre optimum de périodes qui correspond à $r = 1,5$, permettant d’atteindre un fort facteur de réflexion et une large BP simultanément, est $N = 10$ (Voir la **figure III. 7**). Selon le principe de l’écart

de longueur d'onde $\lambda_B/4$, les épaisseurs de deux couches du MB conçu pour $\lambda_B = 950$ nm sont $d_H = 89$ nm et $d_L = 134$ nm. Le spectre de réflectivité de ce MB est illustré dans la **Figure III. 11**. La largeur de sa BP à $0,99 R_{\max}$, est de 110 nm. Son plateau de forte réflectivité s'étend de 865 à 1075 nm.

Afin d'augmenter le facteur de réflexion sur la gamme spectrale désirée, 800 – 1200 nm, il est nécessaire de modifier la structure conventionnel du réflecteur de Bragg en gardant n_H et n_L fixes et en faisant varier la longueur d'onde de conception des périodes empilées (la longueur d'onde du miroir : λ_B) et par suite les épaisseurs des couches empilées.

Dans cette optique, nous avons choisi d'étudier premièrement les structures du réflecteur ayant des épaisseurs qui varient selon certaines allures. Après cette étude, nous avons proposé d'optimiser les épaisseurs et le nombre des couches du réflecteur en utilisant les méthodes de la régression.

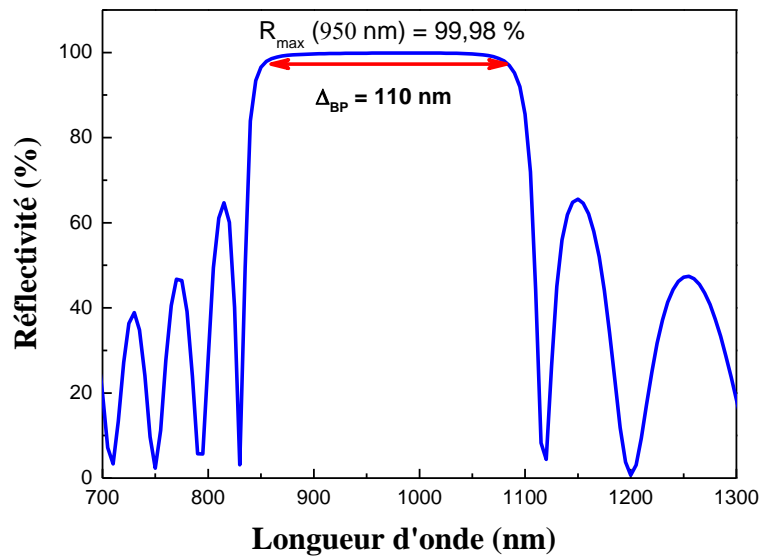


Figure III. 9: Spectre de réflectivité d'un MB utilisé comme un réflecteur conventionnel pour les CS en couche minces de Si. Les paramètres du MB sont : $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$, $\lambda_B = 950$ nm et $N = 10$.

III.4.2 Réflecteur arrière en multicouche de SP et à bande photonique large

III.4.2.1 Réflecteur de Bragg chirpé (RBC) :

Le miroir de Bragg chirpé a été proposé pour la première fois par Yablonovitch afin d'élargir la BP du miroir de Bragg conventionnel [30]. Sa structure est conçue pour refléter plusieurs longueurs d'ondes en augmentant les épaisseurs des périodes linéairement et en gardant fixes les indices de réfraction n_H et n_L de la structure multicouche.

Dans le cas du SP, l'incrément des épaisseurs est obtenu en augmentant le temps d'anodisation des deux couches poreuses de chaque période, durant le processus d'anodisation électrochimique.

Cette structure a été utilisée, pour la première fois, comme un réflecteur arrière pour les cellules solaires en couches minces par le groupe IMEC en 2008, qui avait démontré que le réflecteur chirpé améliore la réflectivité des photons sur une large gamme spectrale par rapport au réflecteur conventionnel [31].

La **Figure III. 9.** montre la structure du réflecteur de Bragg chirpé, constituée d'un empilement périodique de deux couches d'indice de réfraction n_H et n_L et des épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} respectivement. Les épaisseurs de chaque période (d_{Hx} et d_{Lx}) du réflecteur augmentent linéairement en profondeur de la structure, et cela dans le but de refléter les faibles longueurs d'ondes aux interfaces des premières périodes et les longues longueurs d'ondes aux interfaces des dernières périodes, conduisant ainsi à l'élargissement de la BP du réflecteur.

Les épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} sont calculées à partir de la formule du quart de la longueur d'onde, sachant que celle-ci varie selon la formule suivante :

$$\lambda_B(x) = \lambda_{B0} + (\lambda_{Bf} + \lambda_{B0}) \frac{x}{N} \quad x = 1, 2, \dots, N. \quad \text{Eq. III. 49}$$

Où:

- λ_{B0} et λ_{Bf} : Sont les longueurs d'ondes de conceptions de la première et la dernière période du réflecteur respectivement.

- x : Le variable qui présente la variation du nombre des périodes à travers la profondeur du réflecteur.
- N : Le nombre total des périodes du réflecteur.

$$d_{Hx} = \frac{\lambda_B(x)}{4n_H} \text{ et } d_{Lx} = \frac{\lambda_B(x)}{4n_L} \quad x = 1, 2, \dots, N. \quad \text{Eq. III. 50}$$

L'épaisseur de la période (L_x) du réflecteur chirpé augmente linéairement entre chaque période, avec un pas constante δ' défini par :

$$\delta' = L_{x+1} - L_x \quad \text{Eq. III. 51}$$

Ce pas dépend du choix de λ_{B0} et λ_{Bf} et le nombre de période N .

Ce qui nous intéresse le plus dans cette étude c'est d'obtenir une forte réflexion des photons sur une large gamme du spectre de réflectivité, et par suite compenser les pertes des photons ayant une faible énergie, et cela en utilisant des structures plus adaptées à la fabrication.

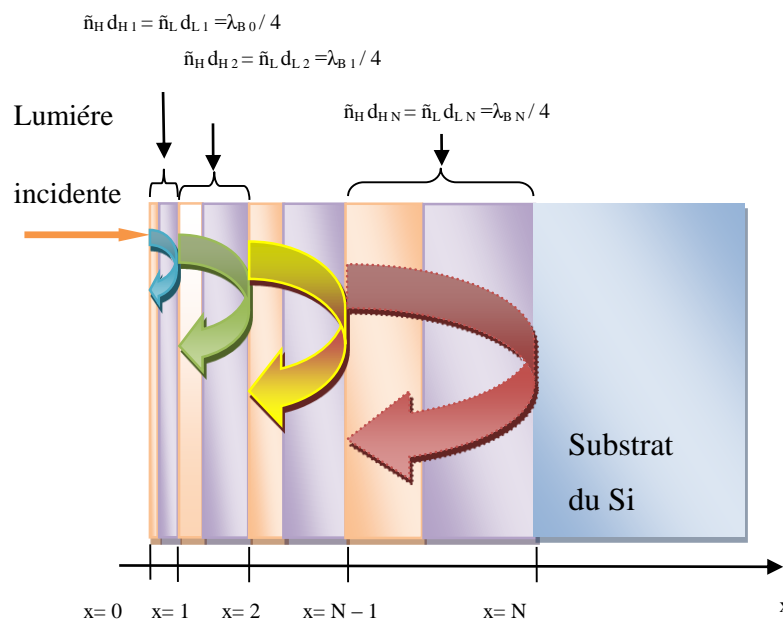


Figure III. 10: Structure d'un réflecteur de Bragg chirpé.

➤ Optimisation du Nombre de période (N)

L'étude de l'impact du nombre de périodes N sur le facteur de réflexion du réflecteur chirpé a été effectuée en utilisant les mêmes indices de réfractions $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ du réflecteur conventionnel. Les longueurs d'ondes λ_{B0} et λ_{Bf} sont fixées respectivement à 800 nm et 1200 nm, ce qui correspond à la plus large gamme de variation de longueur d'onde de conception. La largeur de la BP est calculée pour $R > 80\%$.

La **Figure III. 11.** illustre les spectres de réflectivité de RBC simulés pour $N = 6, 10, 14$. On observe que le spectre de réflectivité du RBC s'améliore en augmentant le nombre de périodes.

La variation de la largeur de la BP du RBC et le pas δ' en fonction du nombre de périodes est représentée sur la **Figure III. 12.** On voit que pour N varie de 6 à 14, le Δ_{BP} augmente de 313 nm à 588 nm, par contre le pas δ' diminue de 16 nm à 6 nm. Il faut noter qu'il est difficile de contrôler une variation de 6 nm par la méthode d'anodisation électrochimique vue que la vitesse d'anodisation est assez importante. Il est donc nécessaire de limiter le nombre des périodes N pour avoir un pas faisable du point de vue pratique. Pour $N = 10$, plus de 80 % des photons pourraient réfléchir sur une gamme spectrale de 420 nm en utilisant une structure ayant des épaisseurs des périodes variant linéairement de 190 nm à 280 nm avec un pas de 10 nm.

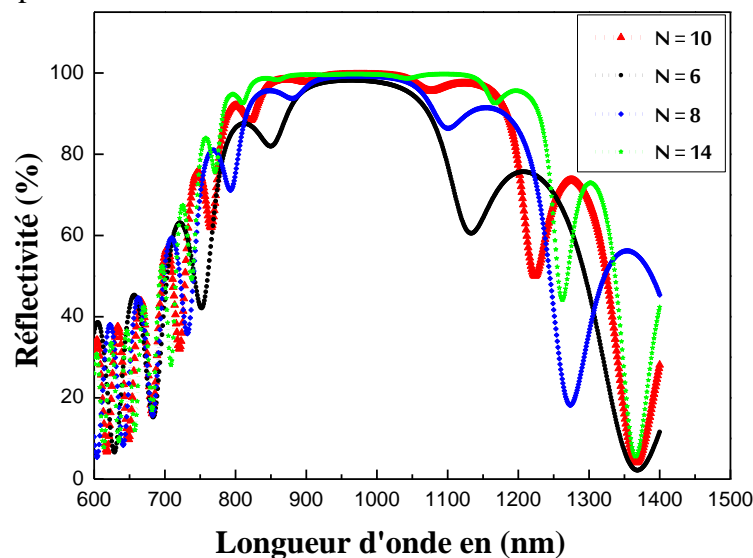


Figure III. 11: Influence du nombre des périodes N sur le spectre de réflectivité du RBC.

Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm.

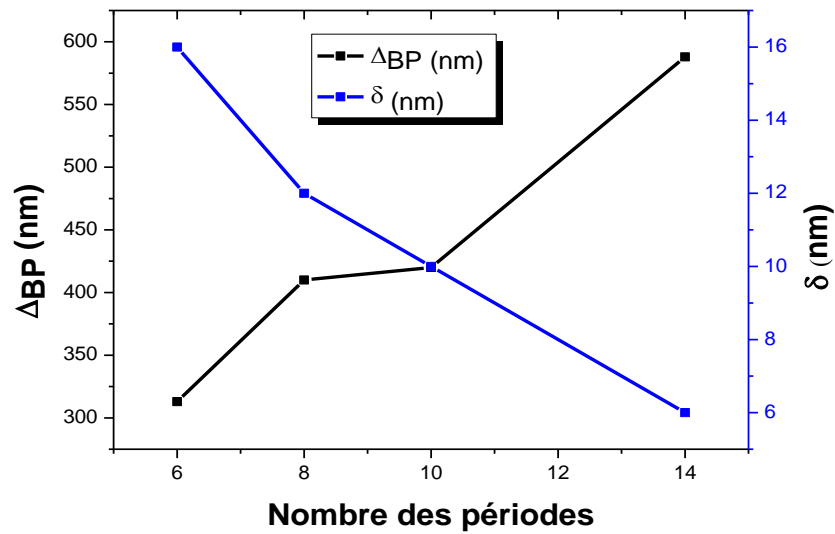


Figure III. 12: L'évolution de Δ_{BP} et δ' , du RBC, en fonction du nombre des périodes N . Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm. Le Δ_{BP} est calculé pour $R > 80$ %.

➤ Optimisation de λ_{Bf}

Dans le paragraphe précédant, nous avons optimisé le nombre de périodes du RBC en faisant varier la longueur d'onde $\lambda_B(x)$ sur la plus large gamme spectrale (800 -1200 nm). Nous allons étudier l'influence de λ_{Bf} sur le Δ_{BP} et le δ' , en utilisant la valeur optimale de N calculée précédemment ($N = 10$) et en fixant λ_{B0} à 800 nm. Nous avons diminué λ_{Bf} de 1200 nm à 1000 nm avec un pas de 50 nm.

L'évolution de Δ_{BP} et δ' en fonction de λ_{Bf} est représentée sur la **Figure III. 13**. On note que Δ_{BP} et δ' diminuent en rétrécissant la gamme de variation de $\lambda_B(x)$. Le maximum de Δ_{BP} et de δ' sont obtenues pour $\lambda_{Bf} = 1200$ nm. Le λ_{B0} a le même impact sur le δ' et le Δ_{BP} pour cela nous ne l'avons pas présenté.

On conclue que les valeurs optimales de λ_{B0} , λ_{Bf} et N , qui produisent une large Δ_{BP} avec un pas δ' faisable sont 800 nm, 1200 nm et 10. En utilisant ces paramètres le miroir RBC présente un coefficient de réflexion élevé de 80 % sur une gamme spectrale de 420 nm et qui s'étend de 777 à 1197 nm. Une amélioration de 37,6 % de la BP est obtenue en comparaison avec la structure conventionnelle du réflecteur.

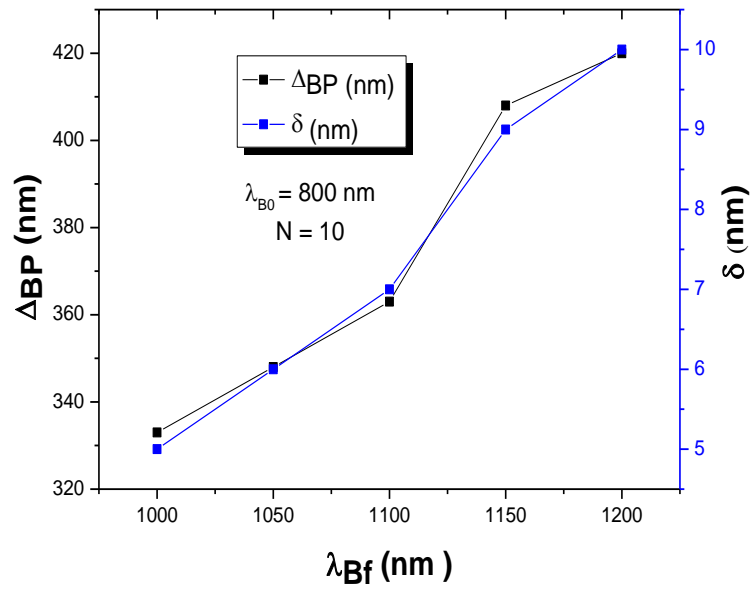


Figure III. 13: Influence de la variation de λ_{Bf} sur ΔBP et δ' du RBC. Le calcul est effectué pour $N = 10$, $\lambda_{B0} = 800$ nm et $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$. Le ΔBP est calculé pour $R > 80$ %.

III.4.2.2 Miroirs de Bragg adjacents chirpés (MBAC)

Suite à l'étude du RBC, l'équipe du groupe IMEC a développé la structure du RBC en utilisant une structure améliorée nommée : structure des miroirs de Bragg adjacents chirpés (MBAC) [32].

Cette nouvelle structure est formée en plaçant des miroirs ayants les mêmes indices de réfractions n_H et n_L et le même nombre de périodes N_i , et qui sont conçus en cascade et cela pour différentes longueurs d'ondes, comme le montre la **Figure III. 14**.

Les miroirs qui forment ce type de réflecteur sont nommés sub-miroirs, ils sont formés de N_i périodes. Le nombre total des sub-miroirs est noté par N_{seg} . La longueur d'onde du réflecteur (λ_B) augmente linéairement entre les miroirs adjacents à la place des périodes de chacun d'eux. La formule (III. 49) est utilisée pour modéliser la variation linéaire de λ_B entre les miroirs adjacents. En effet, la variable x devient le paramètre qui exprime la variation du nombre des miroirs empilés en profondeur du réflecteur. Les longueurs d'ondes λ_{B0} et λ_{Bf} seront dans ce cas, les longueurs du premier et du dernier miroir qui constituent la structure totale du réflecteur. Chaque miroir est sensé à réfléchir une longueur d'onde précise. Le chevauchement entre les réponses optiques de ces miroirs permet d'étendre le spectre de réflectivité du réflecteur sur une large gamme spectrale (**Figure III. 15**).

Trois paramètres seront optimisés pour cette structure :

- Le nombre des sub-miroirs empilés noté par : N_{seg} .
- Le nombre des périodes de chaque sub-miroir noté par : N_i .
- Les longueurs d'ondes λ_{B0} et λ_{Bf} de la première et le dernier sub-miroir qui constitue la structure totale du réflecteur.

Nous allons commencer par l'optimisation de N_{seg} et N_i et après on passera à l'étude de l'impact de λ_{B0} et λ_{Bf} sur la performance du réflecteur.

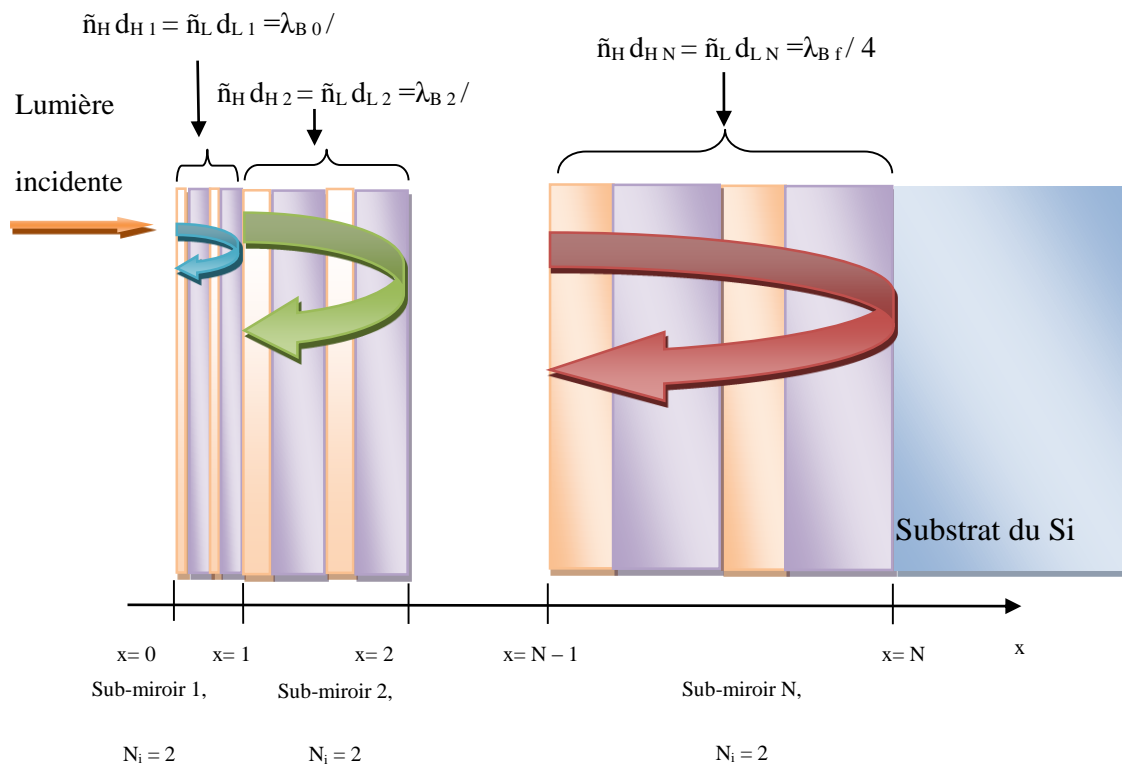


Figure III. 14 : Structure d'un réflecteur de Bragg à base des miroirs de Bragg adjacents chirpés.

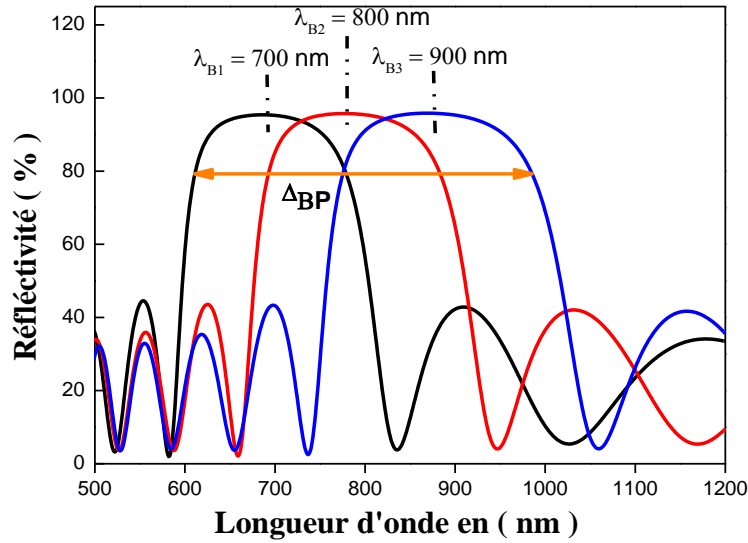


Figure III. 15: Le chevauchement entre les spectres de réflectivité des miroirs de Bragg adjacents chirpés.

➤ **Optimisation de N_{seg} et N_i**

Dans le but d'optimiser les paramètres N_{seg} et N_i , qui consiste à obtenir la plus large gamme de variation de λ_B , nous avons en premier temps fixé les longueurs d'ondes λ_{B0} et λ_{BF} respectivement à 800 nm et 1200 nm, ensuite nous avons calculé la largeur de la BP du RB à base de MBAC et le pas δ' en variant le nombre des sub-miroirs de 2 à 7, pour chaque nombre de N_{seg} le nombre des périodes des sub-miroirs varie aussi de 2 jusqu'à 7.

Les courbes théoriques de Δ_{BP} sont représentées sur la **Figure III. 16**. On constate que pour une valeur fixe de N_i , la largeur de la BP de RB augmente en augmentant le nombre des sub-miroirs. En plus, L'augmentation du nombre des périodes par sub-miroirs, N_i , contribue ainsi à l'amélioration de Δ_{BP} .

La variation de δ' en fonction du nombre des sub-miroirs du RB à base de MBAC est illustrée dans la **Figure III. 17**. On voit que Le pas δ' diminue de 47 nm à 14 nm en augmentant le nombre des sub-miroirs de 2 à 7.

Nous avons vu que Δ_{BP} augmente en augmentant N_{seg} et N_i . Cependant, le δ' diminue. On rappelle que notre objectif est d'optimiser une structure ayant des paramètres réalisables par la méthode d'anodisation électrochimique.

Comme le nombre élevés des couches affecte les caractéristiques optiques (épaisseur et indice de réfraction) de la structure durant la procédure d'anodisation, et par suite la diminution de δ' , nous avons choisi de limiter le nombre total de périodes à 10.

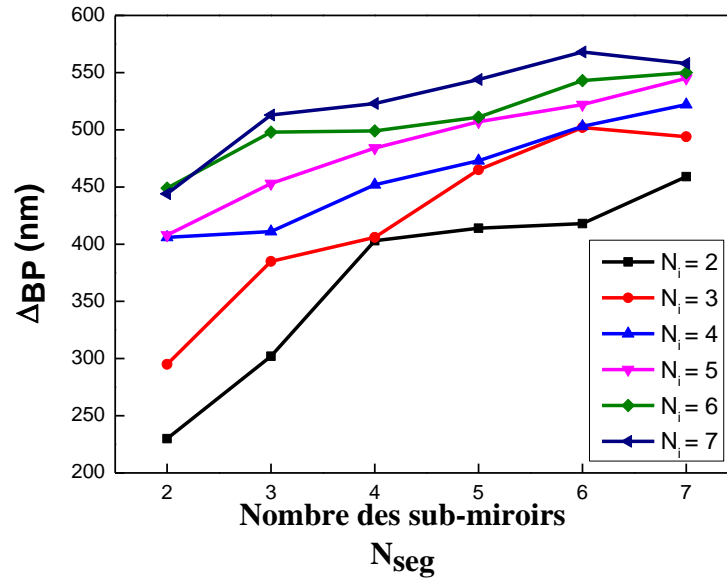


Figure III. 16: La variation de Δ_{BP} en fonction du nombre des sub-miroirs. Le calcul de Δ_{BP} est effectué pour différentes valeurs du nombre de périodes des sub-miroirs (N_i) et en utilisant ces paramètres : $\lambda_{B0} = 800$ nm et $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$.

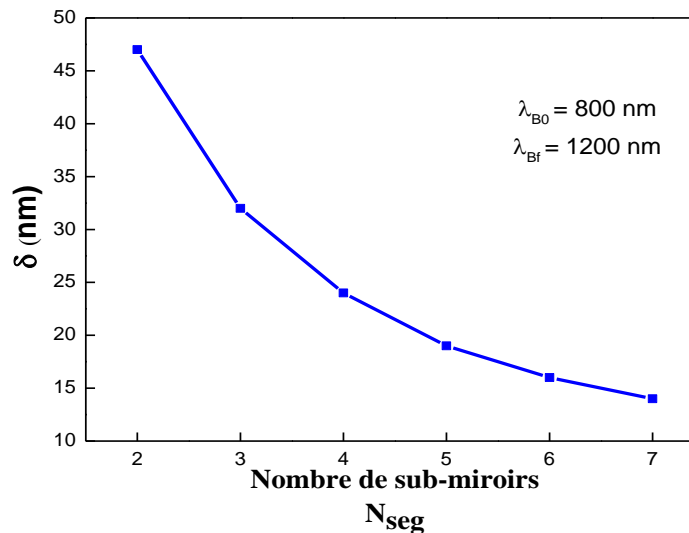


Figure III. 17: L'évolution de δ' , du RB à base des MBAC, en fonction du nombre des sub-miroirs N_{seg} . Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm.

Ce nombre des périodes nous permet de faire la comparaison entre cette structure et les deux structures optimisées précédemment. En outre, Il correspond à deux structures ayant des configurations différentes. La première structure est constituée de : 2 sub-miroirs ($N_{\text{seg}} = 2$), le nombre des périodes par chaque sub-miroirs est 5 ($N_i = 5$). La largeur de sa BP est : $\Delta_{\text{BP}} = 408$ nm et le pas δ' est de 47 nm. La deuxième structure est constituée de : 5 sub-miroirs ($N_{\text{seg}} = 5$), le nombre des périodes par chaque sub-miroirs est 2 ($N_i = 2$). La largeur de sa BP est : $\Delta_{\text{BP}} = 413$ nm et le pas δ' est de 19 nm.

➤ **Optimisation de λ_{B0} et λ_{Bf}**

Afin d'étudier l'influence de λ_{B0} et λ_{Bf} sur la performance de RB à base de MBAC et le pas δ' , nous allons utiliser le nombre des sub-miroirs et le nombre des périodes que nous avons choisi dans le paragraphe précédent ($N_{\text{seg}} = 5$ et $N_i = 2$). λ_{Bf} est diminuée de 1200 nm à 1000 nm avec un pas de 50 nm et λ_{B0} est fixée à 800 nm.

L'évolution de Δ_{BP} et δ' en fonction de λ_{Bf} est représentée sur la **Figure III. 18**. On note que Δ_{BP} et δ' croient avec l'augmentation de λ_{Bf} de 1000 nm jusqu'à 1200 nm.

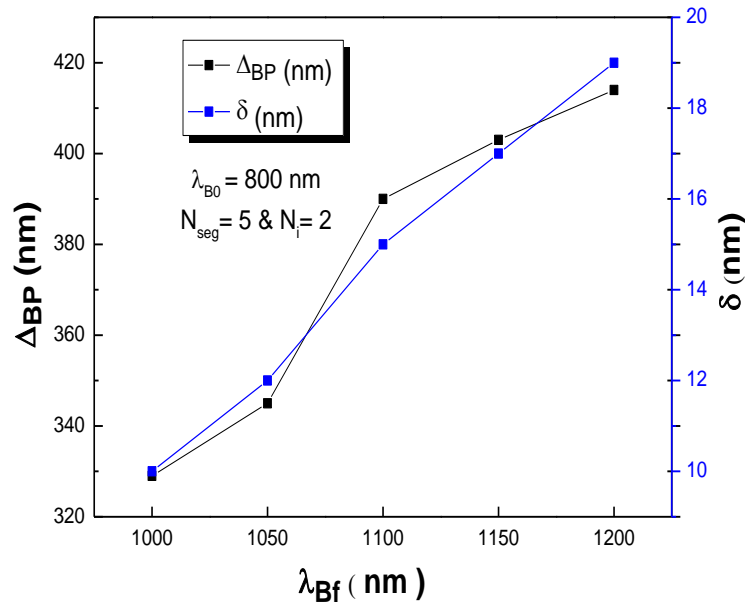


Figure III. 18 : Influence de la variation de λ_{Bf} sur Δ_{BP} et δ' de RB à base de MBAC. Le calcul est effectué pour $N_{\text{seg}} = 5$, $N_i = 2$, $\lambda_{\text{B0}} = 800$ nm et $n_{\text{H}} = 2,66$, $n_{\text{L}} = 1,77$.

On confirme encore une fois que le maximum de Δ_{BP} et δ' sont obtenues pour $\lambda_{\text{Bf}} = 800$ nm $\lambda_{\text{Bf}} = 1200$ nm. De ce fait, on conclue que la structure optimale de RB à base de MBAC est

constituée de 5 sub-miroirs, chaque sub-miroir est formé de deux périodes. Le premier et le dernier miroir sont conçus pour $\lambda_{B0} = 800$ nm et $\lambda_{Bf} = 1200$ nm, respectivement. Cette structure pourrait réfléchir plus de 80 % de photons sur une gamme spectrale de 413 nm.

La bande photonique Δ_{BP} de RB à base de MBAC est diminuée de 7 nm par apport au miroir MBC, cette faible diminution est négligeable. Cependant, δ' est amélioré jusqu'à 19 nm, ce qui permet de bien contrôler la variation des épaisseurs des périodes durant le processus d'anodisation électrochimique. Le λ_{B0} a le même impact sur le δ' et le Δ_{BP} , pour cela nous ne l'avons pas présenté.

III.4.2.3 Réflecteur de Bragg à profil de Fermi (RBF)

L'idée de varier les épaisseurs des périodes du RB selon le profil de Fermi, est inspirée des travaux sur les revêtements antireflet effectués par le **Pr.A. Mahdjoub** et **L. Zighed** [34-35]. Dans leur étude, ils avaient proposé ce profil pour remplacer la structure à double couche d'un revêtement antireflet. Dans notre étude, nous avons choisi d'étudier ce profil représenté par une fonction contenant plusieurs variables, et elle possède une allure exponentielle dans un intervalle contenant un point d'inflexion et deux intervalles où la fonction admet une allure presque constante, cela permet de dégager plusieurs configurations (**Figure III. 19**).

La longueur d'onde des périodes du réflecteur varie dans ce cas selon le profil de Fermi comme il est décrit dans l'équation suivante [34] :

$$\lambda_{B0}(x) = \lambda_{B0} - (\lambda_{B0} - \lambda_{Bf})(1 + e^{\beta(x-x_0)})^{-1} \quad \text{Eq. III. 52}$$

Le paramètre β dans l'équation (**III. 52**) représente le facteur de forme du profil. Le x_0 représente son point d'inflexion.

Les différentes configurations de λ_B selon le profil de Fermi sont illustrées dans la **Figure III. 19**. On remarque que pour $\beta < 3$ les épaisseurs des périodes augmentent graduellement entre les périodes du réflecteur selon la forme du profil de Fermi, nommé gradient de Fermi (GF). Cependant, pour $\beta > 3$, le λ_B change entre trois substructures plutôt entre chaque période, pour ces cas le gradient du profil pourra être nommé : quasi-profil de Fermi (QPF).

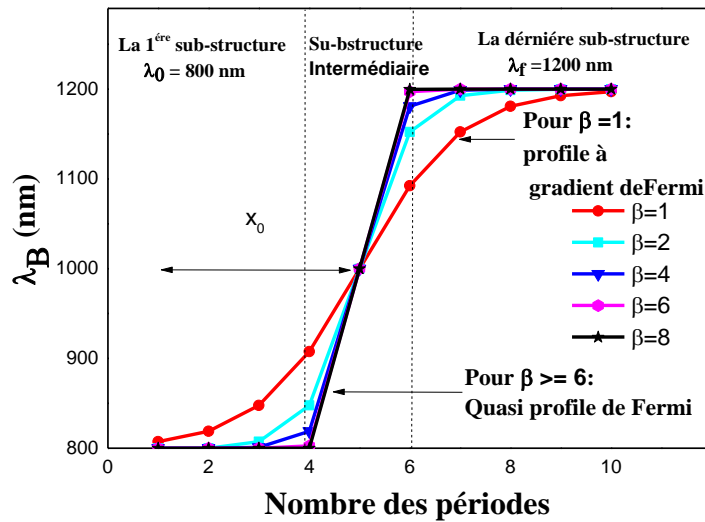


Figure III. 19: Différentes configurations du profil de Fermi en longueur d’onde en fonction du nombre de périodes pour le RB.

A la limite quand β devient grand on trouve la configuration d’un RB constituée de deux MBs conventionnels. Le point d’inflexion x_0 , dans ce cas, correspond alors au nombre des périodes de chaque sub-miroirs.

Dans l’étude de RB de Fermi. Nous avons plusieurs paramètres régissant la variation du ce profil. Ces paramètres sont : (i) Le facteur de forme β , (ii) le point d’inflexion x_0 , (iii) le nombre des périodes N_{totale} et (iv) les longueurs d’ondes : λ_{B0} et λ_{Bf} . On constate que le nombre de paramètres est plus grand, ce qui rend l’optimisation de ce profil un peu complexe.

Afin de simplifier notre étude, nous avons essayé d’optimiser les variables suivantes N_{totale} , λ_{Bf} et x_0 pour ces deux formes du profil : $\beta = 1$ et $\beta = 6$.

Quand $\beta=1$ (Profil à gradient de Fermi GF), λ_B augmente graduellement entre chaque période du réflecteur, permettant de réfléchir les courtes longueurs d’ondes aux interfaces des premières périodes et les longues longueurs d’ondes aux interfaces des dernières périodes, ce qui élargit la bande photonique du réflecteur.

Pour le quasi profil de Fermi (QPF), où $\beta = 6$, le λ_B augmente entre trois substructures. La BP du RB, dans ce cas, est le résultat du chevauchement entre les BPs des substructures.

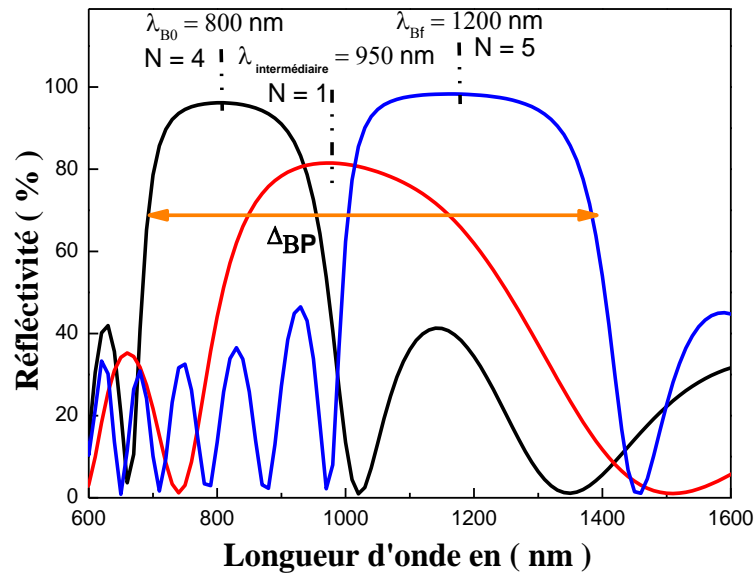


Figure III. 20 : Les BPs des sous structures du RBQPF.

Par la suite, nous allons optimiser premièrement le nombre de périodes pour $\beta = 1$ et $\beta = 6$, en fixant les autres paramètres. Après, On passera à l'optimisation de λ_{B0} et λ_{Bf} en utilisant N_{totale} optimisé. On achèvera notre étude par l'optimisation de x_0 .

➤ Optimisation de N_{totale}

Comme précédemment, Les longueurs d'ondes λ_{B0} et λ_{Bf} , sont fixées respectivement à 800 nm et 1200 nm pour optimiser le N_{totale} . Le x_0 est fixé aussi à $N_{totale} / 2$. Les spectres de réflectivité calculée pour $\beta = 1$ et $\beta = 6$, en variant N_{totale} de 6 à 14, sont illustrés sur la **Figure. III. 21**.

La Figure. III. 21 illustre les spectres de réflectivité de RBF simulés pour $N = 6, 10, 14$. En générale, On observe que les spectres de réflectivité du réflecteur s'améliorent en augmentant le nombre des périodes pour les deux formes du profil. Cependant, à partir un nombre de période critique une cavité de Fabry-Pérot apparait au milieu du spectre, diminuant le coefficient de réflexion. Cette cavité est due aux paramètres non optimisés : λ_{B0} et λ_{Bf} ainsi que le point d'inflexion x_0 . En effet, pour $\beta = 1$, Le nombre des périodes optimales est $N_{totale} = 10$ qui correspond à $\lambda_{B0} = 800$ nm et $\lambda_{Bf} = 1200$ nm. La largeur de la bande photonique calculée pour ces paramètres est de 598 nm. On constate que pour $\beta = 6$, la cavité de Fabry Pérot s'améliore en augmentant le nombre de couche. Le maximum de Δ_{BP} obtenue est de 669 nm,

pour $N_{\text{Totale}}=10$, avec une réduction du facteur de réflexion jusqu'à 51 % à $\lambda = 978$ nm. Il est donc nécessaire d'optimiser λ_{Bf} pour le miroir QPF.

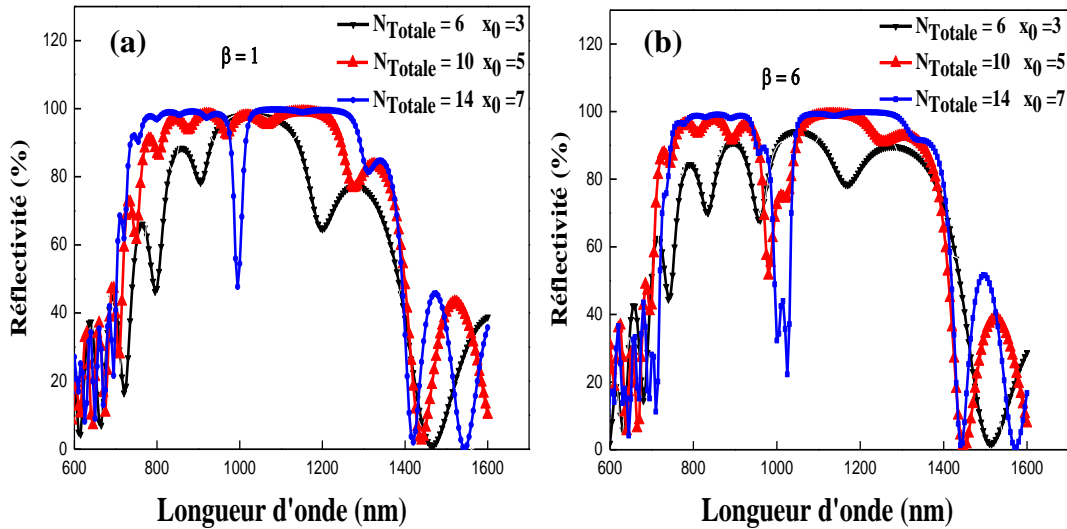


Figure III. 21: Influence du nombre des périodes N_{Totale} sur le spectre de réflectivité du RBF. Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{Bf} = 1200$ nm ;
(a) pour $\beta = 1$ et (b) pour $\beta = 6$.

➤ Optimisation de λ_{Bf} pour le RBQPF

Dans ce paragraphe, nous allons essayer de trouver la valeur optimale de λ_{Bf} pour $\beta = 6$, on utilise la valeur optimale de N_{Totale} calculée précédemment et on fixe le point d'inflexion x_0 à $\frac{N_{\text{Totale}}}{2}$. Les spectres de réflectivités sont illustrés sur la **Figure. III. 22**, ils sont calculés en faisant varier λ_{Bf} de 1200 nm à 1000 nm avec un pas de 50 nm.

D'après les spectres, on remarque que la diminution de λ_{Bf} conduit à l'amélioration de la réflectivité maximale au sein de la bande photonique et la disparition de la cavité de Fabry Pérot. Cependant, une diminution de la bande photonique est observée. On note ainsi, la diminution de δ' de 47 nm pour $\lambda_{\text{Bf}} = 1200$ nm à 24 nm pour $\lambda_{\text{Bf}} = 1000$ nm. On peut attribuer l'amélioration de R_{max} et la disparition de la cavité de Fabry Pérot au chevauchement des bandes photoniques des sous miroirs, qui constituent le réflecteur de Bragg QPF

Le maximum de Δ_{BP} est déterminé pour $\lambda_{\text{Bf}} = 1150$ nm, et $\delta' = 41$ nm, Il est d'environ 598 nm. La gamme spectrale de la bande photonique s'étend de 734 nm jusqu'à 1332 nm.

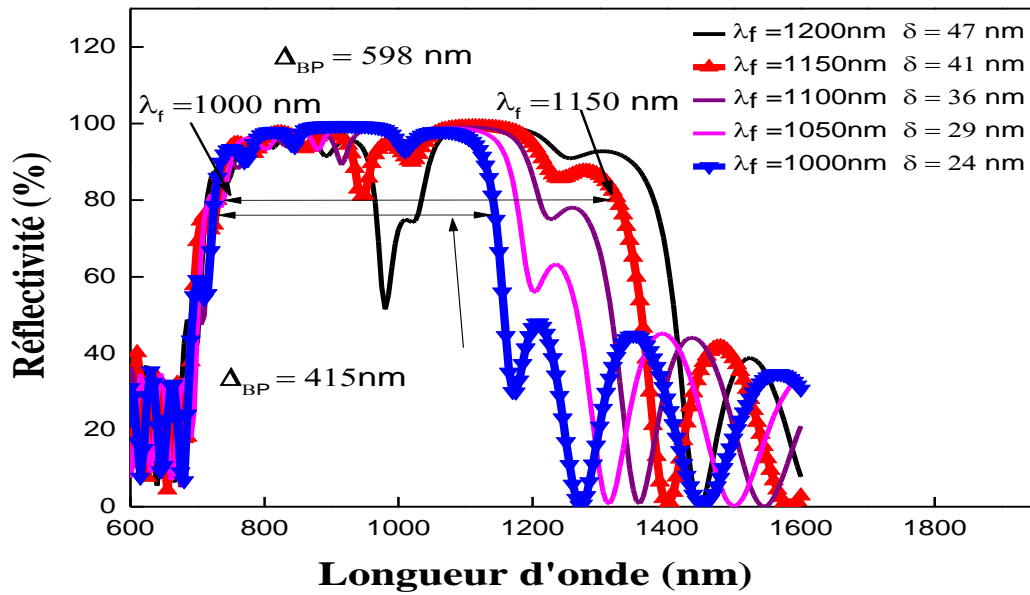


Figure III. 22 : L'influence de λ_{Bf} sur le spectre de réflectivité de RBQPF. Le calcul est effectué pour $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$ et $\lambda_{B0} = 800$ nm, $N_{Totale} = 10$ et $\beta = 6$.

➤ **Optimisation de x_0 pour le RBGF et le RBQPF**

Après avoir trouvé les valeurs optimales de N_{totale} de λ_{B0} et de λ_{Bf} pour les deux formes du réflecteur de Fermi, nous allons étudier dans ce paragraphe l'influence du point d'inflexion x_0 sur les spectres de deux profils en utilisant les paramètres optimums de chaque forme du profil.

Le **Tableau III. 1** présente les valeurs de Δ_{BP} ainsi leurs gammes spectrales, calculées en faisant affecter le point d'inflexion x_0 les valeurs : 3, 5,8 et en fixant λ_{B0} et λ_{Bf} à 800 nm et 1200 nm respectivement pour $\beta = 1$, et à 800 nm et 1150 nm respectivement pour $\beta = 6$. Nous avons utilisé $N_{Totale} = 10$ pour les deux forme du profil.

On remarque que la gamme spectrale de la BP se déplace vers le visible lorsque $x_0 > \frac{N_{Totale}}{2}$ et vers l'IR lorsque $x_0 < \frac{N_{Totale}}{2}$. Ce phénomène est attribué à la déformation du profil du réflecteur provoqué par la variation de x_0 . En effet, quand $x_0 > \frac{N_{Totale}}{2}$, le nombre de période de la 1^{ère} substructure augmente est le nombre de période de la 3^{ème} substructure diminue ce qui explique le déplacement de la BP vers le visible. Quand $x_0 < \frac{N_{Totale}}{2}$, la gamme spectrale de la

BP se déplace vers l'IR car le nombre de période de la 3^{ème} substructure augmente et le nombre de période de la 1^{ère} substructure diminue.

La gamme spectrale pour $R > 80\%$ et le Δ_{BP}				
x_0	$\beta = 1$		$\beta = 6$	
3	918-1347	$\Delta_{BP} = 429$ nm	978-1318	$\Delta_{BP} = 340$ nm
5	753-1351	$\Delta_{BP} = 598$ nm	734-1332	$\Delta_{BP} = 598$ nm
8	716-981	$\Delta_{BP} = 265$ nm	717-963	$\Delta_{BP} = 246$ nm

Tableau III. 1: L'influence de x_0 sur la largeur de la BP du RBF. Les calculs sont effectués pour $\beta = 1$ et $\beta = 6$; $n_H = 2,66$, $n_L = 1,77$, $N_{Totale} = 10$, $\lambda_0 = 800$ nm et $\lambda_f, \beta=1 = 1200$ nm, $\lambda_f, \beta=6 = 1150$ nm.

La plus large BP est obtenue pour $x_0 = \frac{N_{Totale}}{2}$ ($x_0 = 5$). On observe que $\Delta_{BP} = 598$ nm pour les deux formes du profil, ce qui montre que la forme de ce dernier n'influe pas sur la largeur de la BP du réflecteur, bien que les épaisseurs des périodes des deux profils augmentent pour différentes valeurs de δ' . La plus grande valeur de δ' est obtenue pour $\beta = 6$. Nous concluons que si on utilise le miroir type QPF, les épaisseurs sont augmentées ($\delta' = 47$ nm entre trois sous-structures), ce qui facilite énormément sa fabrication qu'un miroir type GF (voir la **Figure. III. 23. a**).

La comparaison entre les spectres de la réflectivité des différents structures de RBF: GF et QPF optimisés est illustrée sur la figure **III. 23. b**. On observe que le RBF avec ses deux configurations ($\beta = 1$ et $\beta = 6$) pourrait réfléchir plus de 80% de la lumière sur une gamme spectrale de 598 nm.

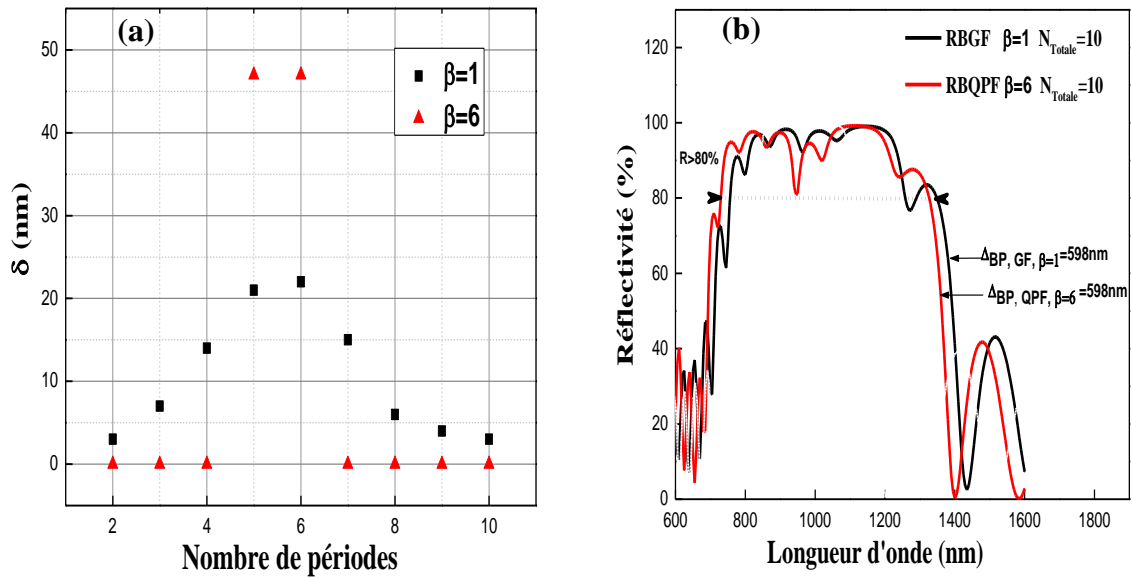


Figure III. 23:(a) Le δ' calculé pour $\beta = 1$ et 6. (b) Les spectres de réflectivité de RBF pour $\beta = 1$ et 6.

III.4.2.4 Optimisation des épaisseurs et du nombre de couches du réflecteur

Dans cette section on propose d'optimiser les paramètres du miroir en utilisant les méthodes d'optimisation basées sur les simplexes et Levenberg-Marquard [36], qui sont implantées dans MATLAB. Le principe de cette méthode consiste à déterminer deux paramètres : le nombre de périodes et les différentes épaisseurs, tout en fixant les indices (n_H et n_L) des couches. Ce procédé d'optimisation est basé sur la recherche de la réflectivité maximale du miroir dans l'intervalle de longueur d'onde : (800-1200 nm), en partant de la formule suivante [37] :

$$R_{\text{Moyenne}}(\lambda, N) = \frac{1}{\lambda_{BF} - \lambda_{B0}} \int_{\lambda_{B0}}^{\lambda_{BF}} R(\lambda, N_C) d\lambda \quad \text{Eq. III. 53}$$

Ou :

$\lambda_{B0} = 800$ nm, $\lambda_{BF} = 1200$ nm et N_c présente le nombre des couches empilées.

Notre méthode utilise les mêmes indices de réfractions utilisés dans les structures précédentes. Nous avons commencé par l'optimisation de l'épaisseur d'une structure composée d'une seule couche de SP : la couche de fort indice. La valeur moyenne maximale de réflectivité obtenue $R_{\text{moyenne, max}}$ pour cette monocouche est de 27,5 % pour une valeur optimale d_{HI} de 182 nm. La deuxième étape consiste à augmenter le nombre de couche pour avoir une période d'épaisseurs d_{HI} et d_{LI} . Le calcul donne les épaisseurs : $d_{\text{HI}} = 90$ nm et $d_{\text{LI}} = 141$ nm, évidemment pour $N_c = 2$. Nous continuons à augmenter le nombre de couche d'un cran et optimiser dans chaque étape les épaisseurs correspondances jusqu'à $N_c = 20$, pour lequel les nombre des épaisseurs à optimiser devient trop élevé et difficile à optimiser.

La variation de $R_{\text{moyenne, max}}$ en fonction du nombre de couche du réflecteur est reportée sur la **Figure. III. 24**. On observe que cette valeur augmente en fonction du nombre de couches du réflecteur. Une valeur de 97,5 % est obtenue pour $N_c = 20$. En outre, On remarque que $R_{\text{moyenne, max}}$ calculée pour un nombre de couche impaire est faible par rapport à celle calculée pour un nombre de couches paire.

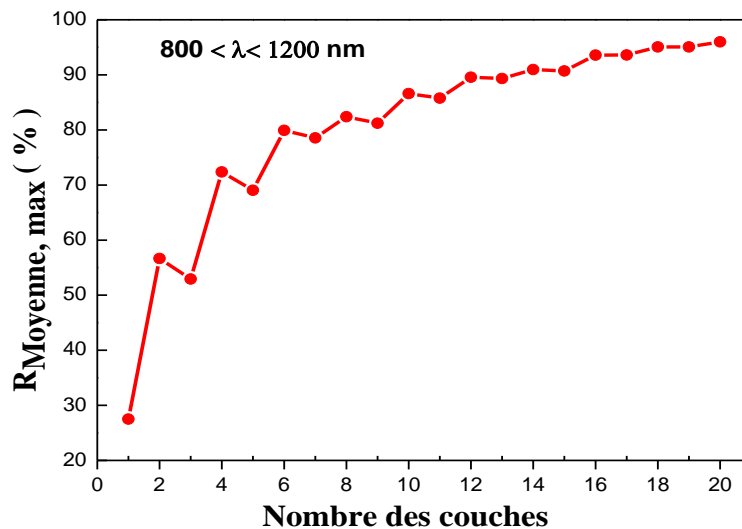


Figure III. 24: Variation de $R_{\text{moyenne, max}}$ de la structure optimisée en fonction du nombre de couches empilées.

Concernant les structures composées d'un nombre de couches inférieur ou égale à 7, celles optimisées sont des miroirs de Bragg conçu pour $\lambda_B = 978$ nm. Dans le cas où le nombre de périodes est impair, la valeur optimale de l'épaisseur de la dernière couche (couche à fort indice), est le double par rapport à la valeur initiale. Un exemple sur les valeurs optimales des

épaisseurs d'une structure de 7 couches optimisée est illustré sur la **Figure III. 25**. On observe que les épaisseurs optimales sont calculées pour réfléchir la lumière ayant $\lambda_B = 978$ nm. L'épaisseur $d_{H7} = 2 \times d_{H1}$.

Le spectre de réflectivité de cette structure est représenté sur l'insert dans la **Figure III. 25**. La valeur moyenne de la réflectivité obtenue pour cette structure est de 78,55 %.

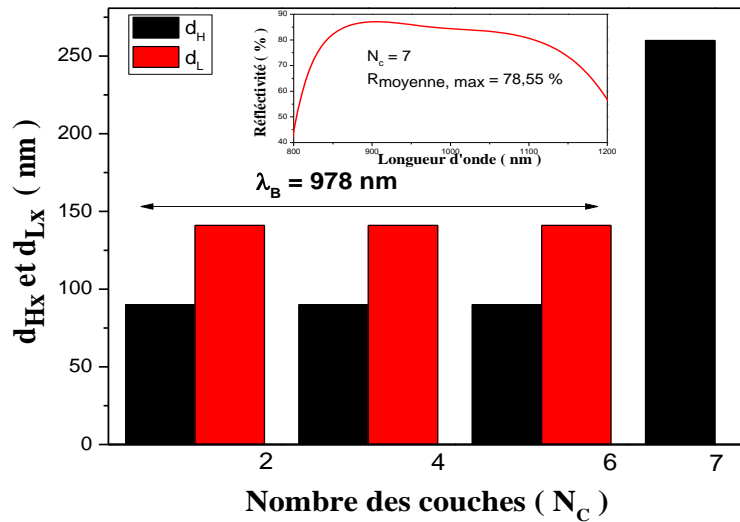


Figure III. 25: Les épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} optimisées pour $N_c = 7$. Le spectre de la réflectivité de cette structure.

On remarque qu'à partir de $N_c = 8$, les épaisseurs optimisées pour chaque structure deviennent variable. Un exemple des épaisseurs optimisées pour une structure ayant 12 couches est illustré sur la **Figure III. 26**. On note que les premières couches de réflecteur sont optimisées pour réfléchir la lumière ayant les trois longueurs d'ondes : 960, 981 et 1421 nm. Le spectre de réflectivité de cette structure est reporté sur l'insert dans la **Figure III. 26**. La valeur moyenne de la réflectivité obtenue pour cette structure croît jusqu'à 89,57 %.

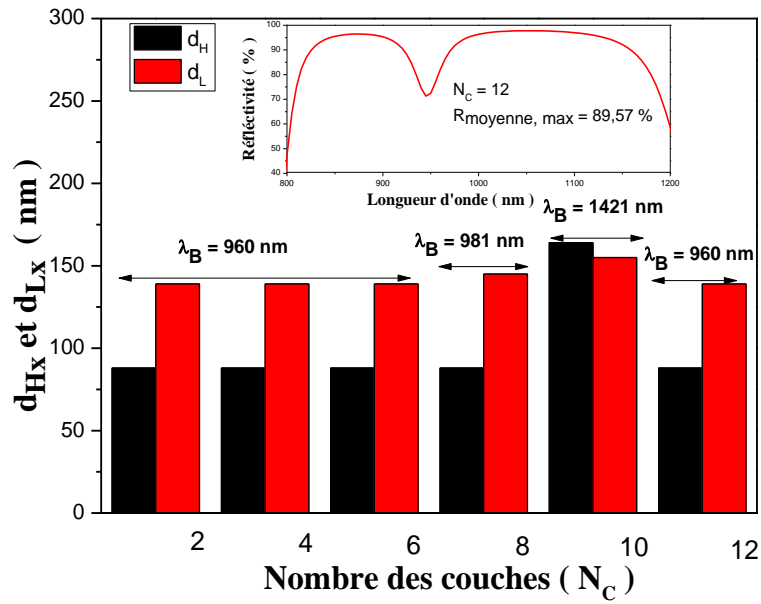


Figure III. 26 : Les épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} optimisées pour $N_c = 12$. Le spectre de la réflectivité de cette structure.

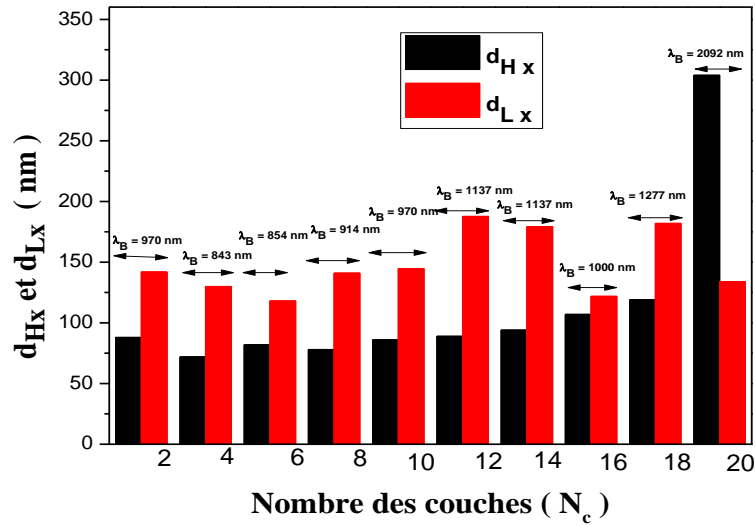


Figure III. 27: Les épaisseurs d_{Hx} et d_{Lx} optimisées pour $N_c = 20$.

Le spectre de réflectivité de la structure optimisée pour $N_c = 20$ est illustré sur la **Figure III. 28**. La valeur moyenne obtenue pour cette structure est environ de 95,98 %. La largeur de sa BP calculée pour $R > 80 \%$, est d'environ 423 nm.

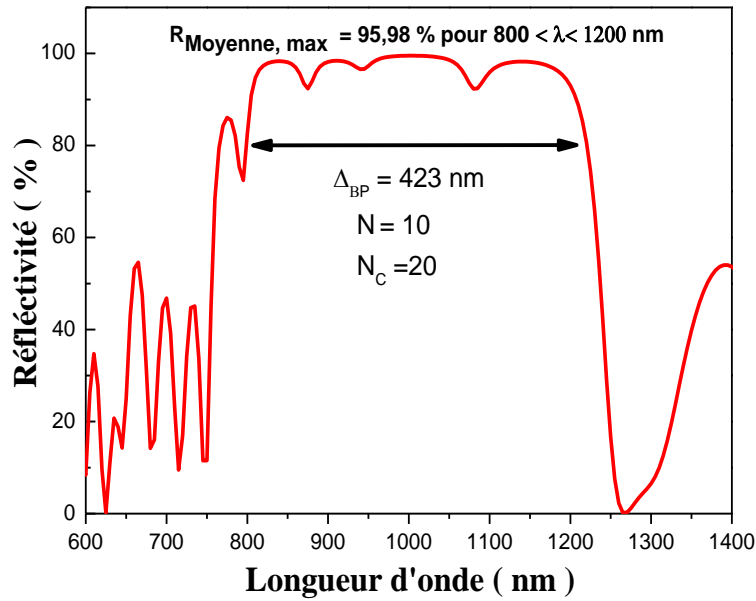


Figure III. 28 : Spectre de la réflectivité d'un réflecteur ayant une structure de 20 couches (10 périodes) optimisées.

III.5 Comparaison entre les différentes structures optimisées

Après avoir étudié et optimisé les différentes structures du réflecteur de Bragg à BP large, dans ce paragraphe, nous allons effectuer une comparaison entre ces différentes structures optimisées et utiliser la structure conventionnelle du réflecteur de Bragg comme référence.

Nous rappelons que les différentes structures sont optimisées en utilisant les mêmes indices de réfractifs : $n_H = 2,66$ et $n_L = 1,77$. Le nombre des périodes est $N = 10$, pour toutes les structures. La largeur de la BP est calculée pour $R > 80 \%$. Le MB conventionnel ayant une BP d'environ 262 nm.

Les valeurs de Δ_{BP} et δ' , pour toutes les structures étudiées possédant une large BP, sont reportées dans le **Tableau III. 2**. On remarque que la plus large Δ_{BP} et le plus grand δ' sont obtenus pour le réflecteur quasi profil de Fermi. La largeur de la BP et le pas δ' optimisés pour cette structure sont : $\Delta_{BP} = 598 \text{ nm}$ et $\delta' = 47 \text{ nm}$. En utilisant le RBQPF, une amélioration de 56,18 % de la BP est obtenue en comparaison avec la structure conventionnelle. Le δ' de RBGF est variable et faible par rapport au celui trouvé pour le RBQPF.

Réflecteur	Δ_{BP}	δ'
Miroir de Bragg (MB)	262 nm	/
Réflecteur de Bragg chirpé (RBC)	420 nm	10 nm
Miroirs de Bragg adjacents chirpés N°1 (MBAC1) N _{seg} = 2 et N _i = 5	408 nm	47 nm
Miroirs de Bragg adjacents chirpés N°2 (MBAC2) N _{seg} = 5 et N _i = 2	413 nm	19 nm
Réflecteur de Bragg à gradient de Fermi (RBGF)	598 nm	variable
Réflecteur de Bragg à quasi profile de Fermi (RBQF)	598 nm	47 nm
Réflecteur de 20 couches optimisées	423 nm	variable

Tableau III. 2: Récapitulation des résultats des différentes structures optimisées.

La structure du réflecteur optimisée possédant des épaisseurs à variation aléatoire se place en deuxième position, sa bande photonique est de 423 nm. Cette dernière est améliorée de 38,04 % en comparaison avec la structure conventionnelle. Cependant, son δ' n'est pas constant et possède une valeur faible, ce qui complique un peu la procédure de sa fabrication.

Δ_{BP} et δ' du réflecteur de Bragg chirpé (RBC) est d'environ 420 nm et de 10 nm respectivement. Ce réflecteur améliore la largeur de la BP de 37,6 % en comparaison avec la structure conventionnelle.

La plus faible BP est obtenue pour la structure de MBAC. Concernant ce type de réflecteur, nous avons obtenu deux configurations. La première est constituée de 2 sub-miroirs et chaque sub-miroir possède 5 périodes. La largeur de sa BP est $\Delta_{BP} = 408$ nm et son $\delta' = 47$ nm. Le deuxième est constitué de 5 sub-miroirs et chaque sub-miroir possède 2 périodes. La largeur de sa BP est : $\Delta_{BP} = 413$ nm et son $\delta' = 19$ nm. δ' obtenu pour les deux configurations du miroir MBAC est important par rapport à celui obtenu pour le miroir RBC. L'amélioration

de la BP du MBAC2 par rapport à la structure conventionnelle est estimée par 36,56 %. Les spectres de réflectivité des différentes structures optimisées, comparés avec le spectre de réflectivité de la structure conventionnelle, sont illustrés sur la **Figure. III. 29**. Le coefficient de réflexion des structures étudiées couvre l'intervalle des longueurs d'onde de 800 nm à 1200 nm.

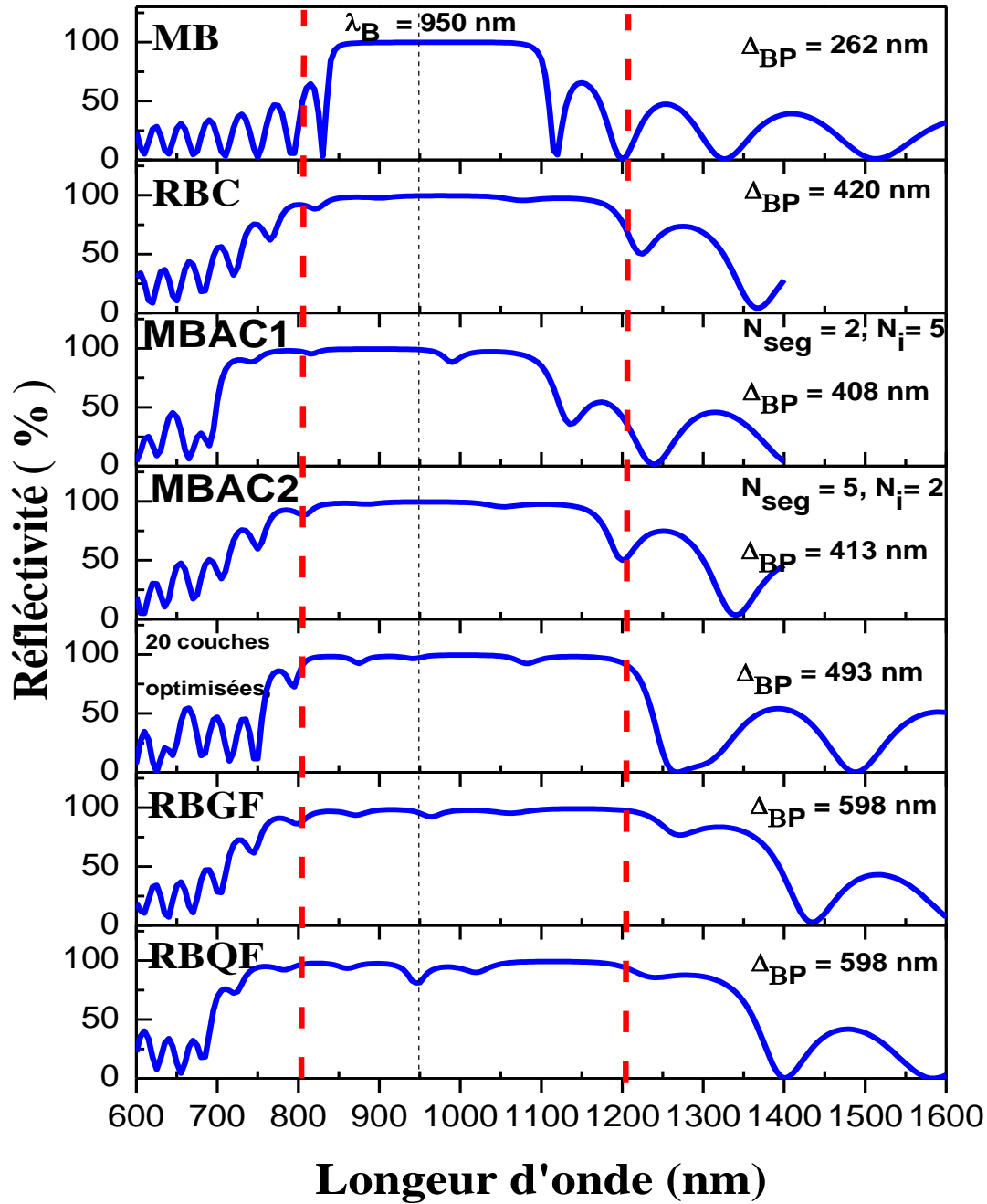


Figure III. 29 : Spectres de réflectivité des différentes structures optimisées. Les paramètres d'optimisation communs sont : $N = 10$, $n_H = 2,66$ et $n_L = 1,77$.

Dans le but d'évaluer la performance des différentes structures optimisées dans la gamme spectrale qui se situe entre 800 nm et 1200 nm, nous proposons le calcul de la valeur moyenne de la réflectivité des spectres calculés dans cet intervalle de longueurs d'ondes en utilisant la formule (III. 53).

La **Figure III. 30** illustre le R_{moy} de différentes structures étudiées. On remarque que la grande valeur de R_{moy} est obtenue pour les structures ayant des épaisseurs de couches chirpées (leurs épaisseurs sont variées entre les couches adjacentes avec un faible δ) à savoir : (i) la structure de MBC qui pourrait refléter plus de 96,36 % (ii) La structure de 20 couches optimisées avec $R_{moyenne} = 95,98$ % et, (iii) la structure à GF avec $R_{moyenne} = 95,52$ %. Les structures ayant un grand δ' (La structure à QPF, les MBAC1 et les MBAC2) ont des valeurs faibles par rapport au ceux ayant un faible δ' . La faible valeur de $R_{moyenne}$ est environ 78,63 % et elle est obtenue pour le MB conventionnel.

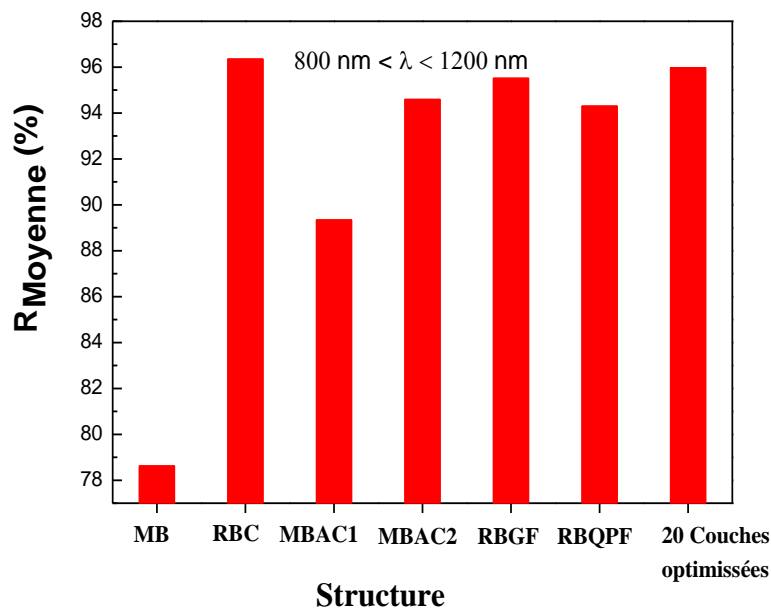


Figure III. 30 : La valeur moyenne de la réflectivité des différentes structures étudiées.

Le calcul est effectué pour $N = 10$ et $800 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1200 \text{ nm}$, $n_H = 2,66$ et $n_L = 1,77$.

III.6 Conclusion

A travers ce chapitre, nous avons présenté les théories de base qui permettent de calculer les propriétés optiques du réflecteur arrière à base des structures multicouches du silicium poreux. Nous nous sommes focalisés sur le calcul du coefficient de réflexion du réflecteur arrière pour optimiser la bande photonique en fonction des caractéristiques structurales du réflecteur (Nombre de périodes empilées, le rapport d'indice de réfraction et l'allure des épaisseurs des couches).

Nous avons présenté l'étude de la structure communément utilisée : Le miroir de Bragg. Les résultats de simulation ont montré que plus le (r) est grand plus le coefficient de réflexion est grand, ainsi la largeur de la bande photonique est large. En outre, la réflectivité augmente en augmentant le nombre des couches empilées. Le λ_B contrôle la position de la BP. Cependant, la largeur de la BP est étroite en raison du rapport d'indices de réfraction du silicium poreux limité par la porosité.

Pour Améliorer la performance du réflecteur de Bragg conventionnel : le MB, nous avons proposé, dans un premier temps, des structures multicouches avec des épaisseurs de périodes variés selon différentes configurations. Les structures étudiées sont : (i) le réflecteur de Bragg chirpé, (ii) les miroirs de Bragg adjacent chirpés, (iii) le réflecteur de Fermi. Nous avons aussi utilisé la méthode de la régression afin d'optimiser les épaisseurs et le nombre de couches du réflecteur. Nous avons fait une étude bien détaillée pour chaque structure. Les résultats de simulation ont montré que les structures, ayant des épaisseurs variables, pourront refléter la lumière sur un large intervalle des longueurs d'ondes en comparissant avec le MB conventionnel. En outre, la forme de la configuration des caractéristiques structurales des réflecteurs influe sur le spectre de réflectivité. La plus large BP est obtenu pour le réflecteur de Fermi.

Bibliographie:

- [1] J. ZHAO, M.A. GREEN, Optimized antireflection coatings for high efficiency solar cells, IEEE Trans. Elect. Dev., vol. 38, pp .925-1934, 1991.
- [2] P.NUBILE, Analytical design of antireflection coatings for silicon photovoltaic devices, Thin solid films, vol. 342, pp. 257-261, 1999.
- [3] J.P. FAROUX, J. RENAULT, Optique , Edition Dunod, Paris, France, 1998.
- [4] P. FERRAND, Structure guidantes à bande interdite photonique à base de silicium nanoporeux, Thèse de Doctorat : Université Joseph Fourier Grenoble1, France, soutenue le 14 septembre 2001.
- [5] FOURMOND E, Développement de techniques de dépôt plasma et photo assistées pour la réalisation de couches antireflets passivantes en SiNx: H sur silicium multicristallin pour applications photovoltaïques, Thèse EDML. Lyon : LPM - INSA de Lyon, France, soutenue en 2002.
- [6] WAVES IN MEDIA, <http://web.umr.edu/~hale/courses/423/Chapter2.pdf>.
- [7] E. PELLETIER, La réalisation des systèmes optiques de surface, Systèmes optiques, Ecole d'été: Institut d'études scientifiques de Cargèse – France, Vol. I, 1991.
- [8] S. SETZU, Réalisation et étude de structures à modulation d'indice optique en silicium poreux, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier : Grenoble1, France, 1999.
- [9] A.S. CALLARD, Elaboration et caractérisation de couches diélectriques pour l'optique, Thèse: Ecole Centrale de Lyon, France, soutenue en 1996.
- [10] L. Remache, Silicium poreux passivé par des nitrures et des oxydes de silicium. Application aux revêtements antiréfléchissants, Thèse de Doctorat, Université de Mentouri – Constantine, soutenue en 2011.
- [11] M. ORGERET, les piles solaires le composant et ses applications, Paris : Masson, France, pp. 87-143, 1985.

- [12] D.A.ROMANOV, N.VICTORIA, A.V.KALAMEITSEV, FULL-OPTICAL, CHARACTERIZATION OF THIN FILMS IN PHOTOVOLTAIC CELLS, Mat. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 426, pp. 587-592.
- [13] M. Born, E. Wolf, Principles of Optics, fourth ed., Pergamon Press, New York, 1970.
- [14] A.S. CALLARD, A. GAGNAIRE, J. JOSEPH, Fabrication and characterisation of graded refractive index silicon oxynitrid thin films, J.Vac.Sci.Technol. vol. A15, pp. 2088-2094, 1997.
- [15] E.D.PALIK, Hand book of optical constants of solids, Academic Press Handbook Series, Orlando, 1985.
- [16] S. WINDERBAUM, F. YAN, O. REINHOLD, Application of plasma enhanced chemical vapor deposition silicon nitride as a double layer antireflection coating and passivation layer for polysilicon solar cells, J.Vac.Sci.Technol., vol. A15, pp. 201-204,1997.
- [17] D. E. ASPNES, The accurate determination of optical properties by ellipsometry, in Handbook of optical constants of solids, éd. E. D. Palik, Academic Press Handbook Series, Orlando, 1985.
- [18] Gilles Lerondel, Propagation de la lumière dans le silicium poreux: application à la photonique, Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier - Grenoble I, France, soutenue en 1997.
- [19] T. D. James, Porous Silicon Thin Films for Photonic Sensor Technologies, Thèse de Doctorat, The University of Western Australia, soutenue en 2009.
- [20] G. Léron del and R. Romestain, Quantitative analysis of the light scattering effect on porous silicon optical measurements, Thin Solid Films, Vol.297, p.114, 1997.
- [21] Aspnes D E, Theeten J B and Hottier F, Investigation of effective-medium models of microscopic surface roughness by spectroscopic ellipsometry, Phys. Rev., Vol.B 20, p.3292, 1979.

- [22] C. Pickering, M. J. Beale, D. J. Robbins, P. J. Pearson and R. Greef, Optical studies of the structure of porous silicon films formed in p-type degenerate and non-degenerate silicon, *J. Phys. C: Solid State Phys.*, Vol. 17, no. 35; p.6535, 1984.
- [23] S. STREHLKE, S. BASTIDE, O. POLGAR, M. FRIED, C. LEVY-CLEMENT, Characterization of Thin Porous Silicon Films Formed on n⁺/p Silicon Junctions by Spectroscopic Ellipsometry, *J. Electrochem. Soc.*, vol. 147, pp. 636-641, 2000.
- [24] J.D. Joannopoulos, S.G. Johnson, J.N. Winn, R.D. Meade, *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*, second ed., Princeton University press, New Jersey, 2008. <https://press.princeton.edu>.
- [25] N.H. Maniya, S.R. Patel, Z.V.P. Murthy, Simulation and fabrication study of porous silicon photonic crystal, *Optik.*, Vol.125, pp.828–831, 2014.
- [26] L. Pavesi, Porous silicon dielectric multilayers and microcavities, *del Nuovo Cimento*, Vol.10, pp.1-76, 1997.
- [27] D. PALIK, *Handbook of Optical Constants of Solids*, Academic Press Handbook Series, Orlando, 1985.
- [28] L. Remache, T. Nychporuk, N. Guermit, E. Fourmond, A. Mahdjoub, M. Lemiti, Optical properties of porous Si/PECVD SiNX:H reflector on single crystalline Si for solar cells, *Mater. Sci. Poland*, Vol.34, no.1, pp.94–100, 2016.
- [29] M.G. Berger, C. Dieker, M. Thonissen, L. Vescan, H. Luth, H. M, W. Theiss, M. Wernke, P. Grosse, Porosity superlattices: a new class of Si heterostructures, *J. Phys. D Appl. Phys.*, Vol.27, pp. 1333–1336, 1994.
- [30] Gupta, V. K Jain, C.R. Jalwania, G.K. Singhal, P. Arora, P.P. Puri, R. Singh, M. Pal V. Kumar, Technologies for porous silicon devices, *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 10, pp.698–702, 1995.
- [31] E. Yablonovitch, Engineered omnidirectional external-reflectivity spectra from one-dimensional layered interference filters, *Opt. Lett.*, Vol.23, pp.1648-1649, 1998.

- [32] I.J. Kuzma-Filipek, F. Duerinckx, E. Van Kerschaver, K. Van Nieuwenhuysen, G. Beaucarne, J. Poortmans, Chirped porous silicon reflectors for thin-film epitaxial silicon solar cells, *J. Appl. Phys.* 104, p.073529-1, 2008.
- [33] Kuzma-Filipek, K.V. Nieuwenhuysen, J.V. Hoeymissen, M.R. Payo, E. V. Kerschaver, J. Poortmans, R. Mertens, G. Beaucarne, E. Schmich, S. Lindekugel, S. Reber, Efficiency ($> 15\%$) for thin-film epitaxial silicon solar cells on 70 cm^2 area offspec silicon substrate using porous silicon segmented mirrors, *Prog. Photovolt. Res. Appl.*, Vol. 18, pp. 137–143, 2010.
- [34] L. Zighed, A. Mahdjoub, Comparative study between various antireflective coatings for solar cells applications, *IOP Conf. Ser. Mater. Sci. Eng.*, Vol.13, p.012037, 2010.
- [35] Mahdjoub, L. Zighed, New designs for graded refractive index antireflection coatings, *Thin Solid Films*, Vol.478, pp.299–304, 2005.
- [36] Modèles non-linéaires : Méthode de Levenberg-Marquardt
<http://www.lesia.obspm.fr/plasma/SBT/node35.html>
- [37] Sam Roweis, « Levenberg-Marquardt Optimization »
<http://www.cs.toronto.edu/~roweis/notes/lm.pdf>

Chapitre IV: Résultats expérimentaux et interprétations

Introduction

L'objectif de ce travail est de réaliser les structures étudiées dans le chapitre précédent. L'étude en simulation que nous avons présentée précédemment nous permis de concevoir des réflecteurs arrière à base de silicium poreux, Cette optimisation est basée sur la recherche du maximum de réflexion des photons de faible énergie, sur un large intervalle de longueurs d'ondes bien définie. Nous commencerons notre étude expérimentale par le choix des conditions d'anodisation électrochimique à température ambiante, à savoir la concentration d'acide fluorhydrique dans l'électrolyte et la gamme de la densité de courant appliquée, sur des substrats de type P⁺, une présentation des spectres de réflectivité et des images MEB est illustrée. Ensuite, nous expliquerons les raisons pour lesquelles nous avons choisi de travailler à basse température et nous présenterons en outre les courbes des spectres de réflectivité obtenus à basse température (T = - 20 °C). En fin, nous illustrons l'impact d'un réflecteur arrière constitué d'une seule couche de SP sur l'amélioration de la réflectivité interne, l'absorption de la lumière et le photocourant d'une cellule solaire mince.

IV.1 Gravure électrochimique à température ambiante

La porosité de la couche obtenue par anodisation ainsi que sa vitesse de formation sont gouvernées par plusieurs paramètres :

- la densité de courant appliquée.
- La concentration de l'HF dans l'électrolyte.
- la température de l'électrolyte.

La vitesse de gravure étant fixée, la durée d'anodisation peut être ajustée afin d'obtenir les épaisseurs désirées.

Les multicouches à base de silicium poreux qui ont été optimisées dans le chapitre précédent, feront l'objet d'une étude expérimentale approfondie, en revanche, ces couches possèdent des indices de réfraction environ égale à 1,77 et 2,66 correspondant à des porosités respectivement de 65% et 35%. Ce choix d'indices conduit à un rapport proche de 1,5 qui permet d'assurer une bonne stabilité mécanique des couches ainsi réalisées.

Avant d'aborder la fabrication des multicouches, une calibration est nécessaire qui consiste à déterminer la vitesse de gravure du processus d'anodisation électrochimique adopté pour des conditions fixées au préalable (température ambiante, électrolyte, densité de courant parcourue à travers la solution).

IV.1.1 Courbes de calibration du dispositif d'anodisation à température ambiante

Dans le but d'étudier les variations des paramètres de la couche poreuse (Épaisseur et porosité) en fonction de la densité de courant de la concentration de l'HF dans l'électrolyte et de la vitesse de gravure, nous avons préparé une série d'échantillons monocouche d'environ 1,5 μm d'épaisseur, cela permet d'obtenir un nombre important de franges sur les spectres de réflectivité. Les substrats utilisés sont de type p monocristallins de (1- 5 $\text{m}\Omega \cdot \text{cm}$) de résistivité et d'épaisseur ($280 \pm 25 \mu\text{m}$), sur une surface de 1 cm^2 . Deux concentrations de l'HF sont choisies : 35% et 20%, pour plusieurs densités de courants.

En utilisant la méthode de modulation des spectres expérimentaux de la réflectivité décrite dans le **Paragraphe II. 4**, l'ajustement des spectres calculés avec ceux obtenues expérimentalement permet de déterminer la porosité et l'épaisseur de la couche gravée. En effet, la **Figure IV. 1** illustre la variation de la porosité et l'indice de réfraction de SP en fonction de la densité de courant appliquée pour les deux concentrations de l'HF utilisées. On remarque que la porosité augmente avec la densité de courant. Ainsi, l'augmentation de la concentration de l'HF permet de déplacer la gamme de variation de porosité vers les faibles valeurs. Les résultats obtenus sont conformes avec les courbes publiées dans la littérature [1, 2]. En utilisant une concentration d'HF de 35 %, on peut atteindre une porosité de 35 % pour une faible densité de courant (5 mA/cm^2). D'autre part, la valeur de porosité de 65 % est obtenue pour une densité de courant de 200 mA/cm^2 . Il est intéressant de noter que la plus petite valeur de la porosité est obtenue pour une concentration d'HF de 20% est de 51 % pour $J = 5 \text{ mA/cm}^2$.

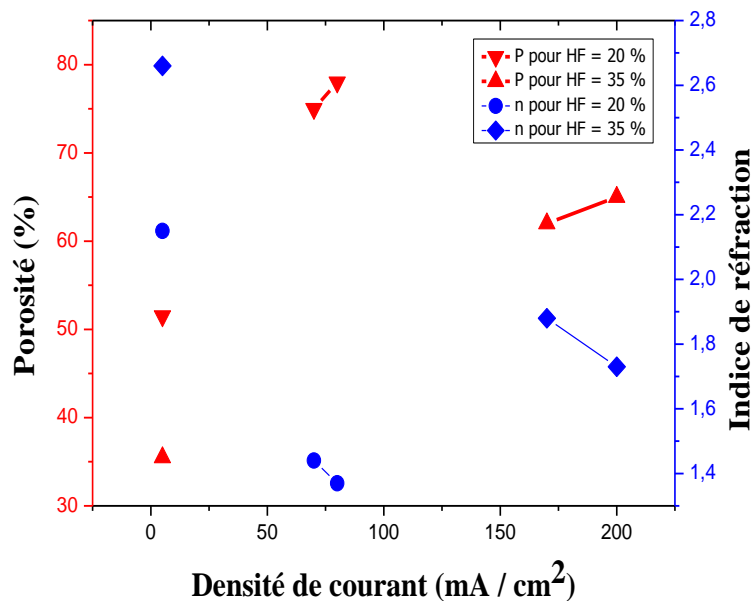


Figure IV. 1 : Variation de la porosité et l'indice de réfraction de la couche poreuse en fonction de la densité de courant appliquée, pour différentes concentration en acide fluorhydrique : (1) 20% d'HF (Composition : HF : H₂ O₂ : Ethanol=2 :1: 1) et (2) 35% d'HF (Composition : HF : Ethanol=2 : 1).

La diminution de la porosité avec l'augmentation de la concentration de l'HF, pour une même densité de courant, peut s'expliquer par la dégradation de la mouillabilité de la

solution due à la diminution de la quantité de l'éthanol, qui empêche la pénétration des ions fluors vers le front de porosification (Si / solution) [3].

Comme s'était prévue, la porosité évolue à l'inverse de l'indice de réfraction, celui-ci diminue lorsque la densité de courant augmente. On observe que la forte valeur d'indice de réfraction $n_{SP}(\lambda = 950 \text{ nm}) = 2,66$ est obtenue pour une concentration de l'HF de 35 % et une densité de courant d'anodisation de 5 mA/cm^2 . Cependant, avec une concentration de l'HF de 20%, on ne peut pas atteindre une valeur élevée de l'indice de réfraction ($n = 2,15$) à une longueur d'onde de 950 nm.

Afin de fabriquer des couches reproductibles, il est nécessaire de déterminer la vitesse de gravure (pour une porosité et concentration de l'HF fixes), cela facilite, le contrôle de l'épaisseur de la couche de silicium poreux à graver. En effet, la vitesse de gravure correspond à la vitesse moyenne de la cinétique d'attaque de la couche entière de SP exprimée en nm/s : elle est déterminée à partir de l'épaisseur de la couche de SP et de la durée de gravure [4]. La variation de la vitesse de gravure en fonction de la densité de courant appliquée, pour deux concentrations de l'HF, est reportée sur la **Figure IV. 2**.

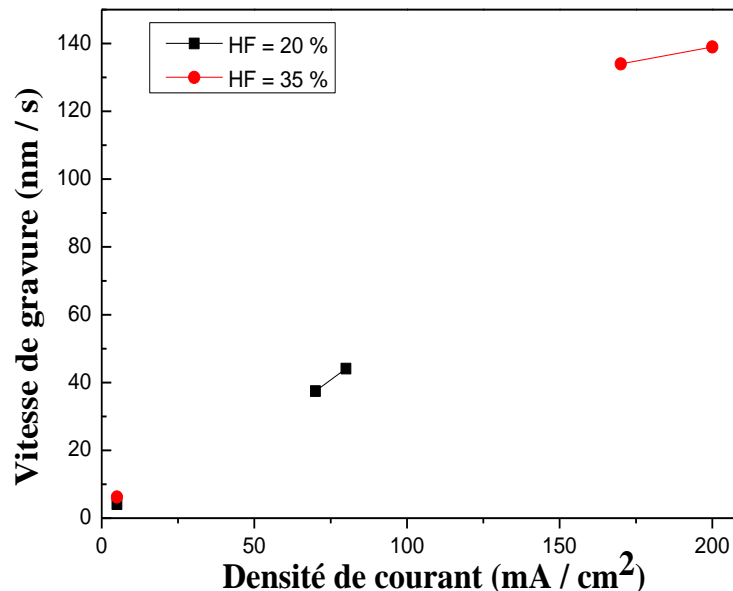


Figure IV. 2 : Evolution de la vitesse de gravure en fonction des densités de courant et des concentrations de l'HF pour une couche SP gravée sur un substrat

type p⁺.

On observe pour la même concentration de l'HF: 20 % ou 35 %, la vitesse de gravure augmente avec la densité de courant. Cependant, pour les faibles densités de courant : $J = 5 \text{ mA/ cm}^2$, si la concentration de l'HF augmente de 20 % à 35 % la vitesse de gravure varie légèrement, ce phénomène est observé par plusieurs auteurs [5-7]. Cela montre que la variation de la vitesse de gravure dépend principalement de la densité de courant plutôt que de la concentration de l'HF. En effet, la dissolution du silicium s'effectue par réduction des trous injectés vers la surface du substrat et les ions de fluors dans l'électrolyte. La surface de dissolution est contrôlée par la concentration des trous et par suite par la densité de courant. Le facteur qui limite la gravure de silicium est par conséquent la densité de courant, la gravure s'accélère en augmentant le nombre des trous injectés. La variation de la concentration de l'HF joue légèrement sur la porosité et cela permet d'ajuster adéquatement l'indice de réfraction des couches poreuses [8].

Les paramètres nécessaires qui doivent être pris en compte pour obtenir une bonne réponse optique des structures multicouches à base de SP sont :

- (i) Le rapport entre les deux indices de réfraction des couches qui doit être plus élevé (tout en assurant la bonne stabilité mécanique des couches de faible indice).
- (ii) La vitesse de gravure des couches qui ne doit être pas trop élevée (pour assurer une bonne reproductibilité des couches de SP).
- (iii) la rugosité d'interface (qui doit être minimisée pour éviter les pertes optiques).

La concentration de l'HF qui nous permet d'obtenir un rapport d'indice de réfraction élevée sans dépasser la valeur de porosité provoquant d'éventuelle instabilité de la couche est d'environ de 35 %. Si on opte pour ce choix, on pourra obtenir un rapport d'indice ($r = 1, 5$), qui correspond à $n_H = 2, 66$ ($P_L = 35 \%$) et $n_L = 1, 77$ ($P_H = 65 \%$).

Les deux indices n_H et n_L sont obtenus respectivement pour les densités de courant : $J_L = 5 \text{ mA/ cm}^2$ et $J_H = 200 \text{ mA/ cm}^2$. Les vitesses de gravure calculées pour ces valeurs de courant sont respectivement : $V_{gL} = 6, 25 \text{ nm/ s}$ et $V_{gH} = 139 \text{ nm/ s}$. On remarque que la vitesse de gravure de la couche de faible indice est assez grande.

Nous allons présenter désormais les résultats expérimentaux des différentes structures optimisées dans le **Chapitre. III** pour ($r = 1,5$). Nous rappelons que ces structures consistent en une répétition périodique de deux couches d'indice fort ($n_H = 2,66$, $P_L = 35\%$) et faible ($n_L = 1,73$, $P_H = 65\%$) respectivement, avec des épaisseurs qui dépendent de la longueur d'onde du miroir. En effet, toutes ces structures multicouches de SP ont été fabriquées en basculant la densité de courant entre $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$ pendant des durées de gravures calculées à partir des épaisseurs des couches optimisées et de la vitesse de gravure correspondante, selon la formule suivante [9]:

$$t_g(\text{s}) = \frac{d(\text{nm})}{V(\text{nm/s})} \quad \text{Eq. IV. 1}$$

Le nombre des périodes élaborées est : $N = 10$ pour toutes les structures multicouches fabriquées dans cette partie. De courtes pauses de 10 s à courant nul sont appliquées après la formation de chaque couche poreuse afin de régénérer la solution durant le processus d'anodisation [10].

Les spectres de réflectivité sont mesurés par spectrophotomètre LAMBDA 900 Perkin-Elmer sous un angle d'incidence de 6° . La structuration verticale des structures multicouches poreuses gravées est observée par microscope électronique à balayage (MEB) de type (JEOL JSM -6360LV and SU 3500).

IV.1.2 Fabrication des structures multicouches de SP à température ambiante

IV.1.2.1 Miroir de Bragg (MB)

Le MB conventionnel utilisé comme réflecteur arrière pour les CS en couche mince, optimisé au **Paragraphe III. 4. 1** pour $\lambda_B = 950 \text{ nm}$ correspond aux épaisseurs $d_H = 89 \text{ nm}$ et $d_L = 134 \text{ nm}$, l'épaisseur totale du MB est environ de $2,23 \mu\text{m}$.

Ce miroir est élaboré en appliquant les densités de courant citées précédemment (J_L et J_H). Les durées de gravure de la couche de fort indice et de faible indice sont respectivement :

$t_{gH} = 14,24$ s et $t_{gL} = 0,96$ s, où les vitesses de gravure respectivement de la couche de fort indice et de faible indice sont : $V_{gL} = 6,25$ nm/ s et $V_{gh} = 139$ nm/ s. En considérant le temps de pauses, la durée totale de fabrication du MB de 10 périodes est environ de 5,71 min.

L'image MEB de ce miroir est illustrée sur la **Figure IV. 3**, les couches de fort indice (n_H) apparaissent en grise et les couches de faible indice (n_L) apparaissent en noir.

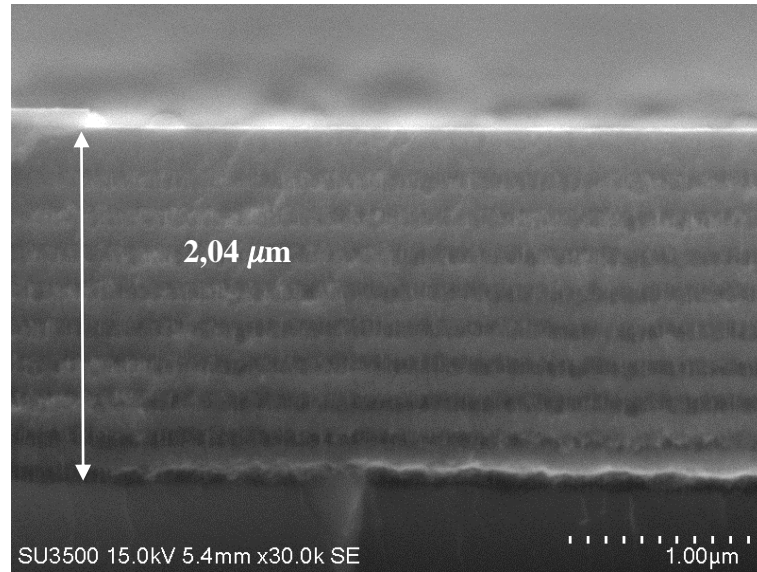


Figure IV. 3 : L'image MEB d'un MB de 10 périodes avec $\lambda_B = 950$ nm. Les paramètres expérimentales utilisées sont: $J_L = 5$ mA/ cm², $t_H = 14,28$ s et $J_H = 200$ mA/ cm², $t_L = 0,96$ s.

La concentration de l'HF est de 35 %.

On observe que le nombre des couches gravées est inférieur à 20, la première couche (de fort indice) du miroir est très épaisse par rapport aux couches (de fort indice) enterrées. De plus, on constate que la deuxième couche (de faible indice) n'est pas parfaitement gravée puisque le générateur de courant bascule directement vers la troisième valeur de densité de courant pour laquelle la durée est importante par rapport au temps de gravure de la deuxième couche de faible indice ($t_L = 0,96$ s).

D'autre part, une grande rugosité d'interface est observée entre les deux couches du bas du miroir. Par ailleurs, la périodicité des couches gravées est parfaitement présentée. L'épaisseur du MB mesurée est de 2,04 μ m.

La comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et celui calculé est illustrée sur la **Figure IV. 4**. On observe que du point de vue position, le spectre mesuré ne correspond pas au spectre simulé. Le spectre mesuré est décalé vers le visible, Il est centré vers $\lambda_B = 750$ nm. La largeur de sa BP ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 209$ nm) est réduite par rapport à la valeur calculée ($\Delta_{BP, \text{calculé}} = 262$ nm), ce qui montre que le rapport d'indice de réfraction a diminué. Ainsi, le décalage calculé entre les deux spectres est environ de 200 nm.

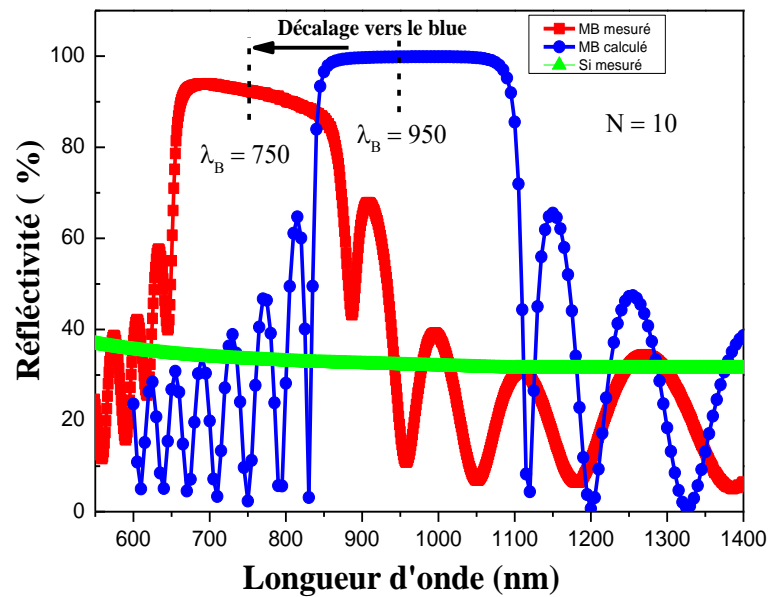


Figure IV. 4: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé d'un miroir de Bragg de 10 périodes et pour $\lambda_B = 950$ nm. Les paramètres expérimentales sont : $J_L = 5$ mA/ cm², $t_H = 14,28$ s et $J_H = 200$ mA/ cm², $t_L = 0,96$ s, [HF] = 35 %.

Le décalage des spectres de réflectivité expérimentale vers le domaine du visible peut s'expliquer par la diminution des épaisseurs optiques ($n_H d_H = n_L d_L = \frac{\lambda_B}{4}$) des couches constituant le miroir de Bragg (RB) à base de SP. La modification des épaisseurs optiques du MB à base de SP est attribuée au changement de la composition de la solution d'électrolyte lors du processus d'élaboration des structures multicouche [9].

La composition de l'électrolyte est modifiée en profondeur de la structure car la diffusion des espèces chimiques de la solution à travers les pores des couches empilées est limitée. Les spectres de réflectivité mesurés sont également affectés par la réduction de l'indice de réfraction des couches supérieures, due à l'attaque purement chimique dans la solution de l'HF, pendant le processus d'anodisation [4, 11].

En outre, il existe d'autres facteurs qui pourraient entraîner la modification des paramètres optiques des multicouches de silicium poreux comme :

- (i) La faible précision impliquée dans la détermination des indices de réfraction et de la vitesse d'anodisation à partir des spectres de réflectivité mesurés sur des couches épaisses et leur application pour réaliser des couches poreuses trop minces [9, 12].
- (ii) la courte durée de gravure des couches à faible indice de réfraction pourrait être insuffisante pour fournir une densité de courant constante conduisant à un gradient d'indice de réfraction.
- (iii) La relation de l'indice de réfraction et la vitesse de gravure avec les paramètres d'anodisation (densité de courant et temps de gravure) pourrait être affectée par la variation de la température ambiante.

Par conséquent, un réajustement des paramètres d'anodisation des couches (densité de courant et durée de gravure) est nécessaire afin d'obtenir les propriétés optiques désirées [4, 9].

L'intensité de la réflectivité mesurée a diminuée, cela est attribué à la rugosité des interfaces entre les couches de SP [12-14]. La rugosité d'interface diminue avec la viscosité de l'électrolyte. Cette dernière augmente avec la diminution de la température ou par l'ajout d'agent dans l'électrolyte comme le glycérol [12-15].

En considérant $R_{Si}(\lambda)$ et le $R_{MB}(\lambda)$ les réflectivités respectivement mesurées de silicium nu et du MB ; la largeur de la BP du MB déterminée entre les deux points d'intersection des deux spectres, convergent vers la valeur simulée ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 242 \text{ nm}$). Le maximum de la réflectivité atteint est de l'ordre de 93%.

IV.1.2.2 Réflecteur de Bragg chirpé (RBC)

Les épaisseurs des périodes ($L_i = d_{Hi} + d_{Li}$) du réflecteur de Bragg chirpé optimisées (**Paragraphe III. 4. 2. 1**), varient linéairement avec les périodes du réflecteur de 191 nm pour

la 1^{ère} période ($d_{H1} = 75$ nm, $d_{L1} = 116$ nm) jusqu'à 281 nm pour la 10^{ème} période ($d_{H10} = 111$ nm, $d_{L10} = 170$ nm) avec un pas de 10 nm. En effet, ce réflecteur a été réalisé en variant linéairement le temps d'anodisation des périodes ($t_{gi} = t_{gHi} + t_{gLi}$) de 12,86 s pour la 1^{ère} période ($t_{gH1} = 12$ s, $t_{gL1} = 0,83$ s) jusqu'à 18,6 s pour la 10^{ème} période ($t_{gH10} = 17,76$ s, $t_{gL10} = 1,22$ s) avec un pas ($\delta t = t_{gi+1} - t_{gi}$) de 0,68 s. En revanche, l'épaisseur totale du miroir RBC est de 2,36 μm , la durée totale de gravure est de 2,65 min.

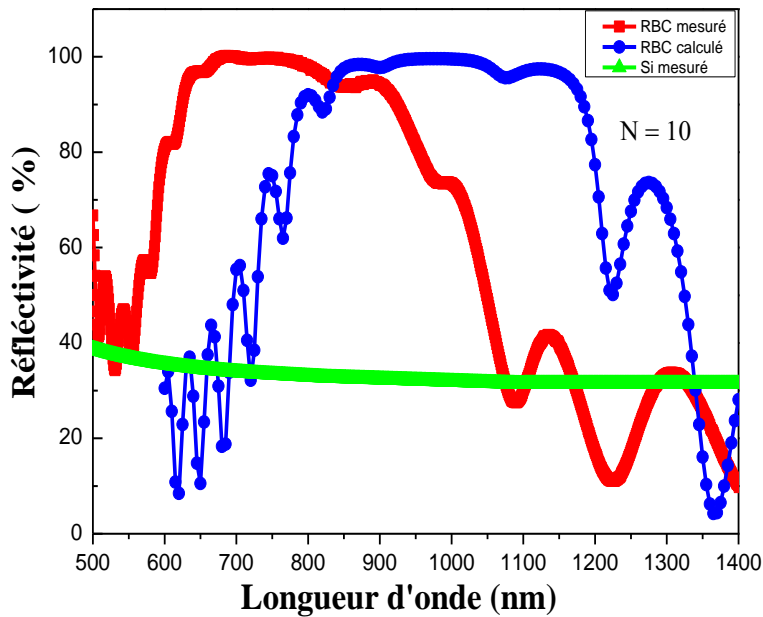


Figure IV. 5: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé du RBC de $N = 10$, $\lambda_{B0} = 800$ nm et $\lambda_{Bf} = 1200$ nm. Les paramètres expérimentales sont : $J_L = 5$ mA/cm², $V_{gL} = 6,25$ nm. s⁻¹ et $J_H = 200$ mA/cm², $V_{gH} = 139$ nm. s⁻¹; $t_{gH0} = 12$ s et $t_{gL0} = 0,83$ s; $t_{gH10} = 17,76$ s et $t_{gL10} = 1,22$ s ; $\delta t_g = 0,68$ s et $[HF] = 35$ %.

Le spectre de réflectivité expérimental associé au spectre simulé pour : $N = 10$, $\lambda_{B0} = 800$ nm et $\lambda_{Bf} = 1200$ nm est reporté sur la **Figure IV. 5**. On remarque que le spectre de réflectivité du RBC mesuré est décalé vers le visible. La largeur de sa BP pour $R > 80$ % est diminuée de 64 nm par rapport à la valeur calculée, le Δ_{BP} du RBC mesuré est environ de 356 nm. Cependant, si on détermine la largeur de la BP du RBC entre les deux points d'intersection des deux spectres : $R_{Si}(\lambda)$ et $R_{RBC}(\lambda)$ (avec $R_{RBC}(\lambda)$ le spectre de réflectivité du RBC), on trouve que cette valeur mesurée ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 542$ nm) augmente de 122 nm par rapport à la valeur simulée ($\Delta_{BP, \text{calculé}} = 420$ nm). Le spectre de haute réflectivité du RBC couvre la gamme

spectrale située entre 534 nm et 1076 nm. Le maximum de la réflectivité atteint est environ de 98 %.

IV.1.2.3 Miroirs de Bragg adjacents chirpés (MBAC)

La structure des MBAC réalisée est un miroir constitué de 5 sub-miroirs et chaque sub-miroir possède 2 périodes (voir le **Paragraphe III. 4. 2. 2**). Cette structure a été optimisée pour: $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1200 \text{ nm}$.

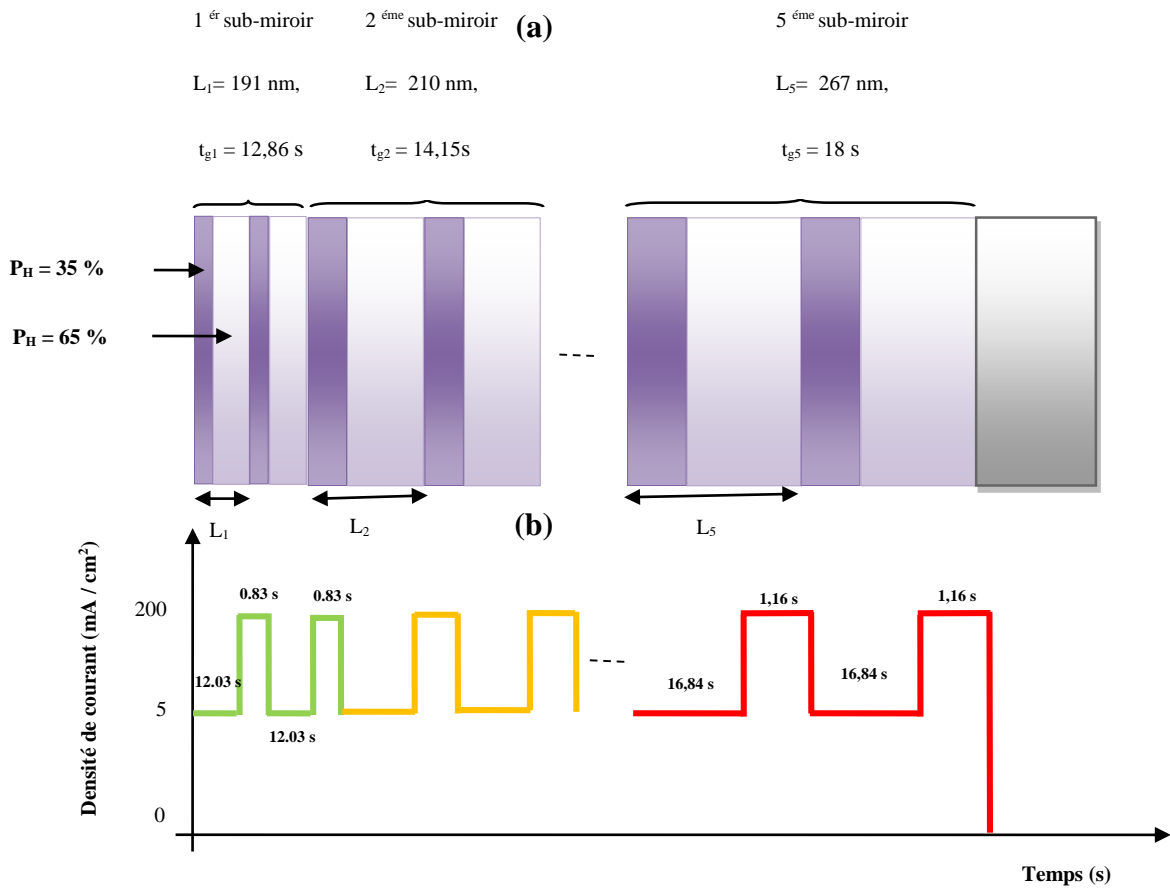


Figure IV. 6: (a) Schéma de la structure des MBAC élaborée.

(b) Le Profil de densité de courant en fonction du temps utilisé pour élaborer la structure des MBAC.

Son élaboration consiste à graver des sub-miroirs l'un après l'autre, en commençant par la gravure du sub-miroir conçu pour $\lambda_{B0} = 800$ nm et en terminant par celui conçu pour $\lambda_{Bf} = 1200$ nm.

Deux périodes ont été gravées pour chacun des sub-miroirs. Concernant cette structure, les épaisseurs des périodes augmentent linéairement entre les sub-miroirs de 191 nm pour le premier sub-miroir ($d_{H1} = 75$ nm, $d_{L1} = 116$ nm) jusqu'à 267 nm pour le 5^{ème} sub-miroir ($d_{H5} = 105$ nm, $d_{L5} = 162$ nm) avec un pas de 19 nm (voir la **Figure IV.6 a**).

Ces épaisseurs ont été réalisées en variant le temps de gravure de 12,86 s pour élaborer les périodes de 1^{er} sub-miroir ($t_{gH1} = 12$ s, $t_{gL1} = 0,83$ s) jusqu'à 18,6 s pour élaborer les périodes de dernier sub-miroir ($t_{gH5} = 16,84$ s, $t_{gL5} = 1,16$ s) avec un pas de 1,29 s (voir la **Figure IV.6 b**). L'épaisseur totale de MBAC est de 2,29 μ m, la durée totale de gravure est environ de 2,57 min.

La comparaison entre les spectres de réflectivité mesurés et ceux simulés est représentée sur la **Figure IV. 7**.

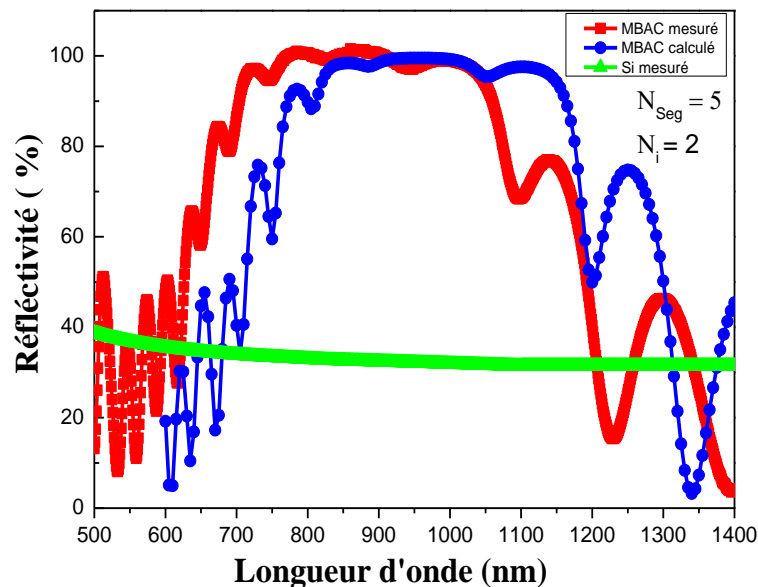


Figure IV. 7: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et le spectre simulé des MBAC pour $N_{seg} = 5$ et $N_i = 2$, $\lambda_{B0} = 800$ nm et $\lambda_{Bf} = 1200$ nm. Les paramètres expérimentales sont : $J_L = 5$ mA/ cm², $V_{gL} = 6,25$ nm. s⁻¹ et $J_H = 200$ mA/ cm², $V_{gH} = 139$ nm. s⁻¹; $t_{gH0} = 12$ s et $t_{gL0} = 0,83$ s; $t_{gH5} = 16,84$ s et $t_{gL5} = 1,16$ s; $\delta t_g = 1,29$ s et [HF] = 35 %.

On constate à partir de cette figure que le spectre de réflectivité du MBAC mesuré correspond au spectre simulé avec un petit décalage de 50 nm vers le visible est remarqué. La largeur de sa BP pour $R > 80 \%$ est identique avec la valeur simulé ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = \Delta_{BP, \text{calculé}} = 413 \text{ nm}$). Si on détermine la largeur de la BP du MBAC entre les deux points d'intersection des deux spectres : $R_{Si}(\lambda)$ et $R_{MBAC}(\lambda)$ (avec $R_{MBAC}(\lambda)$ le spectre de réflectivité du MBAC), on trouve que la valeur mesurée ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 586 \text{ nm}$) augmente de 122 nm par rapport à la valeur simulée ($\Delta_{BP, \text{calculé}} = 413 \text{ nm}$). Le spectre de haute réflectivité du MBAC couvre l'intervalle des longueurs d'ondes de 666 nm - 1075 nm. Le maximum de la réflectivité atteint est de l'ordre de 99 %.

a) Réflecteur de Bragg à quasi profil de Fermi (RBQF)

La structure du réflecteur de Bragg quasi profil de Fermi a été réalisée. Cette structure consiste à empiler trois substructures. La première et la dernière substructure sont conçue pour $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1100 \text{ nm}$ respectivement (Voir le **Paragraphe III. 4. 2. 3**).

La fabrication du RBQF a été effectuée en gravant les substructures l'une après l'autre en commençant par la première substructure conçue pour $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et en terminant par la dernière substructure conçue pour $\lambda_{Bf} = 1100 \text{ nm}$. Le nombre de périodes gravées pour chaque substructure est tel que 4 périodes pour la 1^{ère} substructure, une période pour la deuxième substructure et 5 périodes pour la dernière substructure. Les épaisseurs des périodes varient entre les substructures de 191 nm ($d_{H1} = 75 \text{ nm}$, $d_{L1} = 116 \text{ nm}$) jusqu'à 260 nm ($d_{H1} = 102 \text{ nm}$, $d_{L1} = 156 \text{ nm}$) avec un pas de 36 nm, et l'épaisseur totale du RBQF est de 1,91 μm . Les durées utilisées pour graver les périodes de ces trois substructures varient de 12,86 s pour la 1^{ère} substructure ($t_{gH1} = 12,03 \text{ s}$, $t_{gL1} = 0,83 \text{ s}$) jusqu'à 15,19 s pour la 3^{ème} substructure ($t_{gH3} = 16,39 \text{ s}$, $t_{gL1} = 1,13 \text{ s}$) avec un pas de 2,29 s. La durée totale de gravure du RBQF est de 2,14 min. L'image MEB de ce réflecteur est illustrée sur la **Figure IV. 8**. L'augmentation des épaisseurs des couches poreuses est parfaitement observée en profondeur de la structure, par conséquent, il est facile de distinguer entre les trois substructures. L'épaisseur totale du RBQPF est environ de 2,12 μm .

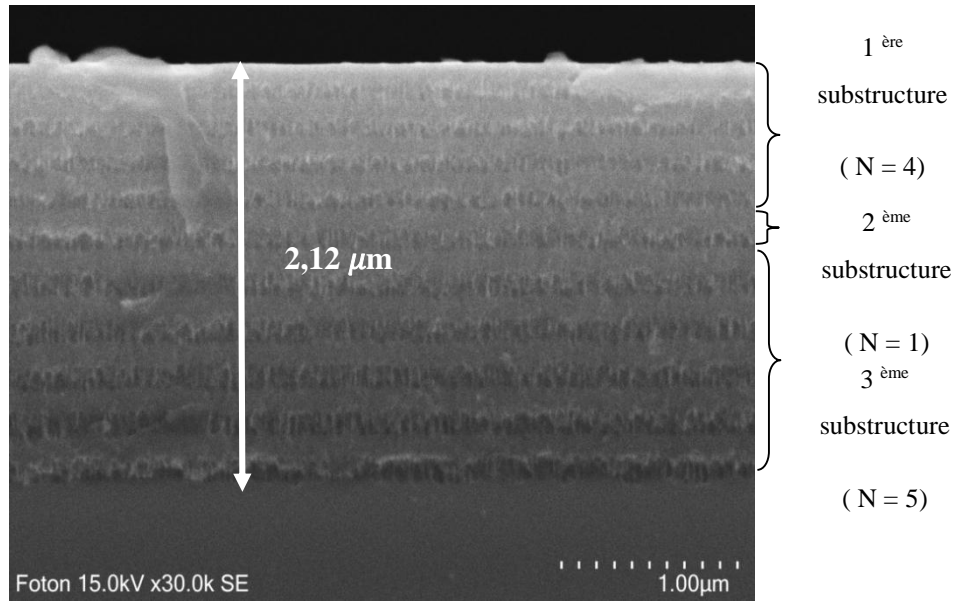


Figure IV. 8 : L'image MEB du RBQF préparé à température ambiante. Les paramètres d'anodisation utilisés sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$, $[HF] = 35 \%$. **Les nombres des périodes pour chaque substructure sont respectivement : 4, 1 et 5.**

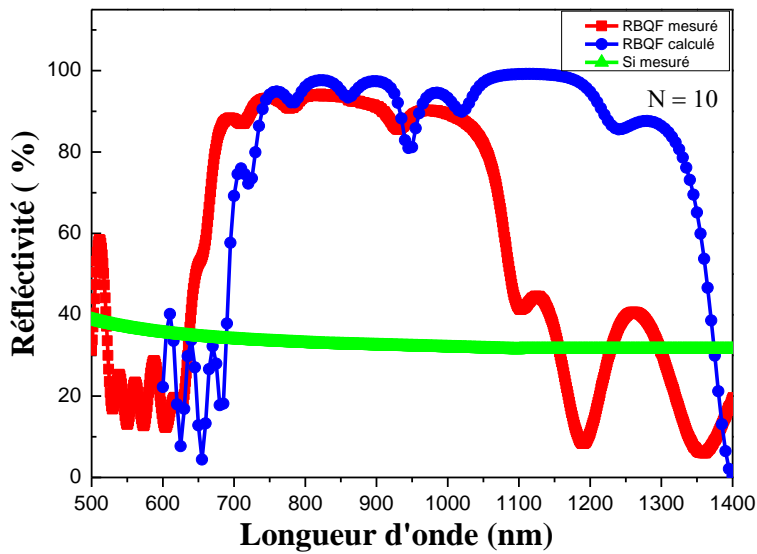


Figure IV. 9: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé du RBQF. Les paramètres de simulation sont : $N_{Totale} = 10$, $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1100 \text{ nm}$. Les paramètres expérimentales sont : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$, $[HF] = 35 \%$. Les nombres des périodes pour chaque substructure sont respectivement : 4, 1 et 5.

La **Figure IV. 9** illustre la comparaison entre les spectres de réflectivité mesurés et simulés. Le décalage du spectre mesuré vers le visible est observé encore une fois pour cette structure. Ainsi, on constate que la largeur de la BP du spectre de réflectivité mesuré ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 381 \text{ nm}$) est étroite par rapport à celle du spectre simulé ($\Delta_{BP, \text{calculé}} = 598 \text{ nm}$). Cependant, Si on détermine la largeur de la BP du RBQF entre les deux points d'intersection des deux spectres : $R_{Si}(\lambda)$ et $R_{RBQF}(\lambda)$ (avec $R_{RBQF}(\lambda)$ le spectre de réflectivité du RBQF), on trouve que cette valeur mesuré ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 519 \text{ nm}$) converge vers la valeur simulée. Le spectre de haute réflectivité du RBQF s'étend de 637 nm jusqu'à 1156 nm. Le maximum de la réflectivité atteint est de l'ordre de 92 %.

IV.1.2.4 Structure multicouche optimisée

L'étude de la structure optimisée du réflecteur a été représentée dans le **Paragraphe III. 4. 2. 4**. Nous avons trouvé que les épaisseurs (d_{Hi} , d_{Li}) des couches de fort et de faible indice (n_H et n_L respectivement) varient arbitrairement entre les périodes de la structure. Le nombre des périodes de cette structure est limité à 10.

Les durées de gravure des couches (t_{gHi} et t_{gLi}) ont été déterminées à partir des valeurs des épaisseurs optimisées et leurs vitesses de gravure correspondantes. Leurs valeurs sont reportées dans les histogrammes de la **Figure IV. 10**.

Etant donné que les valeurs de t_{gLi} sont trop faibles par rapport aux valeurs de t_{gHi} , nous les avons représentées sur l'insert de la **Figure IV. 10** afin de distinguer clairement leur variation entre les périodes de la structure optimisée.

Les spectres de réflectivité mesuré et simulé sont reportés sur la **figure IV. 11**. On remarque que le spectre de réflectivité mesuré se rapproche d'avantage du spectre simulé, il est légèrement décalé vers le visible en comparaison avec le spectre simulé.

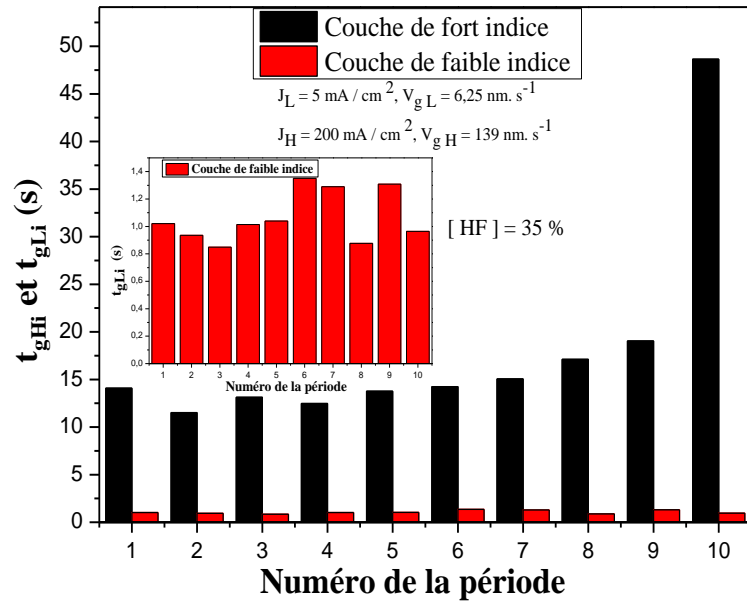


Figure IV. 10: Les valeurs de t_{gHi} et t_{gLi} (Les temps de gravure des couches de fort et de faible indice de réfraction de la structure du réflecteur optimisée). Les paramètres d'anodisations sont: $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm.s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm.s}^{-1}$; $[HF] = 35 \%$. Le nombre des périodes gravé est: $N = 10$.

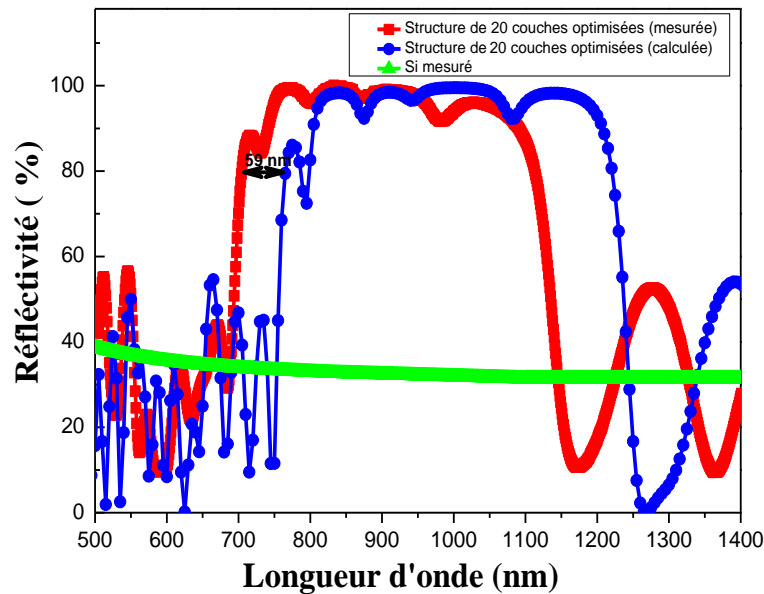


Figure IV. 11: Comparaison entre le spectre de réflectivité mesuré et simulé de la structure du réflecteur optimisée. Les paramètres d'anodisations sont: $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm.s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm.s}^{-1}$; $[HF] = 35 \%$. Le nombre des périodes gravé est: $N = 10$.

La largeur de la BP du spectre mesuré ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 407 \text{ nm}$) converge vers la valeur simulée ($\Delta_{BP, \text{calculé}} = 423 \text{ nm}$), une diminution de 16 nm est notée. Cependant, si on détermine la largeur de la BP du réflecteur optimisé entre les deux points d'intersection des deux spectres : $R_{Si}(\lambda)$ et $R_{20 \text{ couches optimisées}}(\lambda)$ (avec $R_{20 \text{ couches optimisées}}(\lambda)$ est le spectre de réflectivité de RB optimisé), on trouve que la valeur mesurée ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 458 \text{ nm}$) augmente de 35 nm par rapport à celle simulée. L'intervalle des longueurs du spectre de haute réflectivité du RB optimisé s'étend de 705 nm jusqu'à 1112 nm. Le maximum de la réflectivité atteint est de l'ordre de 98 %.

IV.1.3 Comparaison entre les différentes structures réalisées

L'étude que nous avons présentée dans les sections précédentes consiste en une comparaison entre les spectres de réflectivité expérimentaux et théoriques, et cela pour différentes structures envisagées dans cette thèse. Dans cette section on présentera une étude comparative et de synthèse, entre les bandes passantes de ces structures et celle du miroir standard.

Nous rappelons que ces différentes structures sont élaborées sur des substrats fortement dopé de résistivité environ de (1- 5 m Ω . cm) par la méthode d'anodisation électrochimique dans une solution de 35 % de l'HF (composition: HF: éthanol = 3: 1). Les couches de fort indice ($n_H = 2,66$; $P_L = 35\%$) et de faible indice ($n_L = 1,77$; $P_H = 65\%$) ont été gravées en appliquant respectivement les densités de courant extrêmes : $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$ et $J_H = 200 \text{ mA/cm}^2$. Le nombre total des périodes est $N = 10$ pour toutes les structures. La largeur de la BP (Δ_{BP}) est calculée par deux méthodes :

- (i) Le Δ_{BP} est calculé pour $R(\lambda) > 80 \%$.
- (ii) Le Δ_{BP} est déterminé entre les deux points d'intersection entre les spectres de réflectivité de silicium nu ($R_{Si}(\lambda)$) et de la structure fabriquée ($R(\lambda)$).

Les valeurs de Δ_{BP} calculées par les deux méthodes, pour toutes les structures fabriquées, sont rapportées dans le **Tableau. IV. 1**.

Reflecteur	MB	RBC	MBAC $N_{seg} = 5$ et $N_i = 2$	RBQF	Réflecteur optimisé
Δ_{BP} pour : $R(\lambda) > 80\%$ (nm)	209	356	413	381	407
Δ_{BP} pour: $R(\lambda) > R_{Si}(\lambda)$ (nm)	355	542	586	519	458

Tableau IV. 1 : La largeur de la BP de différentes structures du réflecteur fabriquées.

En considérant le Δ_{BP} calculé pour $R(\lambda) > 80$, La largeur de la BP du MB est environ de 209 nm. En effet, la plus large BP est obtenu pour le réflecteur à base des MBAC. La largeur de la BP pour cette structure est : $\Delta_{BP} = 413$ nm. En utilisant la structure de RB : MBAC, une amélioration de 49,4 % de la BP est obtenue en comparaison avec la structure conventionnelle du réflecteur. La BP du MBAC se situe dans l'intervalle des longueurs d'ondes de : 666 nm - 1075 nm.

La structure du réflecteur optimisée est positionnée en deuxième place, sa bande photonique est : $\Delta_{BP} = 407$ nm. Cette dernière est améliorée de 48,65 % en comparaison avec la structure conventionnelle du réflecteur. Sa BP couvre l'intervalle des longueurs d'onde de : 705 nm - 1112 nm.

Le réflecteur à quasi profil de Fermi (RBQP) vient à la troisième place, son Δ_{BP} est environ de 381 nm. En utilisant ce type de réflecteur, la largeur de la BP est améliorée d'environ 45, 14 % en comparaison avec la structure conventionnelle. Sa BP couvre la gamme spectrale de : 674 nm - 1055 nm.

La plus faible BP est obtenue pour la structure du RBC. Concernant ce type de réflecteur, nous avons obtenu une BP de 356 nm. L'amélioration de la BP du RBC par rapport à la structure conventionnel est estimée par 41, 29 %. La BP du RBC couvre l'intervalle des

longueurs d'onde de : 599 nm - 955nm. La comparaison entre les spectres de réflectivité de différentes structures du réflecteur ainsi élaborées est illustrée sur la **Figure IV. 12**.

Il est intéressant de noter que la modification des épaisseurs des périodes des structures multicouches de SP pourrait améliorer la BP sur une large gamme spectrale. Afin d'évaluer leurs performance dans l'intervalle des longueurs d'ondes de 800 nm à 1200 nm, nous allons calculer la valeur moyenne de la réflectivité dans cette gamme spectrale.

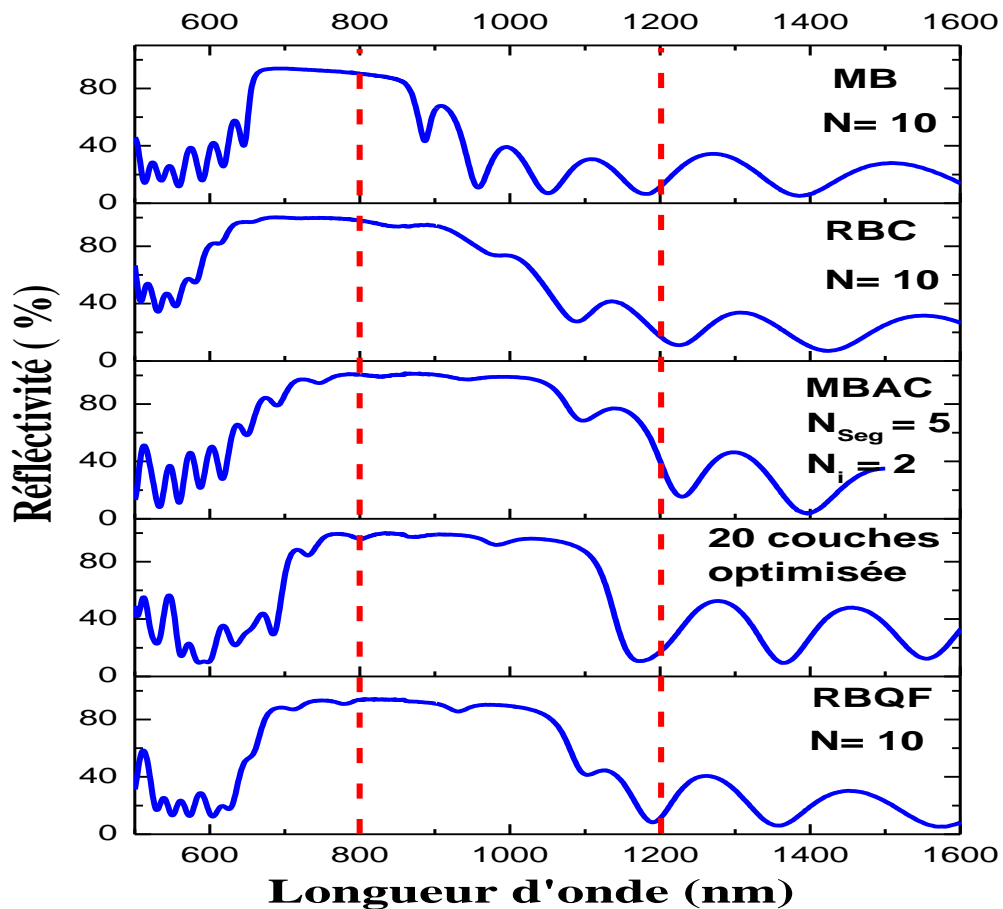


Figure IV. 12: Comparaison entre tous les spectres mesurés de différentes structures du réflecteur fabriquées. Les paramètres d'anodisations sont: $J_L = 5 \text{ mA/ cm}^2$, $V_{gL} = 6,25 \text{ nm. s}^{-1}$ et $J_H = 200 \text{ mA/ cm}^2$, $V_{gH} = 139 \text{ nm. s}^{-1}$; [HF] = 35 %. Le nombre des périodes gravé est: $N = 10$.

La **Figure IV. 13** représente la valeur moyenne de réflectivité de différentes structures du réflecteur élaborées. Le R_{moyenne} est calculées entre les longueurs d'onde de 800 nm et 1200 nm. On note que la plus grande valeur du R_{moyenne} , est d'environ de 89 % et elle est obtenue

pour la structure du MBAC. Le réflecteur à base de la structure optimisée et ainsi le RBQF pourraient refléter plus 81, 6% et 71,7% des photons respectivement sur une gamme de longueurs d'ondes de 400 nm. Le R_{moyenne} de RBC est environ de 65 %. La faible valeur du R_{moyenne} est environ de 39 %, obtenue pour le MB conventionnel.

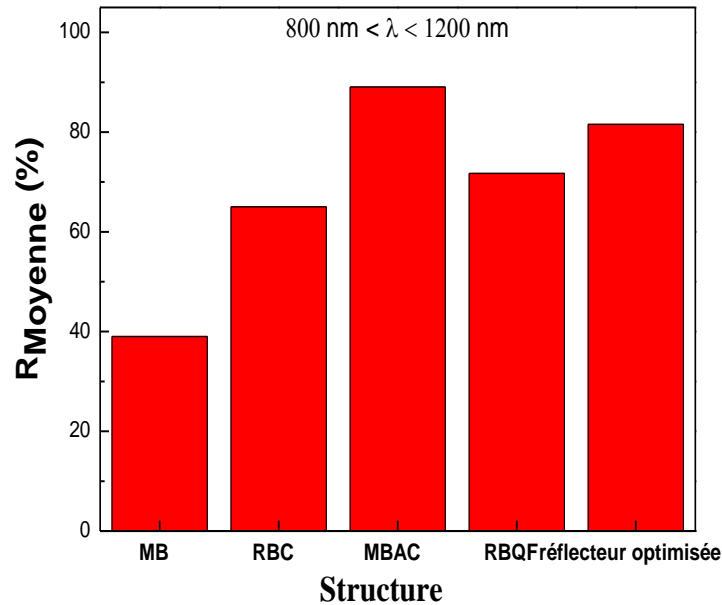


Figure IV. 13 : La valeur moyenne de réflectivité de différentes structures fabriquées, Le R_{moyenne} est calculé dans l'intervalle des longueurs d'ondes de [800 – 1200 nm]. Le nombre des périodes est de 10 pour toutes les structures.

La fabrication de différentes structures multicouches de SP à température ambiante a montré que la reproductibilité des structures n'est pas assez satisfaisante. Elisa Guillermain avait également observé le même phénomène lorsqu'elle a réalisé des expériences en vue d'élaborer des miroirs de Bragg avec les mêmes paramètres d'anodisation pendant des périodes espacées de quelques jours [4]. En conséquence, elle a obtenu un décalage de 150 nm dans le spectre de réflectivité. Elle a rapporté que ce décalage est attribué au mauvais contrôle de la température externe : l'électrolyte est sujet à la variation de la température externe, en conséquence les courbes de calibrations sont affectées par la variation de la température ambiante. Par ailleurs elle a prouvé que l'anodisation de SP à basse température ($T = -40\text{ C}^\circ$) pourrait améliorer la reproductibilité de ces structures multicouches et obtenir des réponses optique désirées.

En outre, **D. Becerra** a également étudié l'influence de la température d'anodisation électrochimique sur les spectres de réflectivité des filtres UV à base de SP. Il avait rapporté que la réduction de la température d'anodisation jusqu'à ($T = -15\text{ °C}$) pourrait améliorer efficacement les spectres de réflectivité des filtres UV [14].

La rugosité d'interface influe également d'une manière destructive sur la performance des structures multicouches de SP. **S. Setzu** avait rapporté que l'anodisation du SP à basse température entraîne une diminution importante de la rugosité d'interface et elle avait démontré que la réduction de la température est la bonne voie en vue d'obtenir du SP de haute qualité [12, 13].

Suite à cela, nous avons choisi, dans cette thèse, de travailler aussi à basse température. La plus basse température que nous pourrions atteindre dans notre laboratoire est d'environ de -20 °C .

L'abaissement de la température de fabrication nous oblige à refaire la calibration, les paramètres d'anodisation de SP ($P = f(J)$ et $V = f(J)$) en fonction des nouvelles conditions de travail ($T = -20\text{ °C}$).

IV.2 Gravure électrochimique à basse température ($T = -20\text{ °C}$)

Afin de recalibrer les paramètres d'anodisation (porosité et vitesse de gravure) nous avons travaillé avec la même solution utilisée pour la fabrication des structures multicouches à températures ambiante à savoir une solution de 35 % de l'HF (composition : HF : Ethanol = 3:1).

Etant donné que la densité du courant de l'électroplissage diminue avec la température [13, 15, 16], la gamme des densités de courant appliquées sera rétrécie. En effet, pour établir les courbes de calibration, nous avons préparé trois monocouches du SP en appliquant des densités de courant de : 5, 55 et 70 mA/cm^2 , les durées de gravure ont été choisies afin d'obtenir des couches ayant des épaisseurs supérieures à $1\text{ }\mu\text{m}$, pour qu'on puisse exploiter leurs spectres de réflectivité. Leurs épaisseurs sont mesurées par microscope électronique à balayage. Leurs indices de réfraction (porosités) sont déterminés en utilisant la méthode de modulation du spectre de réflectivité décrite au **paragraphe II. 4**.

La **Figure IV. 14 (a)** illustre la variation de la porosité et l'indice de réfraction de SP en fonction de la densité de courant pour $T = -20\text{ °C}$. On observe que la porosité augmente avec la densité de courant. Le minimum de la porosité obtenue est d'environ 43 % pour une densité de courant de 5 mA/cm^2 . L'indice de réfraction qui correspond à cette porosité est $n_H = 2,42$. En vue d'obtenir un rapport d'indice identique à celui utilisé à température ambiante ($r = 1,5$), il est nécessaire d'avoir l'indice $n_L = 1,58$. Cet indice correspond à une porosité $P_H = 70\%$. A basse température ($T = -20\text{ °C}$), cette porosité est obtenue pour une densité de courant de 70 mA/cm^2 .

La variation de la vitesse de gravure en fonction de la densité de courant pour $T = -20\text{ °C}$ est illustrée sur la **figure IV. 14 (b)**. On constate que la vitesse de gravure varie linéairement avec la densité de courant.

La comparaison entre la porosité obtenue à température ambiante et à $T = -20\text{ °C}$, en utilisant la même solution, est reportée sur la **figure IV.15**.

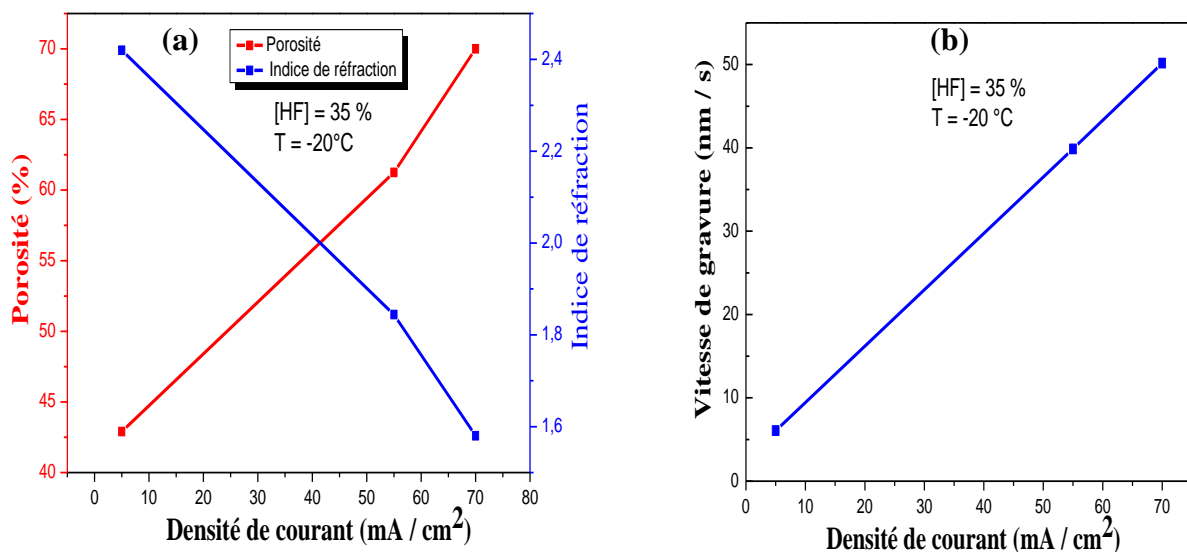


Figure IV. 14: Courbes de calibration pour une anodisation du silicium à basse température (-20 °C) et avec un électrolyte ayant une concentration en acide fluorhydrique de 35% : (a) la variation de porosité et l'indice de réfraction en fonction de la densité de courant. (b) la variation de vitesse de gravure en fonction de la densité de courant.

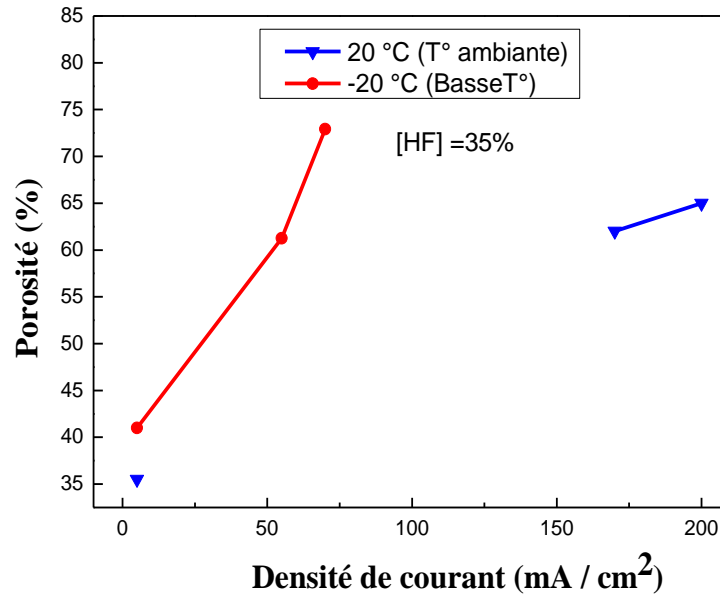


Figure IV. 15 : La comparaison entre la porosité obtenue à température ambiante et à basse température (T = - 20 °C), l'électrolyte utilisé ayant une concentration en acide fluorhydrique de 35 %.

On remarque que la gamme de variation de la porosité obtenue à basse température est décalée vers les fortes valeurs : le minimum de la porosité obtenu pour (T = - 20 °C) est augmenté par rapport au celui trouvé à température ambiante. Ces résultats sont en accord avec la littérature [13,114, 16-19]. L'augmentation de la porosité pour les faibles densités de courant est attribuée à la diminution de la valeur de densité de courant de l'électropolissage à basse température. En effet, les densités du courant appliquées, à basse température, sont très proches du courant d'électropolissage, ce qui conduit à l'augmentation de la porosité des couches gravées [14].

La **Figure IV.16** représente la vitesse de gravure obtenue à température ambiante et à T = - 20 °C, en utilisant une concentration de l'HF de 35%. La vitesse de gravure obtenue pour les fortes densités de courant décroît considérablement en abaissant la température à - 20 °C. Ces résultats sont en agrément avec la littérature [4, 13, 20]. Cela pourrait s'expliquer par la diminution des réactions électrochimiques en abaissant la température de l'électrolyte.

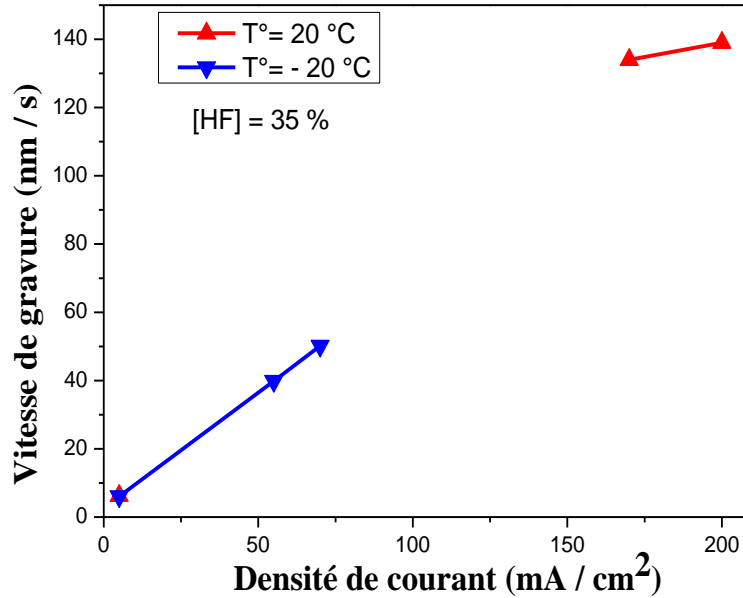


Figure IV. 16 : La comparaison entre la vitesse de gravure obtenue à température ambiante et à basse température (T = -20 °C), l'électrolyte utilisé ayant une concentration en acide fluorhydrique de 35 %.

La diminution de la vitesse de gravure permet un contrôle plus précis de l'épaisseur des couches, et par conséquent elle contribue à l'amélioration de l'homogénéité des couches de SP formées en donnant le temps à la solution de se régénérer lors de la gravure et limiter les effets de la déplétion en ions fluor de l'électrolyte. Ces phénomènes qui se manifestent à basse température conduisent par conséquent à l'amélioration de la reproductibilité des couches de SP gravées [4].

Après avoir recalibrer le dispositif d'anodisation à basse température (T = -20 °C), nous allons présenter les résultats expérimentaux des trois structures multicouches fabriquées dans ces conditions à savoir : Le MB, le RBC et le RBQF. Malgré que le minimum de la porosité obtenu à basse température est élevé, il est d'environ 7,4% de celui obtenu à température ambiante, nous avons essayé de fabriquer les trois structures multicouches en utilisant le même rapport d'indice de réfraction utilisé à température ambiante ($r = 1, 5$). Avec cette nouvelle conception nous étudierons l'influence de la température de l'électrolyte sur la réponse optique des structures gravées par la méthode d'anodisation électrochimique.

Les indices de réfraction n_H et n_L qui correspond à ce rapport, à basse température, sont respectivement 2, 42 et 1, 58. Les densités de courant utilisées pour avoir ces indices de réfraction sont respectivement: $J_L = 5 \text{ mA/cm}^2$ et $J_H = 70 \text{ mA/cm}^2$. Les vitesses de gravure qui

correspondent à ces densités de courant sont : $V_{gL} = 6 \text{ nm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $V_{gH} = 50 \text{ nm} \cdot \text{s}^{-1}$. Dans le but de renouveler la solution de l'électrolyte, des courtes pauses de 10 s sont appliquées après la gravure de chaque couche. Le nombre des périodes gravées pour chaque structure est $N = 10$.

IV.2.1 Elaboration des structures multicouches de SP à basse température

IV.2.1.1 Miroir de Bragg (MB)

Le miroir de Bragg de 10 périodes d'indices de réfraction $n_H = 2,42$ ($P_L = 42,9 \%$) et $n_L = 1,58$ ($P_H = 70 \%$), conçu pour $\lambda_B = 950 \text{ nm}$ avec des épaisseurs $d_H = 98,14 \text{ nm}$ et $d_L = 150,32 \text{ nm}$, a été anodisé à basse température ($T = -20 \text{ }^\circ\text{C}$) en utilisant une électrolyte avec une concentration de 35 % en HF et en appliquant des densités de courant de 5 mA/cm^2 et de 70 mA/cm^2 pendant des durées respectivement de $t_{gH} = 16,15 \text{ s}$ et $t_{gL} = 2,96 \text{ s}$.

Le spectre de réflectivité de ce miroir de Bragg, élaboré avec ces paramètres, ainsi que le spectre théorique associé et le spectre de réflectivité du miroir de Bragg obtenu à température ambiante, sont présentés sur la **Figure IV. 17**. Le deux miroirs gravés à température ambiante et à $T = -20 \text{ }^\circ\text{C}$, ayant le même rapport d'indice de réfraction $r = 1,5$ sont conçus pour $\lambda_B = 950 \text{ nm}$.

En comparaison entre le spectre du MB fabriqué à température ambiante et celui fabriqué à basse température, on note que l'anodisation de la structure multicouche de SP à basse température nous permet d'obtenir un MB ayant un spectre de réflectivité dans la gamme spectrale désirée, ce qui signifie que les épaisseurs optiques des différentes couches gravées sont rapprochées aux valeurs désirées. En plus, On remarque que le spectre de réflectivité du MB obtenu à basse température est relativement en concordance avec le spectre de réflectivité calculé. La largeur de sa BP déterminée pour $R > 80 \%$, a diminué de 53 nm par rapport à celle calculée.

La petite différence entre le spectre obtenu à basse température et celui simulé pourrait être attribué à la variation de la composition de l'électrolyte lors du processus d'anodisation [4, 8]. En outre, les temps de pauses, de 10 s, appliqués après la gravure de chaque couches, sont

trop longues ce qui pourrait favoriser l'attaque chimique des couches déjà formées, par conséquent réduire leurs indices de réfraction et donc le rapport d'indice de réfraction.

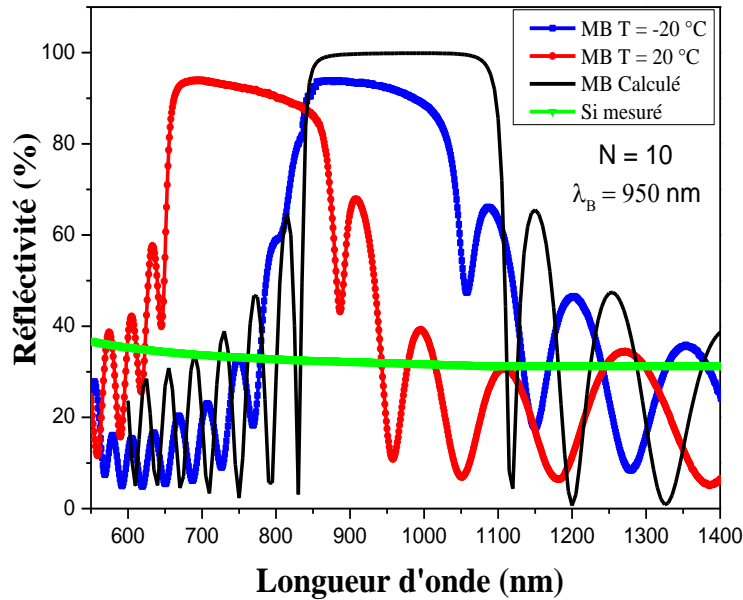


Figure IV. 17 : Comparaison entre les spectres de réflectivités d'un MB fabriqué à $T = -20^{\circ}\text{C}$ et à température ambiante en utilisant la même concentration de l'HF ($[\text{HF}] = 35\%$). Le spectre de réflectivité théorique désiré est attaché également avec les spectres expérimentaux mesurés. Les paramètres d'anodisation du MB à $T = -20^{\circ}\text{C}$ sont : $J_L = 5\text{ mA/cm}^2$, $t_{gH} = 16,15\text{ s}$ et $J_H = 70\text{ mA/cm}^2$, $t_{gL} = 2,96\text{ s}$. A température ambiante, le MB a été anodisé en utilisant ces paramètres : $J_L = 5\text{ mA/cm}^2$, $t_{gH} = 24, s$ et $J_H = 200\text{ mA/cm}^2$, $t_{gL} = 14,28\text{ s}$. Le nombre des périodes élaborés est $N = 10$.

IV.2.1.2 Réflecteur de Bragg chirpé (RBC)

Les épaisseurs des périodes ($L_i = d_{Hi} + d_{Li}$) du réflecteur de Bragg chirpé déterminées pour les paramètres d'optimisation varient linéairement entre les périodes du réflecteur de 209,22 nm pour la 1^{ère} période ($d_{H1} = 83\text{ nm}$, $d_{L1} = 127\text{ nm}$) jusqu'à 313,84 nm pour la 10^{ème} période ($d_{H10} = 124\text{ nm}$, $d_{L10} = 190\text{ nm}$) avec un pas de 10 nm. Etant donné que la vitesse de gravure est diminuée pour $T = -20^{\circ}\text{C}$, les durées de gravure augmentent. En effet, La variation linéaire des épaisseurs des périodes a été réalisée en variant linéairement leurs temps d'anodisation t_{gi} ($t_{gi} = t_{gHi} + t_{gLi}$) de 16,14 s pour la 1^{ère} période ($t_{gH1} = 13,62\text{ s}$, $t_{gL1} = 2,52\text{ s}$)

jusqu'à 24,18 s pour la 10^{ème} période ($t_{gH10} = 20,43$ s, $t_{gL10} = 3,75$ s) avec un pas ($\delta t = t_{gi+1} - t_{gi}$) de 0,779 s.

Les spectres de réflectivité de la structure du RBC réalisé à température ambiante et à $T = -20$ °C, en comparaisant avec le spectre théorique désiré, sont reportés sur la **Figure IV. 18**. Le spectre théorique est calculé pour : $n_H = 2,66$ ($P_L = 35\%$) et $n_L = 1,77$ ($P_H = 65\%$), $\lambda_{B0} = 800$ nm et $\lambda_{Bf} = 1200$ nm, $N = 10$.

On constate également que le spectre de réflectivité de la structure de RBC réalisée à basse température se situe dans la gamme spectrale désirée. De plus, le maximum de la réflectivité au sein de la BP est amélioré en le comparant avec celui obtenue à température ambiante, il atteint la valeur de 100%. La largeur de sa BP pour $R > 80\%$ est environ de 356 nm et il est identique avec celle obtenue à température ambiante.

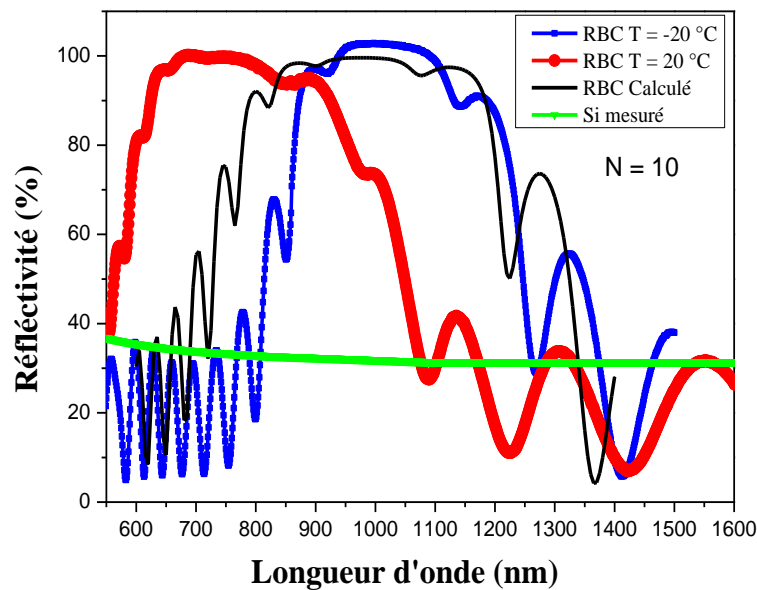


Figure IV. 18 : Comparaison entre les spectres de réflectivités des RBC fabriqués à basse $T = -20$ °C et à température ambiante en utilisant la même concentration de l'HF ([HF] = 35 %.). Le spectre de réflectivité théorique désiré est attaché également avec les spectres expérimentaux mesurés. Les paramètres d'anodisation du RBC à $T = -20$ °C sont: $J_L = 5$ mA/ cm², $V_{gL} = 6$ nm. s⁻¹ et $J_H = 70$ mA/ cm², $V_{gH} = 50$ nm. s⁻¹. A température ambiante, le RBC a été anodisé en utilisant ces paramètres : $J_L = 5$ mA/ cm², $V_{gL} = 6,25$ nm. s⁻¹ et $J_H = 200$ mA/ cm², $V_{gH} = 139$ nm. s⁻¹. Le nombre des périodes élaborés est $N = 10$.

Cependant, si on détermine la largeur de la BP du RBC entre les deux points d'intersection des deux spectres : $R_{Si}(\lambda)$ et $R_{RBC}(\lambda)$ (avec $R_{RBC}(\lambda)$ le spectre de réflectivité du RBC), la valeur mesurée ($\Delta_{BP, \text{mesuré}} = 455 \text{ nm}$) augmente de 35 nm par rapport à celle simulée ($\Delta_{BP, \text{calculé}} = 420 \text{ nm}$). Le spectre de haute réflectivité du RBC couvre la gamme spectrale située entre 808 nm et 1263 nm. Le maximum de la réflectivité atteint est de l'ordre de 98 %

IV.2.1.3 Réflecteur de Bragg à quasi profil de Fermi (RBQF)

La structure du réflecteur de Bragg quasi profil de Fermi calculée en utilisant $n_H = 2,42$ et $n_L = 1,58$ consiste à un empilement de trois substructures. La première et la dernière substructure sont conçues pour $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1100 \text{ nm}$ respectivement. Le nombre de périodes pour chaque substructure sont 4, 1 et 5.

Les épaisseurs des périodes varient entre les substructures de 210 nm pour la 1^{ère} substructure ($d_{H1} = 83 \text{ nm}$, $d_{L1} = 127 \text{ nm}$) jusqu'à 288 nm pour la 3^{ème} substructure ($d_{H1} = 114 \text{ nm}$, $d_{L1} = 174 \text{ nm}$) avec un pas de 36 nm.

La structure du RBQF est réalisée en gravant les substructures l'une après l'autre en commençant par la première substructure conçue pour $\lambda_{B0} = 800 \text{ nm}$ et en terminant par la dernière substructure conçue pour $\lambda_{Bf} = 1100 \text{ nm}$.

Les paramètres d'anodisations électrochimiques utilisées pour réaliser cette structure sont récapitulés dans le **Tableau IV. 2**.

L'image MEB de ce réflecteur est illustrée sur la **Figure IV. 19**. On observe que les épaisseurs des couches gravées augmentent en profondeur de la structure. Les trois substructures empilées l'une sur l'autre sont parfaitement observées. L'épaisseur totale du RBQPF est environ de $2,54 \mu\text{m}$. Par contre, l'épaisseur de RBQF préparé à basse température est grande par rapport à celle préparée à température ambiante et cela à cause de la durée de gravure devenue plus grande, ce qui améliore la qualité de formation des couches du SP.

Substructures de RBQF	Porosité	Densité du courant	Duré de gravure
1^{ère} substructure N = 4	$P_L = 42,9 \%$ $P_H = 70 \%$	$J_L = 5 \text{ mA} / \text{cm}^2$ $J_H = 200 \text{ mA} / \text{cm}^2$	$t_{gH} = 13,77 \text{ s}$ $t_{gL} = 2,53 \text{ s}$
2^{ème} substructure $\lambda_B = \text{nm}$ N = 1	$P_L = 42,9 \%$ $P_H = 70 \%$	$J_L = 5 \text{ mA} / \text{cm}^2$ $J_H = 200 \text{ mA} / \text{cm}^2$	$t_{gH} = 16,36 \text{ s}$ $t_{gL} = 2,99 \text{ s}$
3^{ème} substructure N = 5	$P_L = 42,9 \%$ $P_H = 70 \%$	$J_L = 5 \text{ mA} / \text{cm}^2$ $J_H = 200 \text{ mA} / \text{cm}^2$	$t_{gH} = 18,94 \text{ s}$ $t_{gL} = 3,46 \text{ s}$

Tableau IV. 2 : Les paramètres d'anodisation électrochimique utilisés pour élaborer la structure de RBQF à basse température ($T = - 20 \text{ }^\circ\text{C}$), la concentration de l'HF est de 35 %.

La **Figure IV. 20** illustre la comparaison entre les spectres de réflectivité du RBQF préparé à température ambiante et à $T = - 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ainsi que le spectre de réflectivité simulé. On constate qu'il existe une certaine ressemblance entre le spectre de la structure préparé à $T = - 20 \text{ }^\circ\text{C}$ et le spectre calculé. Une augmentation de la réflectivité est parfaitement observée dans la plage souhaitée lorsque la température de l'électrolyte diminue.

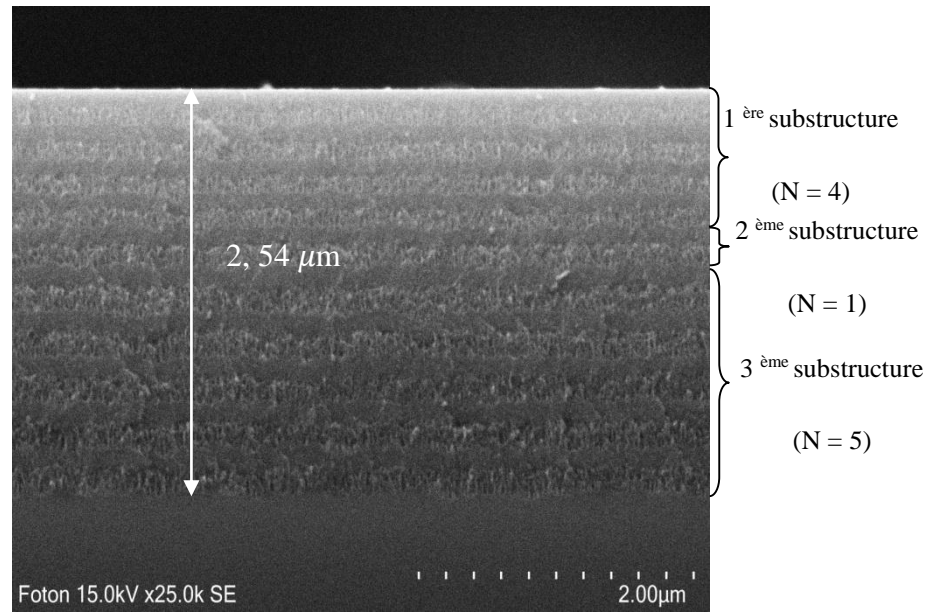


Figure IV. 19: L'image MEB du RBQF préparé à $T = -20\text{ °C}$. Les paramètres d'anodisation utilisées sont : $J_L = 5\text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6\text{ nm.s}^{-1}$ et $J_H = 70\text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 50\text{ nm.s}^{-1}$. La concentration de l'HF est de 35 %. Le nombre de période pour chaque sous-structure sont respectivement : 4, 1 et 5.

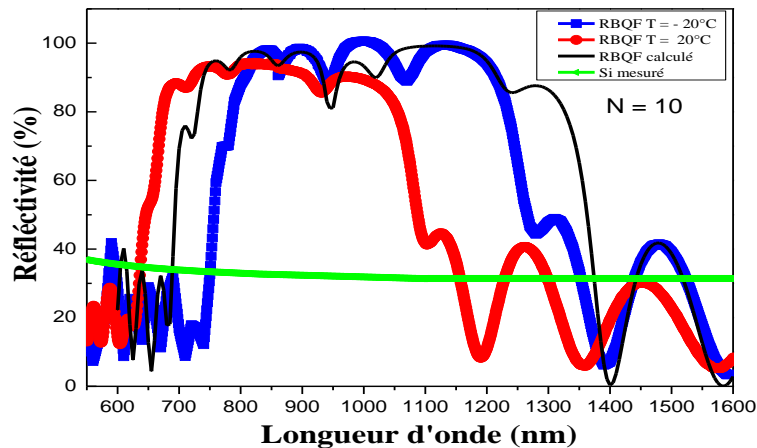


Figure IV. 20: Influence de la température d'anodisation sur les spectres de réflectivité du RBQF. Le spectre de la réflectivité du RBQF simulé est également attaché dans la figure en noir. Le spectre obtenu à température ambiante est en rouge et celui obtenu à $T = -20\text{ °C}$ est en bleu. Les paramètres de simulation sont : $N_{Totale} = 10$, $\lambda_{B0} = 800\text{ nm}$ et $\lambda_{Bf} = 1100\text{ nm}$. Les paramètres expérimentales à température ambiante sont : $J_L = 5\text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,25\text{ nm.s}^{-1}$ et $J_H = 200\text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 139\text{ nm.s}^{-1}$; pour $T = -20\text{ °C}$ sont : $J_L = 5\text{ mA/cm}^2$, $V_{gL} = 6,067\text{ nm.s}^{-1}$ et $J_H = 70\text{ mA/cm}^2$, $V_{gH} = 50,167\text{ nm.s}^{-1}$. La concentration de l'HF dans la solution est d'environ 35 %.

La largeur de la BP du RBQF, calculé pour $R > 80\%$, passe de 381 nm, à température ambiante, jusqu'à 448 nm pour $T = -20\text{ °C}$. En effet, une amélioration de 14,95 % de la BP du RBQF est obtenue lorsqu'on abaisse la température d'anodisation à -20 °C , mais elle reste inférieure par rapport à la valeur simulée (598 nm). Cependant, La largeur de la BP du RBQF déterminée entre les deux points d'intersection des deux spectres : $R_{Si}(\lambda)$ et $R_{RBQF}(\lambda)$, est d'environ 603 nm et elle couvre la gamme spectrale de 750 nm jusqu'à 1353 nm. Elle est améliorée avec un gain de 13,93 % en réduisant la température d'anodisation à (-20 °C) . Le maximum de la réflectivité atteint est d'environ de 96 %.

La comparaison entre les valeurs de $R_{moyenne}$ obtenues à température ambiante ($T = 20\text{ °C}$) et à basse température ($T = -20\text{ °C}$), pour les structures du réflecteur de Bragg : (i) MB, (ii) RBC et (iii) le RBQF, est illustrée sur la **Figure IV. 21**. On remarque que la réduction de la température d'anodisation améliore considérablement la réflexion des photons dans la gamme des longueurs d'ondes allant de 800 nm jusqu'à 1200 nm.

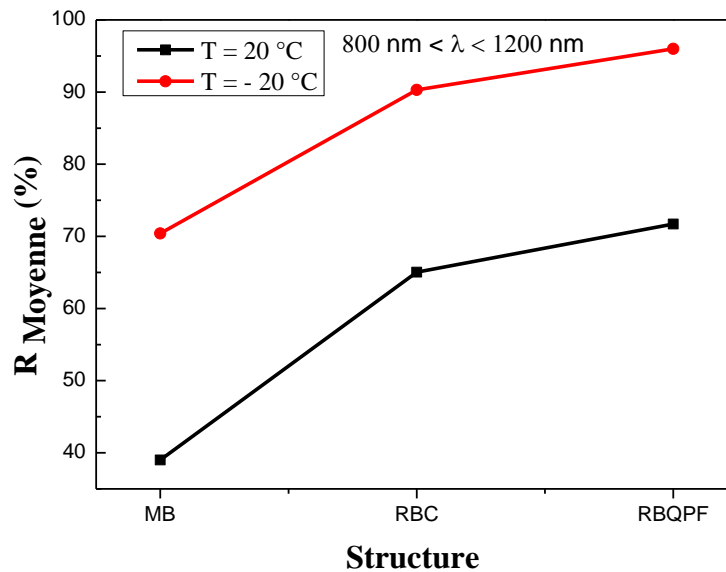


Figure IV. 21 : Comparaison entre les valeurs de $R_{moyenne}$ obtenues à température ambiante ($T = 20\text{ °C}$) et à basse température ($T = -20\text{ °C}$) pour les structures : MB, RBC et RBQF.

La plus grande valeur de $R_{moyenne}$ est obtenue pour le RBQF. Le $R_{moyenne}$ de cette structure croit de 72 % (pour $T = 20\text{ °C}$) à 96 % (pour $T = -20\text{ °C}$). Cependant, La valeur faible de $R_{moyenne}$ est obtenue pour la structure du MB. Le $R_{moyenne}$ de cette dernière structure augmente de 39% (pour $T = 20\text{ °C}$) à 70 % pour $T = -20\text{ °C}$.

IV.3 Effet du réflecteur arrière à base du SP sur les caractéristiques optiques et électriques d'une cellule solaire amincie

En vue de montrer l'influence du réflecteur arrière sur les caractéristiques optiques et électriques d'une cellule solaire amincie, nous avons utilisé le réflecteur arrière réalisé, par le **Pr. L. Remache**, sur un substrat du type P poli sur les deux faces [21]. Ce réflecteur est constitué d'une seule couche de SP optimisée pour refléter le maximum de réflectivité dans l'intervalle de longueur d'onde de 800 – 1200 nm. En utilisant le spectre de réflectivité mesuré sur la surface opposé du réflecteur élaboré ainsi le modèle optique décrit dans le **Paragraphe I. 5.1**, nous allons extraire ces caractéristiques :

- (i) Le spectre de réflectivité interne (R_b).
- (ii) Le spectre d'absorption (A) et la valeur du photon courant de la cellule amincie.

IV.3.1 Calibration du dispositif d'anodisation

Dans le but d'obtenir des couches homogènes et reproductibles, les échantillons de SP sont préparés sur des substrats de type P (polis sur les deux faces) et de résistivité de 0,01-0,02 Ω .cm. La concentration de l'HF /Ethanol est fixé à 1 :1. La densité de courant appliqué est variée de 2,5 à 200 mA/cm², la durée d'anodisation est choisie dans l'intervalle : 1-10 s.

La caractérisation des échantillons est effectuée par spectroscopie ellipsométrie (SE) et par microscope électronique à balayage (MEB). Le détail de ces techniques de caractérisation ainsi des appareillages utilisés sont décrites dans la référence [22].

La variation de la porosité en fonction de la densité de courant est représentée sur la courbe de la **Figure IV.22 (a)**. Une large gamme de porosité est obtenue : 40- 80%. D'autre part, la variation de l'épaisseur en fonction de la durée d'anodisation illustrée sur la courbe de la **Figure IV.22 (b)**, montre une parfaite linéarité, et la vitesse de gravure est de l'ordre de 87,5nm/ s.

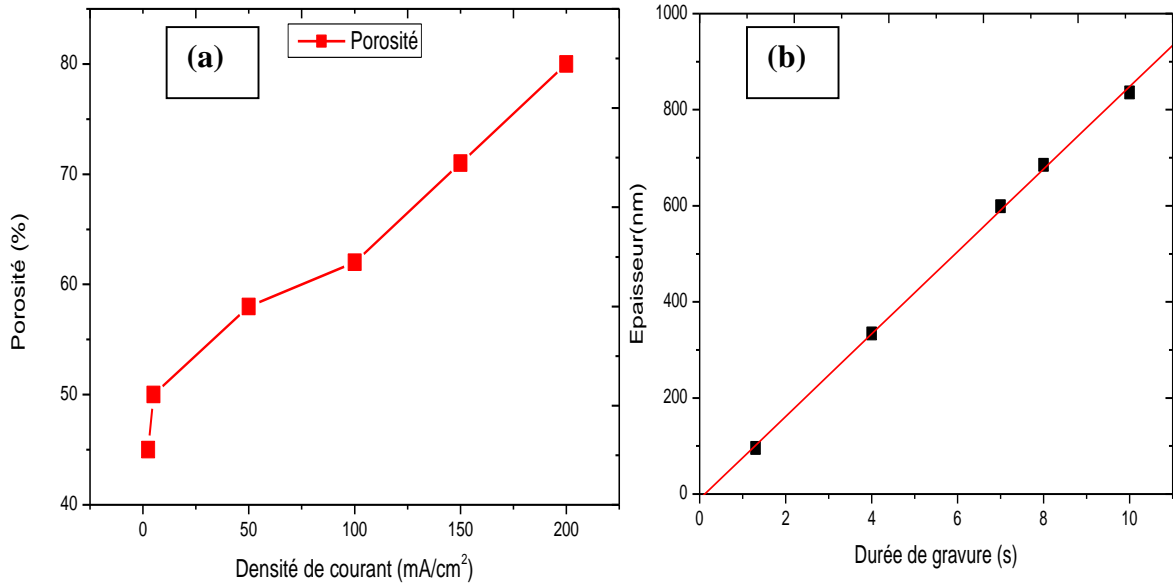


Figure IV. 22 : Courbes de variation : (a) de la porosité en fonction de la densité de courant, (b) de l'épaisseur en fonction de la durée d'anodisation [21].

➤ **Gravure du réflecteur arrière sur substrat P**

Pour déterminer les paramètres du réflecteur arrière, la maximisation de la réflectivité totale sur la face avant, devrait vérifier la relation suivante :

(a)

(b)

$$n \cdot d = \frac{\lambda}{4} \quad \text{Eq. IV. 2}$$

n et d, étant respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur de la couche réfléchissante de silicium poreux.

Il est évident que la stabilité de la couche poreuse exige des valeurs qui ne dépassent pas 65%, ce qui correspond à un indice égal à 1,77. Dans ce cas, le calcul donne une épaisseur

optimale de 92 nm, pour un indice de réfraction égale à 1,9 (Porosité = 60%). Du point de vue pratique, et en se référant aux courbes de calibration, pour obtenir une porosité de 60%, il faudrait appliquer une densité de courant de 100 mA/cm². La durée de gravure qui permet d'obtenir 92 nm environ, est de 1,3 s. la couche poreuse obtenue est parfaitement homogène et l'épaisseur se situe au environ de 90 nm **Figure IV. 23.**

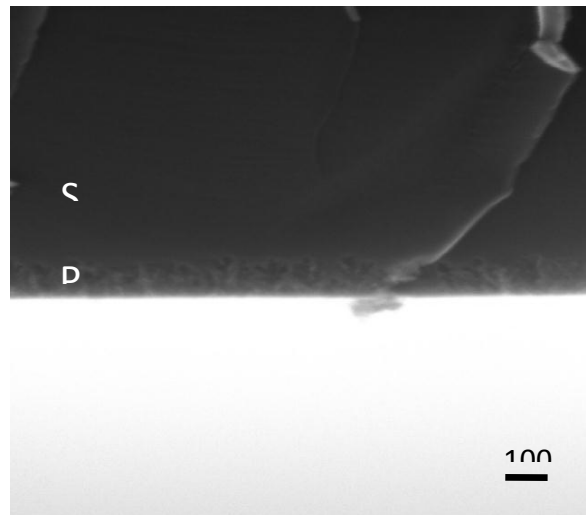


Figure IV. 23: Image MEB d'une découpe transversale d'une couche de SP de porosité de 62% gravée pendant 1,3s. Le profil de gravure est homogène le long de la découpe [21].

IV.3.1.1 Réflectivité totale mesurée sur la structure Si/SP

La valeur de réflectivité totale mesurée sur la face opposée de la couche poreuse gravée est illustrée sur la **Figure IV. 24**. Les résultats montrent que le maximum de réflectivité est égal à 55% pour une épaisseur de 96 nm, ce qui correspond à une durée d'anodisation de 1,3 s. La porosité mesurée par SE est de 62,3 %.

Le confinement optique est observé a priori dans l'intervalle de longueur d'onde 600-950 nm, conduisant à une augmentation de la réflectivité de 4%. Tandis que dans la région infrarouge, l'augmentation de la réflectivité totale est notable. En effet, la réflectivité maximale mesurée dans la plage comprise entre 950 et 1200 nm atteint 58,5 % pour les paramètres

optimisés. Cette amélioration est estimée à plus de 12% par rapport à celle mesurée sur la surface de Si/Al (**Figure IV.24**).

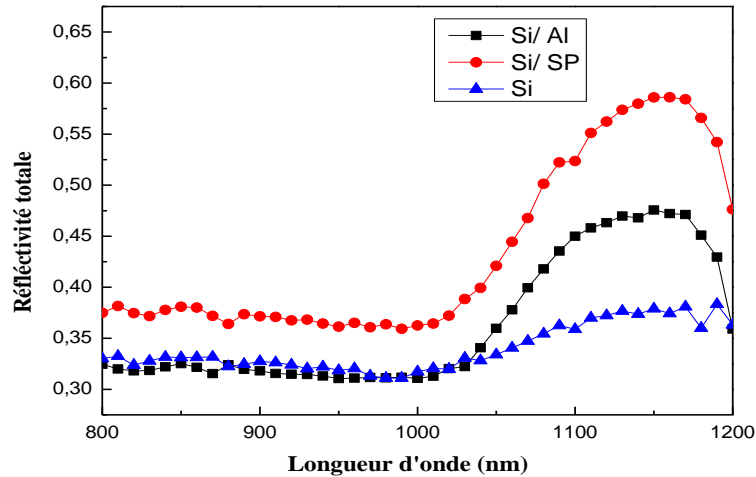


Figure IV. 24: Spectres de réflectivité totale mesurée sur la face avant des structures : Si/ SP, Si/ Al et le substrat de silicium (Si).

IV.3.2 Extraction de la réflectivité interne R_B

Le confinement optique sur la face arrière des cellules solaires est quantifié d'une manière plus efficace par le calcul de deux paramètres [23] :

- La réflectivité interne R_B .
- Le facteur Z , qui définit l'augmentation de la longueur du chemin optique (Path-length enhancement factor (Z)). Son expression est donnée par :

$$Z = \frac{1 + R_b}{1 - R_b R_F} \quad \text{Eq. IV. 3}$$

R_B et R_F sont définis dans le **Paragraphe I.5. 1**

Les valeurs de la réflectivité totale mesurées ne reflètent pas d'une manière efficace la qualité du réflecteur arrière, la quantification parfaite du RA est assurée par la détermination de la réflectivité interne nommée R_B . Cette valeur difficile à mesurer, est calculée à partir de la

formule **Eq I. 12**. Le modèle optique de la structure est présenté sur la **Figure I. 18**. Les spectres de réflectivité interne des deux structures Si/SP et Si/Al sont représentés dans l'intervalle de longueur d'onde 950-1200 nm, montrent que la structure Si/SP offre un excellent réflecteur arrière. Les photons de cette gamme de longueur d'onde sont donc renvoyés dans la cellule lorsqu'ils atteignent la face arrière, de sorte d'avoir une nouvelle chance d'être absorbés. Le maximum de réflectivité pour cette structure (Si/SP), peut atteindre 90%, comparativement à celle du Si/Al qui ne dépasse pas 64% à partir de 1100 nm (voir **Figure IV.25**).

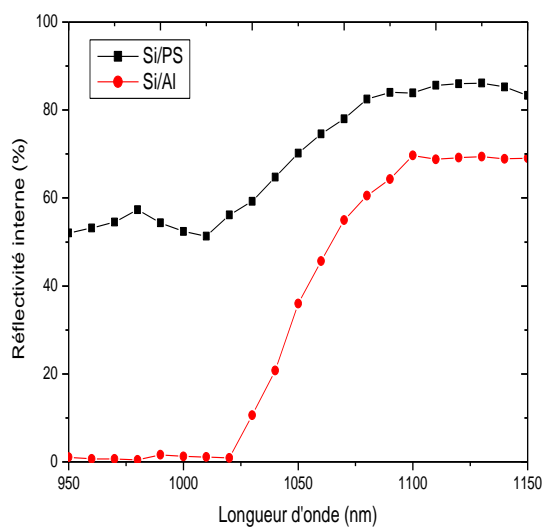


Figure IV. 25 : Spectres des réflectivités internes calculés à partir R_{Totale} pour les structures : Si/ SP et Si/Al.

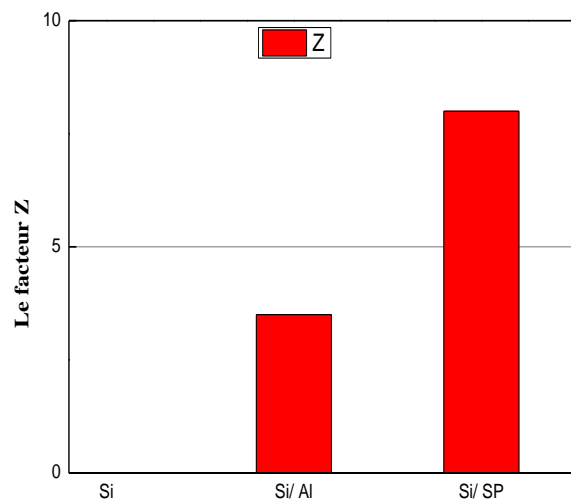


Figure IV. 26 : Le facteur Z

Le facteur Z est illustré sur la **Figure IV. 26**. Il atteint la valeur 8 comparativement à celui du contact arrière en Al qui ne dépasse pas 3,5. Ce résultat est comparable à celui obtenu avec les structures à base de miroir de Bragg [23].

IV.3.3 Calcul du facteur d'absorption de la lumière et la densité du photocourant

La valeur du facteur d'absorption (A) et la densité de photocourant des deux structures Si/SP et Si/Al sont calculées à partir de la formule **Eq I. 9** et **Eq I.11** respectivement. La **Figure IV. 27** illustre le spectre d'absorption (A) de deux structures Si/SP et Si/Al. On observe une

amélioration considérable dans l'absorption des photons dans l'intervalle : 950-1150 nm, pour la structure Si/SP en comparaison avec la structure Si/Al. Les valeurs de photon courant calculés pour les structures Si/SP et Si/Al sont : 32 et 30,6 mA/cm² respectivement (voir Figure IV.28).

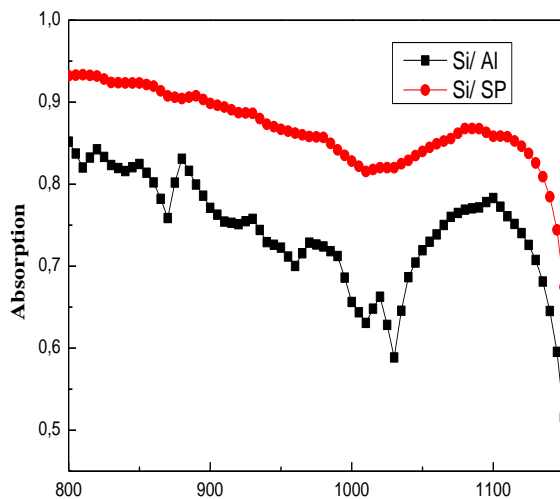


Figure IV. 27 : Spectres d'absorption (A) calculés à partir R_{Totale} pour les structures : Si/ SP et Si/ Al.

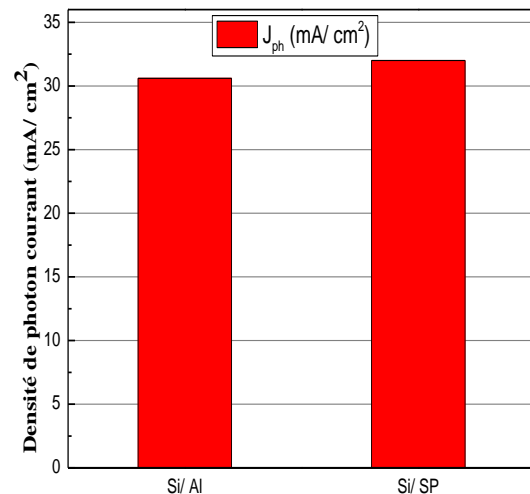


Figure IV. 28 : Densité de photon courant calculé à partir R_{Totale} pour les structures : Si/ SP et Si/ Al.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté l'étude expérimentale effectuée pour la réalisation des différentes structures du réflecteur de Bragg optimisées. Nous avons commencé par l'étude de l'influence de la densité de courant et de la concentration de l'HF sur la porosité et la vitesse de gravure des monocouches de SP, à température ambiante. Les résultats obtenus sont en accord avec la littérature : (i) la porosité augmente avec la densité de courant et diminue avec la concentration de l'HF, (ii) la variation de la vitesse de gravure est gouvernée principalement par la densité de courant. En se basant sur ces résultats nous avons choisi les paramètres d'anodisation adéquats (densité de courant et vitesse de gravure) pour fabriquer les différentes structures du RB optimisées.

La caractérisation par microscope électronique à balayage de deux structures : MB et RBQF, a illustré la succession périodique des couches de fort et de faible indice. En outre, elle

a relevé une rugosité d'interface élevée à l'interface entre le substrat de silicium et la dernière couche de SP gravée.

Les spectres de réflectivité mesurés pour les différentes structures fabriquées, à température ambiante, ne se concordent pas bien pas avec les spectres simulés, ils sont décalés vers le visible. En plus, Leurs bandes photoniques mesurées sont étroites par rapport aux valeurs simulées. Cette différence est attribuée essentiellement aux modifications des paramètres d'anodisation qui survient durant le processus de fabrication ainsi à la rugosité d'interface. La plus large BP atteinte à température ambiante est celle du réflecteur à base des MBAC, elle est de 409 nm. En utilisant cette structure nous avons obtenu un gain de 48,9 %, en réflectivité, en comparaison avec le MB conventionnel.

La diminution de la température de l'électrolyte pourrait améliorer la reproductibilité des couches de SP et de réduire la rugosité d'interface. Dans cette optique, nous avons réétudié la variation de la porosité et la vitesse de gravure à $T = -20\text{ °C}$, afin de d'élaborer les structures optimisées à basse température. Nous avons constaté que la porosité augmente et la vitesse de gravure diminue en abaissant la température de l'électrolyte. Ces résultats sont en accords avec la littérature. Bien que le minimum de la porosité obtenu à $T = -20\text{ °C}$, est élevé par rapport à celui obtenu à température ambiante, nous avons essayé de fabriquer les structures optimisées avec le même rapport d'indice de réfraction ($n = 1,5$) pour que nous pourrions voir l'influence de la température sur la performance des structures multicouches fabriquées.

La caractérisation optique des structures fabriquées à $T = -20\text{ °C}$, à savoir : MB, RBC et RBQF, en mesurant leurs spectres de réflectivité a montré une grande ressemblance entre les résultats expérimentaux et simulés. Les spectres de réflectivité mesurés pour les trois structures élaborées dans ces conditions se situent dans la gamme spectrale désirée : 800 – 1200 nm, cela prouve que la reproductibilité des couches de SP est améliorée. La valeur moyenne de réflectivité de RBQF est augmentée de 72 % à température ambiante ($T = 20\text{ °C}$). à 96 % à basse température ($T = -20\text{ °C}$). En plus, la largeur de sa BP est améliorée de 519 nm à 603 nm en abaissant la température de l'électrolyte jusqu'à $T = -20\text{ °C}$.

En vue d'avoir l'impact du RA sur le confinement optique à l'intérieur des cellules minces en Si ainsi sur l'absorption de la lumière et le photocourant généré. Nous avons élaboré une seule couche réflectrice sur un substrat de Si faiblement dopé (structure : SP/ Si). Ensuite

nous avons calculé la réflectivité interne sur la face arrière (R_b), le facteur d'absorption (A), la densité de photocourant (J_{Ph}) et le facteur Z qui définit la longueur du chemin optique. Tous ces paramètres calculés sont comparés avec ceux obtenus pour la structure Si/Al. Les résultats obtenus ont montré que le spectre de R_b et le spectre de (A) calculés pour la structure SP/Si sont améliorés dans la gamme spectrale 950-1200 nm, en comparaison avec les résultats calculés pour la structures Si/Al. Le facteur Z a atteint la valeur 8 contre celui du contact arrière en Al qui n'a pas dépassée 3,5. Les valeurs de photocourant calculées pour les structures Si/SP et Si/Al sont : 32 et 30,6 mA/ cm² respectivement.

Bibliographie :

- [1] A. Halimaoui, Porous silicon science and technology, Les Editions de Physique-Springer, Vol.3, pp.33-50, 1994.
- [2] X. G. Zhang, S. D. Collinns, and R. L. Smith, “ Porous silicon formation and electroplishing of silicon by anodic polarization in HF solutions,” Journal of the Electrochemical Society, vol. 136, no. 5, pp. 1561, 1989.
- [3] T. Nychporuk, Nouvelles morphologies du silicium nanostructuré issues de l'anodisation électrochimiques : Elaboration, propriétés physico-chimiques et applications, Thèse Laboratoire de Physique de la Matière de l'INSA de Lyon, France, soutenue en 2006.
- [4] ELISA. GUILLERMAIN, Dispositifs nanophotoniques à ondes de surface en silicium poreux : Technologie et application à la bio-détection, Thèse INL. INSA de Lyon, soutenue en 2007.
- [5] HALIMAOUI A., Porous silicon formation by anodisation, In : edited by L. T. Canham, Properties of porous silicon. London: INSPEC, pp. 12-22, 1997.
- [6] J ANTO PRADEEP, An investigation of optical properties of porous silicon: Refractive index, Photoluminescence and Raman scattering studies, Thesis of Doctor of Philosopy, Department of Physics Indian Institute Of Technology Guwahati, Guwahati, India, september, 2011.
- [7] T. Nychporuk, Nouvelles morphologies du silicium nanostructuré issues de l'anodisation electrochimiques : Elaboration, propriétés physico-chimiques et applications, Thèse de doctorat, Laboratoire de Physique de la Matière de IINSA de Lyon.,France, 2006.
- [8] M. Beale, N. Chew, M. Uren et al., Microstructure and formation mechanism of porous silicon, Applied Physics Letters, Vol. 46, pp.86-88 , 1985C. Mazzoleni et L. Pavesi, Application to optical components of dielectric porous silicon multilayers, Applied Physics Letters, Vol. 67, pp.2983-2985, 1995.

- [9] S. Billat, M. Thöonissen, R. Arens-Fischer, M.G. Berger, M. Krüger, H. Lüth, Influence of etch stops on the microstructure of porous silicon layers, *Thin Solid Films* Vol.297, pp. 22–25, 1997.
- [10] S. Setzu, P. Ferrand, R. Romestain, Optical properties of multilayered porous silicon, *Materials Science and Engineering B.*, Vol.69–70, pp.34–42, 2000.
- [11] S. Setzu, P. Ferrand, R. Romestain, Optical properties of multilayered porous silicon, *Materials Science and Engineering B.*, Vol.69–70, pp. 34–42, 2000.
- [12] S. Setzu, G. Lerondel, R. Romestain, Temperature effect on the roughness of the formation interface of p-type porous silicon, *J. Appl. Phys.*, Vol. 84, pp.3129–3133, 1998.
- [13] D. Becerra, V. Agarwal, Fabrication of UV filters from porous silicon at low temperatures, *Phys. Stat. Sol.*, Vol.4, pp.1956–1960, 2007.
- [14] M. Servidori, C. Ferrero, S. Lequien, S. Milita, A. Parisini, R. Romestain, S. Sama, S. Setzud, D. Thiaudie, Influence of the electrolyte viscosity on the structural features of porous silicon, *Solid State Commun.* Vol.118, pp.85–90, 2001.
- [15] D.J. Blackwood, Y. Zhang, Porous silicon: influence of etching temperature on microstructure and luminescence, *Surf. Rev. Lett.*, Vol.8, pp. 429–433, 2001.
- [16] D.R. Turner, Electropolishing silicon in hydrofluoric Acid solution, *J. Electrochem. Soc.*, Vol.105, pp.402–408, 1957.
- [17] P. Bettotti, M. Cazzanelli, L.D. Negro, B. Danese, Z. Gaburro, C.J. Oton, G. Vijaya Prakash, L. Pavesi, Silicon nanostructures for photonics, *J. Phys. Condens. Matter*, Vol. 14, pp. 8253–8281, 2002.
- [18] V. Agarwal, Porous silicon multilayers and superlattices, in: L. Canham (Ed.), *Handbook of Porous Silicon*, Springer International publishing: Cham, pp. 153–162, 2018.

- [19] V. Mulloni, C. Mazzoleni, L. Pavesi, Elaboration, characterization, and aging effects of porous silicon microcavities formed on lightly p-type doped substrates, *Semicond. Sci. Technol.*, Vol. 14, pp.1052–1059, 1999.
- [20] L. REMACHE, T. NYCHYPORUK, N. GUERMIT, E. FOURMOND, A. MAHDJOUB, M. LEMITI, Optical properties of porous Si/PECVD SiN_x:H reflector on single crystalline Si for solar cells, *Materials Science-Poland*, Vol.34(1), pp. 94-100, 2016.
- [21] Remache Louardi ,Silicium poreux passivé par des nitrures et des oxydes de silicium. Application aux revêtements antiréfléchissants. Thèse de Doctorat de l'Université de Constantine 1, Soutenue le 22 Mai 2011.
- [22] DUERINCKX F., KUZMA-FILIPEK I., NIEUWENHUYSEN K.V., BEAUCARNE G., POORTMANS J., *IEEE Electr. Device*, Vol.27, p.10, 2006.

Conclusion générale

L'objectif de cette thèse était d'optimiser et réaliser des réflecteurs arrière à base de silicium poreux élaboré sur substrat de silicium par la technique d'anodisation électrochimique afin d'améliorer la réflectivité interne sur la face arrière d'une cellule solaire en silicium.

L'étude théorique du miroir de Bragg à base de SP a permis de dégager les points suivants :

- Plus le rapport (n_H/n_L) est grand plus le coefficient de réflexion est grand, ainsi la largeur de la bande photonique est large.
- La réflectivité du MB augmente en augmentant le nombre des couches empilées.
- La longueur d'onde du MB (λ_B) ne contrôle que la position de sa BP.
- La largeur de la BP du MB est étroite en raison du rapport d'indices de réfraction du silicium poreux limité par la porosité.
- Les structures multicouches avec des épaisseurs de périodes variées selon différentes configurations ((i) le RBC, (ii) les MBAC, (iii) le RBF et (iv) la structure du réflecteur optimisée), pourront refléter la lumière sur un large intervalle des longueurs d'ondes en comparaisant avec la structure du MB conventionnel. En outre, la forme de la configuration des caractéristiques structurales des réflecteurs influe sur le spectre de réflectivité. La plus large BP est obtenu pour le réflecteur de Bragg à profil de Fermi.

Les travaux expérimentaux ont permis de dégager les points suivants :

- La porosité, des monocouches réalisées dans ce travail, sur des substrats de type P⁺ à température ambiante, est proportionnel avec la densité de courant et elle diminue avec la concentration de l'HF. La variation de la vitesse de gravure est gouvernée principalement par la densité de courant.

Conclusion générale

- La caractérisation par microscope électronique à balayage de deux structures : MB et RBQF, a illustré la succession périodique des couches de fort et de faible indices de réfraction. En outre, elle a relevé une rugosité d'interface élevée à l'interface entre le substrat de silicium et la dernière couche de SP gravée.
- Les spectres de réflectivité mesurés pour les différentes structures fabriquées, à température ambiante, ne se concordent pas bien avec les spectres ceux simulés, ils sont décalés vers le visible. En plus, Leurs bandes photoniques mesurées sont étroites par rapport aux valeurs simulées. Cette différence est attribuée essentiellement aux modifications des paramètres d'anodisation qui survient durant le processus de fabrication ainsi à la rugosité d'interface. La plus large BP atteinte à température ambiante est celle du réflecteur à base des MBAC, elle est de 409 nm. En utilisant cette structure nous avons obtenu un gain de 48,9 %, en réflectivité, en comparaison avec le MB conventionnel.
- La diminution de la température de l'électrolyte pourrait améliorer la reproductibilité des couches de SP et de réduire la rugosité d'interface. Dans cette optique, nous avons réétudié la variation de la porosité et la vitesse de gravure à $T = -20\text{ °C}$ afin de d'élaborer les structures optimisées à basse température. Nous avons constaté que la porosité augmente et la vitesse de gravure diminue en abaissant la température de l'électrolyte. Ces résultats sont en accords avec la littérature. Bien que le minimum de la porosité obtenu à $T = -20\text{ °C}$, est élevé par rapport à celui obtenu à température ambiante, nous avons essayé de fabriquer les structures optimisées avec le même rapport d'indice de réfraction ($n = 1,5$) pour que nous pourrions voir l'influence de la température sur la performance des structures multicouches fabriquées.
- La caractérisation optique des structures fabriquées à $T = -20\text{ °C}$, à savoir : MB, RBC et RBQF, en mesurant leurs spectres de réflectivité a montré une grande ressemblance entre les résultats expérimentaux et simulés. Les spectres de réflectivité mesurés pour les trois structures élaborées dans ces conditions se situent dans la gamme spectrale désirée : 800 – 1200 nm, cela prouve que la reproductibilité des couches de SP est améliorée. La valeur moyenne de réflectivité du RBQF est augmentée de 72 % à température ambiante ($T = 20$

Conclusion générale

°C) à 96 % à basse température ($T = - 20$ °C). En plus, la largeur de sa BP est améliorée de 519 nm à 603 nm en abaissant la température de l'électrolyte jusqu'à $T = - 20$ °C.

- Le réflecteur arrière à base d'une seule couche de silicium poreux (Structure Si/ SP), élaborée avec une seule densité de courant ($100\text{mA}/\text{cm}^2$) sur un substrat de type P poli sur les deux faces, a montré une réflectivité interne de l'ordre 86%. L'amélioration en réflectivité interne est estimée à plus de 17% par rapport à la structure Si/ Al pleine plaque. La densité de photocourant calculée pour ces deux structures est de 32 et $30,6\text{ mA}/\text{cm}^2$.